



ТРУДЫ XXVI ВСЕРОССИЙСКОЙ
ОТКРЫТОЙ НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Том I



РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН
ТРУДЫ XXVI ВСЕРОССИЙСКОЙ ОТКРЫТОЙ НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

Том I



Казань, 1–6 июля 2019 г.



Keysight Technologies является ведущим мировым производителем контрольно-измерительного оборудования и технологическим лидером, помогающим разработчикам, производителям и провайдерам услуг оптимизировать сети и ускорять продвижение электронных изделий на рынок при меньших затратах. Решения компании **Keysight** применяются везде, где есть электрические сигналы – от моделирования и проверки прототипов до производственного тестирования и оптимизации сетей и облачных сред. Заказчиками **Keysight** являются ведущие телекоммуникационные компании, аэрокосмические предприятия, представители автомобильной промышленности и энергетики, а также производители полупроводниковых приборов и бытовой электроники.

В России приборы **Keysight Technologies**, ранее производимые под маркой Hewlett-Packard/Agilent Technologies, используются уже более 50 лет и по праву считаются наиболее точным и надежным контрольно-измерительным оборудованием на рынке.

Информация о компании **Keysight Technologies** доступна в сети Интернет по адресу: www.keysight.ru

Генеральный директор ООО «Кейсайт Текнолоджиз» - **Смирнова Галина Владимировна**.



Контакты
Татарстан, г. Казань,
Особая экономическая зона Иннополис,
Лаишевский р-н, с. Усады, ул. Дорожная 42
8 (800) 707 57 45
info@komztest.ru
komztest.ru



С 2016 года было основано предприятие «**КОМЗ - ИЗМЕРЕНИЯ**», направленное на развитие высокоточного измерительного оборудования, произведенного на территории Российской Федерации. Уже в 2018 году компания представила первые продукты - линейку высокотехнологичных осциллографов АльфаТрек серии С7.

Подразделение «**КОМЗ - ИЗМЕРЕНИЯ**» является официальным контрактным партнером компании «Keysight Technologies» в России в части технологичных решений.

Сегодня, приборы «**КОМЗ - ИЗМЕРЕНИЯ**» можно приобрести как у производителя, так и у дистрибьюторской сети, широко представленной от Калининграда до Владивостока. Кроме того, для удобного обслуживания наших клиентов, компания открыла сервисный центр с новейшим оборудованием для возможности оперативного ремонта.

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Научный совет ОФН РАН по распространению радиоволн
Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ
Казанский федеральный университет
Московский физико-технический институт
Российский новый университет

Российский фонд фундаментальных исследований
Национальный комитет URSI
Российская секция IEEE
Объединенное физическое общество РФ

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

**Труды XXVI Всероссийской открытой
научной конференции**

Казань, 1–6 июля 2019 г.

Том I



КАЗАНЬ
2019

УДК 537.86
ББК 32.841
Р24



*Труды конференции изданы при поддержке
Российского фонда фундаментальных исследований
(проект № 19-02-20022)*

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Составитель и научный редактор

Д. С. Лукин

Председатель редакционной коллегии

О. Н. Шерстюков

Заместитель председателя редакционной коллегии

И. А. Насыров

Члены редакционной коллегии

А. Д. Акчурин;

Д. А. Когогин;

О. Ю. Панищев;

А. И. Сулимов

Технический секретарь

Р. Ш. Гагина

Распространение радиоволн: труды XXVI Всероссийской открытой научной
Р24 конференции (Казань, 1–6 июля 2019 г.): в 2 т. — Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2019. —
Т. I. — 514 с.

ISBN 978-5-00130-176-9 (т. I)

ISBN 978-5-00130-175-2

В труды включены доклады, отражающие результаты исследований в области распространения радиоволн от километрового до субмиллиметрового диапазонов в различных средах; распространения широкополсных сигналов в средах с дисперсией; результаты дистанционного зондирования космического пространства, ионосферы, атмосферы и земных покровов в радио, ИК и оптическом диапазонах; исследований нелинейных эффектов в ионосфере, возникающих при распространении радиоволн большой мощности: эффектов, проявляющихся в диапазоне радиочастот, связанных с атмосферным электричеством.

Представленные в трудах новые научные результаты в области распространения радиоволн могут быть полезны специалистам по радиофизике, геофизике, радиосвязи, радиолокации и радионавигации, а также студентам, аспирантам и докторантам соответствующих специальностей.

Доклады печатаются по оригиналам авторов.

**УДК 537.86
ББК 32.841**

ISBN 978-5-00130-176-9 (т. I)

ISBN 978-5-00130-175-2

© Научный совет ОФН РАН по распространению радиоволн, 2019

© Издательство Казанского университета, 2019

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Председатель:

Лукин Д. С., проф., РосНОУ, Москва.

Сопредседатель:

Шерстюков О. Н., д.ф.-м.н., КФУ, Казань.

Заместители председателя:

Кутуза Б. Г., проф., ИРЭ РАН, Москва;

Крюковский А. С., проф., РосНОУ, Москва;

Насыров И. А., доц., КФУ, Казань.

Учёный секретарь:

Растягаев Д. В., доц., РосНОУ, Москва.

Члены программного комитета:

Акчурин А. Д., доц., КФУ, Казань.;

Андреева Е. С., доц., МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва;

Башкуев Ю. Б., д.ф.-м.н., ИФМ СО РАН, Улан-Удэ;

Белашов В. Ю., проф., КФУ, Казань;

Бисярин М. А., проф., С.-ПбГУ, Санкт-Петербург;

Булкин В. В., проф., МИ ВлГУ, Муром;

Данилкин Н. П., д.ф.-м.н., ИПГ им. Е. К. Федорова РАН, Москва;

Деминов М. Г., д.ф.-м.н., ИЗМИРАН им. Н. В. Пушкина РАН, Москва, Троицк;

Денисенко П. Ф., проф., ЮФУ, Ростов-на-Дону;

Дмитриев А. С., проф., ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва;

Жеребцов Г. А., академик РАН, ИСЗФ СО РАН, Иркутск;

Захаров А. И., проф., ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН. Фрязинский филиал, Фрязино;

Зернов Н. Н., проф., С.-ПбГУ, Санкт-Петербург;

Иванов В. А., проф., ПГТУ, Йошкар-Ола;

Иванов Д. В., чл.-корр. РАН, ПГТУ, Йошкар-Ола;

Классен В. И., проф., Радиоккомпания «Вектор», Чистополь;

Колесник С. А., доц., ТГУ, Томск;

Кудрин А. В., проф., ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород;

Кузнецов В. Д., чл.-корр. РАН, ИЗМИРАН им. Н. В. Пушкина РАН, Москва, Троицк;

Куркин В. И., д.ф.-м.н., ИСЗФ СО РАН, Иркутск;

Лапшин В. Б., проф., ИПГ им. Е. К. Федорова РАН, Москва;

Мареев Е. А., д.ф.-м.н., ИФП им. П. Л. Капицы РАН, Москва;

Матвиенко Г. Г., проф., ИОА им. В. Е. Зуева СО РАН, Томск;

Медведев А. В., д.ф.-м.н., ИСЗФ СО РАН, Иркутск;

Миронов В. Л., ИФ им. Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск;

Палкин Е. А., проф., РосНОУ, Москва;

Пермяков В. А., проф., МЭИ, Москва;

Ружин Ю. Я., проф., ИЗМИРАН им. Н. В. Пушкина РАН, Москва, Троицк;

Смирнов В. М., д.ф.-м.н., ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН. Фрязинский филиал, Фрязино;

Терещенко Е. Д., проф., ПГИ, Мурманск;

Фролов В. Л., д.ф.-м.н., ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород;

Черкашин Ю. Н., проф., ИЗМИРАН им. Н. В. Пушкина РАН, Москва, Троицк;

Чубинский Н. П., доц., МФТИ(ГУ), Долгопрудный, Московская обл.;

Шевцов Б. М., ИКИР ДВО РАН, Петропавловск-Камчатский;

Шустов Э. И., проф., ОАО «НПК НИИДАР», Москва;

Щукин Г. Г., проф., ВКА им. А. Ф. Можайского, Санкт-Петербург.

Содержание

Предисловие	10
Пленарные доклады	11
Жеребцов Г. А., Медведев А. В., Бернгардт О. И., Васильев Р. В., Куркин В. И., Кушнарев Д. С., Лебедев В. П., Орлов А. И., Федоров Р. Р., Гркович К. В., Сетов А. Г. Радиофизический кластер инструментов национального гелиогеофизического комплекса РАН: задачи и текущее состояние	12
Карпов А. В., Сулимов А. И., Шерстюков О. Н. Актуальные научные и прикладные проблемы метеорного распространения радиоволн	20
Пермяков В. А. Вспоминаем профессоров МЭИ Г.Т.Маркова (1909–1981) и Е. Н. Васильева (1929–2004)	29
Крюковский А. С., Лукин Д. С., Палкин Е. А., Растягаев Д. В. Решение фундаментальных проблем распространения и фокусировки электромагнитных волн в неоднородных, анизотропных, поглощающих средах на основе бихарактеристик и специальных функций волновых катастроф	32
Черкашин Ю. Н. Рефракция и дифракция нелинейных сосредоточенных волновых полей солитонного типа, их основные физические закономерности	41
Зернов Н. П., Герм В. Э., Заалов Н. Ю. Распространение электромагнитных полей высоких частот в возмущённой ионосфере	49
Грач С. М., Насыров И. А., Когогин Д. А., Шиндин А. В., Клименко В. В., Белецкий А. Б., Гумеров Р. И., Комраков Г. П., Сергеев Е. Н. Исследования искусственного оптического свечения на стенде СУРА (обзор)	58
Попель С. И., Голубь А. П., Зеленый Л. М. Пылевая плазма в системе Марса	67
Репин А. Ю., Анишин М. М., Барабашов Б. Г., Демин Д. С., Денисова В. И., Журавлев С. В., Котонаева Н. Г., Цыбуля К. Г. Сервис долгосрочного и оперативного прогноза условий распространения радиоволн КВ диапазона	75
Белашов В. Ю., Белашова Е. С., Харшиладзе О. А. Динамика неоднородных волновых структур солитонного и вихревого типов в комплексных сплошных средах, включая атмосферу, гидросферу и космическую плазму	83
Секция 1. Распространение радиоволн и дистанционное зондирование верхней атмосферы и космического пространства	92
Афанасьев Н. Т., Чудаев С. О. Метод быстрого расчета флуктуаций лучей в частично детерминированной космической плазме	93
Афанасьев Н. Т., Чудаев С. О. Математическое моделирование влияния дрейфа случайных плазменных неоднородностей на ширину спектральной линии ионозонда	97
Алимов О. А., Калашникова Т. М. Воздействие сейсмической активности на диапазон полупрозрачности спорадического слоя E_s	101
Андреева Е. С., Терещенко Е. Д., Назаренко М. О., Нестеров И. А., Падохин А. М., Туманова Ю. С. Моделирование управляемых дисперсией солитонов в оптических волокнах на плотных картах с локальной нелинейностью	105
Цедрик М. В., Подлесный А. В., Науменко А. А., Куркин В. И. Анализ динамических амплитудных характеристик по данным сигналов вертикального ЛЧМ-зондирования	110
Черняков С. М., Турянский В. А. Нелинейная динамика уединенных волновых структур в комплексных сплошных средах	113
Черниговская М. А., Шпынев Б. Г., Хабитуев Д. С., Ратовский К. Г., Белинская А. Ю., Степанов А. Е., Бычков В. В., Григорьева С. А., Панченко В. А., Коуба Д., Мелич Й. Исследование долготных неоднородностей ионосферных и геомагнитных возмущений в северном полушарии во время магнитных бурь	117
Деминов М. Г., Деминов Р. Г. Геомагнитный индекс для интенсивной ионосферной бури	122

Деминов М. Г., Деминова Г. Ф. Эффективный индекс солнечной активности для долгосрочного прогноза ионосферы	126
Денисенко П. Ф., Соцкий В. В. Коррекция высотных профилей электронной концентрации модели IRI по данным вертикального зондирования	129
Денисенко П. Ф., Жбанков Г. А., Соцкий В. В. Коррекция моделей ионосферы по данным сети наземных ионозондов	133
Дрюк А. В., Зернов Н. Н. Когерентные свойства высокочастотных полей, распространяющихся в трансionoсферном стохастическом радиоканале	137
Гаврик А. Л., Бондаренко М. И., Коломиец С. Ф., Копнина Т. Ф., Луканина Л. А. Миссия ВЕНЕРА-Д: концепция радиосистемы и методы обработки данных радиопросвечивания	141
Гаврик А. Л. Точность определения электронной концентрации в ионосфере Венеры по данным радиопросвечивания	146
Гаврилов Б. Г., Зецер Ю. И., Поклад Ю. В., Ряховский И. А., Ляхов А. Н., Рыбаков В. А., Ермак В. М. Исследования атмосферы и ионосферы с использованием радиофизического измерительного комплекса геофизической обсерватории «Михнево»	150
Герм В. Э., Макаренкова Е. В. Моделирование перемежаемости флуктуаций сигналов при трансionoсферном распространении	155
Гомонов А. Д., Юрик Р. Ю., Шаповалова Ю. А., Черняков С. М., Калитенков Н. В. Анализ сравнения значений электронной плотности по данным моделирования модели IRI с экспериментальными измерениями радара частичных отражений	159
Ишмуратов Р. А., Калабанов С. А. Компьютерное моделирование оценивания эффективности антенной системы метеорного радара для измерения угловых координат радиоотражений	163
Иванников Д. А., Полякова А. Г. Использование стационарных станций радиоподсвета для оценки условий прохождения радиоволн при работе с комплексами радиомониторинга	168
Карпачев А. Т., Жбанков Г. А. Удаленные горизонтальные следы земных отражений на высокоширотных ионограммах спутника «ИНТЕРКОСМОС-19»	172
Хабитуев Д. С., Шпынев Б. Г., Сетов А. Г. Новая методика фитирования для иркутского радара некогерентного рассеяния	176
Христофоров С. В., Бочкарев В. В. Оценка индексов геомагнитной и солнечной активности по распределению ПЭС ионосферы с помощью искусственных нейронных сетей	180
Ким В. Ю., Браницкий А. В., Полиматиди В. П. Исследование динамики локального возмущения в ионосфере с помощью быстродействующего ионозонда	184
Ким В. Ю., Полиматиди В. П., Пучков В. А. Об измерении действующей высоты ионосферы фазовым методом	188
Клименко М. В., Карпачев А. Т., Ратовский К. Г., Котова Д. С., Оводенко В. Б., Ясюкевич Ю. В., Ясюкевич А. С., Жбанков Г. А., Теменс Д. Р., Клименко В. В. Проблемы корректного описания ионосферы как среды распространения радиоволн в различных прикладных задачах	192
Колесник С. А., Пикалов М. В., Колмаков А. А. Особенности долгопериодных трендов основных параметров F2 области ионосферы в г. Томске	196
Крашенинников И. В., Шубин В. Н. Частотная зависимость амплитуды волнового поля на предельной дальности односкачкового распространения в условиях низкой солнечной активности	203
Романов И. В., Гивишвили Г. В., Данилкин Н. П., Крашенинников И. В., Филиппов М. Ю. Радиозондирование ионосферы с борта высокоорбитального космического аппарата над арктическим регионом	207

Куркин В. И., Золотухина Н. А., Полех Н. М., Подлесный А. В. Изменчивость условий распространения кв радиоволн на трассах восточной сибери в июне 2015 г.	211
Лавыгин И. А., Лебедев В. П., Гркович К. В., Бернгардт О. И. Совершенствование методик обработки сигналов обратного рассеяния от земной поверхности и от ионосферы на основе анализа их полной формы на декаметровом радаре ЕКВ ИСЗФ СО РАН	215
Лобанов К. А., Шемелов В. А., Подчасский А. С. Методика диагностики состояния ионосферы на основе данных регистрации сигналов СРНС ГЛОНАСС/GPS и справочных моделей ионосферы и ПЭС плазмосферы	220
Малецкий Б. М., Ясюкевич Ю. В., Веснин А. М. Полное электронное содержание по данным ГЛОНАСС/GPS/GALILEO: проблемы фильтрации	225
Мальцева О. А., Никитенко Т. В. Статистика сравнения экспериментальных и модельных параметров ионосферы в высоких широтах	230
Maquyama T., Hozumi K., Ma G. Ionospheric total electron content derived from GNSS signals by double thin-shell model near the magnetic equator and implication in the meridional wind	235
Медведев А. В., Ратовский К. Г., Толстиков М. В., Васильев Р. В., Артамонов М. Ф., Алсаткин С. С. Статистический анализ характеристик внутренних гравитационных волн по данным иркутского комплекса радиофизических инструментов	238
Минасян Г. Г., Нестеров И. А., Илюшин Я. А. Изменение распределений наблюдаемой статистики временных производных полного электронного содержания в результате сбоя в фазе сигналов навигационных спутников	243
Науменко А. А., Подлесный А. В., Ильин Н. В. Восстановление поляризационных параметров при вертикальном зондировании ионосферы непрерывным ЛЧМ-сигналом	247
Ойнац А. В., Ясюкевич Ю. В., Веснин А. М., Мыльникова А. А., Бернгардт О. И., Тащилин А. В. Адаптация моделей ионосферы по данным ионозондов вз и приемников ГНСС для задач моделирования распространения декаметровых радиоволн	251
Ойнац А. В. Исследование особенностей и моделирование сигнала возвратно-наклонного зондирования в секторе обзора декаметрового радара ЕКВ	256
Олейник И. А., Бочкарев В. В. Применение нелинейных фильтров для выделения критических частот по данным вертикального зондирования	260
Первалова Н. П., Ясюкевич А. С., Воейков С. В. Возможности ГНСС для регистрации ионосферных возмущений в арктическом регионе	264
Перцев Н. Н., Далин П. А., Ромейко В. А., Перминов В. И., Суходоев В. А. Мезосферные облака: опыт многолетнего наземного мониторинга	268
Подлесный А. В., Науменко А. А., Цедрик М. В. Проблемы использования ЛЧМ-сигналов для зондирования внешней ионосферы	272
Полякова А. Г., Котонаева Н. Г., Михайлов В. В. Проверка статистических гипотез о законах распределения вероятностей отклонений критической частоты слоя F2 ионосферы для долготной цепочки станций наблюдения	276
Пономарчук С. Н., Грозов В. П., Котович Г. В., Куркин В. И., Пензин М. С. Восстановление поляризационных параметров при вертикальном зондировании ионосферы непрерывным ЛЧМ-сигналом	281
Пулинец С. А., Данилкин Н. П., Котонаева Н. Г., Данилов И. С. Комплексное зондирование ионосферы в рамках космического эксперимента на борту международной космической станции и транспортного грузового корабля «ПРОГРЕСС»	286
Ратовский К. Г., Клименко М. В., Ясюкевич Ю. В., Клименко В. В. Статистический анализ ионосферного отклика в глобальном электронном содержании на геомагнитные бури	290

Романов И. В., Данилкин Н. П., Журавлев С. В., Котонаева Н. Г. Аппаратура контроля и проверки качества режимов внешнего и трансionoсферного радиозондирования космического эксперимента «ИОНОЗОНД-ТГК»	294
Rudenok I. P., Kireeva A. I. Anomalous wave properties of gradient chiral metamaterials with anisotropy of the magnetoelectric coupling and spatial dispersion	299
Лапицкий В. Ф., Фролов К. В., Русин С. В., Шулипа Д. А. Оценка точности оперативного прогноза и текущей величины максимально применимой частоты КВ радиолнии при неполных исходных данных	305
Сахтеров В. И Повышение точности прогноза прохождения радиоволн декаметрового диапазона	308
Сергеенко Н. П. Эффекты электрических полей в слое F2 в возмущённых условиях по данным наземного зондирования	311
Сетов А. Г., Васильев Р. В., Кушнарв Д. С., Медведев А. В. Метод определения абсолютного значения солнечного потока на Иркутском радаре некогерентного рассеяния	315
Шерстюков Р. О., Акчурин А. Д., Шерстюков О. Н. Проблемы выбора зрительных осей спутник-приемник в практике ГНСС трансionoсферного зондирования для наблюдения за слабыми СМ ПИВ	319
Шпынев Б. Г., Черниговская М. А., Ратовский К. Г., Хабитуев Д. С. Связь волновых возмущений в зимней ионосфере с динамикой стратосферы	323
Смирнов Г. С., Акчурин А. Д. Сравнение электронных плотностей и температур на спутниках SWARM и наземных наблюдений	328
Степанов А. Е., Кобякова С. Е., Дмитриев Ю. Р., Халипов В. Л. Исследование быстрых субавроральных дрейфов ионосферной плазмы по данным наземного радиозондирования	332
Ташлыков В. П., Сетов А. Г., Медведев А. В., Лебедев В. П. Методика вычитания помех от объектов рельефа местности для Иркутского радара некогерентного рассеяния	337
Терещенко Е. Д., Терещенко П. Е., Сидоренко А. Е. Связь вариаций в ближней зоне низкочастотного (0,1-10 Гц) электромагнитного поля контролируемого источника с состоянием ионосферы	341
Тинин М. В. Особенности распространения радиоволн в многомасштабной случайно неоднородной ионосфере	345
Титова М. А., Захаров В. И., Пулинец С. А. Определение ионосферных возмущений над сейсмическими источниками во время крупных землетрясений 2010 г. радиофизическими методами в условиях спокойного геомагнитного поля	349
Толстиков М. В., Ойнац А. В., Медведева И. В., Медведев А. В., Ратовский К. Г., Нишитани Н. Исследование влияния планетарных волн во время стратосферных потеплений на характеристики ионосферных возмущений по данным КВ радара Хоккайдо ИСТ	354
Ратовский К. Г., Толстиков М. В., Медведев А. В. Статистический анализ волновой активности ионосферы на основе длинных рядов данных вертикального зондирования	359
Вертоградов Г. Г., Вертоградов В. Г., Чайка Е. Г. Оценка точности однопозиционного местоопределения источников радиоизлучения в кв диапазоне	364
Веснин А. М., Киселев А. В., Малецкий Б. М., Мыльникова А. А., Ясюкевич Ю. В., Воейков С. В. Комплекс мониторинга ионосферы по данным ГНСС в реальном времени	368
Вертоградов Г. Г., Урядов В. П., Выборнов Ф. И., Першин А. В. Траекторный синтез ионограмм на слабонаклонной трассе в условиях волновых возмущений	372
Вертоградов Г. Г., Урядов В. П., Чайка Е. Г., Валов В. А., Выборнов Ф. И., Першин А. В., Стародубровский А. С. Оценка точности определения местоположения источника радиоизлучения с помощью лчм ионозонда–радиопеленгатора . . .	376

Ясюкевич А. С., Веснин А. М., Ясюкевич Ю. В., Падохин А. М. Исследование корреляции долговременных рядов полного и плазмосферного электронного содержания с индексами солнечной и геомагнитной активности	380
Ясюкевич А. С., Черниговская М. А., Шпынев Б. Г., Хабитуев Д. С. Связь короткопериодной ионосферной возмущенности с солнечной активностью и вариациями в зимней полярной стратосфере	384
Ясюкевич Ю. В., Киселев А. В., Живетьев И. В., Едемский И. К., Сыроватский С. В., Малецкий Б. М., Веснин А. М. Полное электронное содержание по данным GPS/ГЛОНАСС/GALILEO: система автоматической обработки данных	388
Заалов Н. Ю., Москалева Е. В. Морфология и динамика спорадического слоя E в средних широтах земли	393
Жуков А. В., Ясюкевич Ю. В., Серебеникова С. А., Веснин А. М., Киселёв А. В. Машинное обучение в задаче оценки границы аврорального овала по картам вариаций полного электронного содержания	397
Зыков Е. Ю. Автоматическое конвертирование и интерпретация ионограмм вертикального зондирования различных форматов	401
Секция 2. Распространение радиоволн метрового — субмиллиметрового диапазонов в тропосфере и урбанизированных средах	405
Галиев А. А., Сулимов А. И., Карпов А. В., Симатов В. Л. Экспериментальная оценка вклада внешне навязываемой модуляции в фазу многолучевого сигнала	406
Полетаев Д. А., Соколенко Б. В., Нудьга А. А., Старосек А. В. О возможных резонансах электромагнитных волн внутри корпуса микроавтобуса	411
Светличный В. А., Смирнова О. В. Моделирование характеристик распространения укв в различных радиометеорологических условиях на основе метода нормальных волн	414
Сорокин В. М., Яценко А. К. Загоризонтное распространение радиоволн над зонами сейсмической и грозовой активности	418
Соковишин М. А. Использование эмуляторов канала для лабораторного тестирования систем связи	422
Секция 3. Распространение оптических волн в атмосфере и лазерное зондирование природных сред	426
Большасова Л. А., Лукин В. П. Область изопланатизма адаптивной оптической системы в атмосфере с анизотропной неколмогоровской турбулентностью	427
Большасова Л. А., Грицута А. Н., Лавринов В. В., Лукин В. П., Селин А. А., Соин Е. Л. Измерение атмосферной турбулентности по дрожанию изображения лазерного пучка датчиком волнового фронта ШЭКА-ГАРТМАНА	431
Фасхутдинов Л. М. Источник полигармонического зондирующего излучения с поляризационным мультиплексированием, построенный на основе технологий микроволновой фотоники	435
Лавринов В. В., Лавринова Л. Н. Исследование статистических свойств флуктуаций фазы оптического излучения при распространении через атмосферную турбулентность	440
Лавринов В. В., Лавринова Л. Н. Анализ влияния «сильной» турбулентности при распространении оптического излучения на измерения датчика волнового фронта ШЭКА-ГАРТМАНА	444
Лисенко А. А., Матвиенко Г. Г., Шаманаев В. С., Бабченко С. В. Гиперспектральная регистрация ЛИФ времяпролетным SPAD фотодетектором	448
Суханов А. Я. Оценки возможностей применения нейронных сетей в задаче зондирования CO ₂ космическим лидаром с гетеродинным приемником	451

Сухарев А. А. Искажения оптической волны при прохождении через возмущения плотности воздуха, образующиеся при сверхзвуковом движении тела с носовым обтекателем оживальной формы, в однородной среде и турбулентной атмосфере	455
Секция 4. Распространение километровых и более длинных радиоволн	459
Ахметов О. И., Мингалев И. В., Мингалев О. В., Суворова З. В., Белаховский В. Б., Черняков С. М. О влиянии горизонтальных неоднородностей концентрации электронов на распространение ИНЧ сигналов в волноводе земля-ионосфера	460
Аюров Д. Б., Башкуев Ю. Б. Результаты приема естественного и техногенного КНЧ-СНЧ электромагнитного поля	464
Башкуев Ю. Б., Буянова Д. Г., Дембелов М. Г., Адвокатов В. Р., Аюров Д. Б. Распространение СДВ радиоволн на широтных трассах востока России	469
Башкуев Ю. Б., Ангархаева Л. Х., Дембелов М. Г., Буянова Д. Г., Мельчинов В. П. Поверхностный импеданс структуры «ТОНКИЙ ЛЕД-МОРЕ»	473
Башкуев Ю. Б., Хаптанов В. Б., Дембелов М. Г., Буянова Д. Г., Нагуслаева И. Б., Ангархаева Л. Х. Поверхностные электромагнитные волны на структурах «лед-море»	477
Ермакова Е. Н., Першин А. В., Рябов А. В., Щенников А. В., Акчурин А. Д. Изучение пространственного распределения УНЧ магнитных полей от различных источников по данным наземных обсерваторий	482
Колесник С. А., Колмаков А. А., Цюпа И. Ю. Результаты исследований шумановских резонансов по данным магнитных измерений в Томске за период с 2013 года . . .	486
Мельчинов В. П., Павлов А. А., Соловьев Б. Д., Башкуев Ю. Б., Дембелов М. Г. Сезонные вариации ДВ-СВ электромагнитного поля на мерзлотных радиотрассах . .	491
Мельчинов В. П., Павлов А. А., Кладкин В. П., Башкуев Ю. Б., Хаптанов В. Б. Радиоволновая диагностика льдистых пород в зоне термокарстового провала (П. Батагай, Якутия)	495
Омпоков В. Д., Бороноев В. В. Возможности преобразования Гильберта-Хуанга в задаче выделения мод сигнала	499
Поклад Ю. В., Гаврилов Б. Г., Ермак В. М., Ляхов А. Н., Рыбаков В. А., Ряховский И. А. Восстановление параметров D-слоя ионосферы по данным амплитудно-фазовых измерений на двухчастотной СДВ трассе	502
Авторский указатель	506

Предисловие

Проблема распространения радиоволн различных диапазонов в различных средах оставалось актуальной в истекшие три года. Это связано с бурным развитием средств телекоммуникаций, радиолокации и радионавигации, использующих в своей работе радиоканалы. Большое внимание уделялось исследованиям распространения широкополосных и сверхширокополосных сигналов, в том числе в искажающих их дисперсных средах, а также вопросам математического моделирования процессов распространения радиоволн. Новые результаты были получены в экспериментальных и теоретических исследованиях распространения километровых и более длинных волн, дециметровых радиоволн, радиоволн метрового, миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов в космическом пространстве, ионосфере, атмосфере и урбанизированных средах при использовании и развитии методов дистанционного зондирования космического пространства, ионосферы, атмосферы и земных покровов в радио, ИК и оптическом диапазонах, а также при исследовании нелинейных эффектов в ионосфере, возникающих при распространении радиоволн большой мощности, нелинейных волновых структур в комплексных сплошных средах, проблем атмосферного электричества.

XXVI Всероссийская открытая научная конференция посвящена всестороннему рассмотрению результатов, полученных при решении комплексной проблемы «Распространение радиоволн» за период с 2016 по 2019 гг., определению путей дальнейших исследований. Конференция имеет 80-летнюю традицию и проводится раз в три года в университетских городах России. Наряду с именитыми учеными в работе конференции традиционно принимают участие молодые ученые, аспиранты и студенты.

Настоящая конференция проводится в столице Республики Татарстан — г. Казань — на базе Казанского федерального университета, известного своими достижениями в таких областях, как метеорное распространение радиоволн, разработка методов и средств дистанционного зондирования ионосферы, экспериментальные исследования нелинейных эффектов в ионосфере, возникающих при антропогенных воздействиях на неё, разработка сложных телерадиокommunikационных систем.

В трудах представлены доклады участников конференции: ученых из институтов РАН, различных научных организаций, вузов России и других стран. География участников конференции от Дальнего Востока до Калининграда, от Мурманска до Севастополя, а также стран ближнего и дальнего зарубежья.

Представленные в трудах новые научные результаты в области распространения радиоволн могут быть полезны специалистам по радиофизике, геофизике, радиосвязи, радиолокации и радионавигации, а также студентам, аспирантам и докторантам соответствующих специальностей.

Д. С. Лукин

Председатель научного совета
ОФН РАН по распространению
радиоволн, д.ф.-м.н., профессор

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

Том I, с. 12–19

УДК:537.86 + 550.388.2

РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ КЛАСТЕР ИНСТРУМЕНТОВ НАЦИОНАЛЬНОГО ГЕЛИОГЕОФИЗИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА РАН: ЗАДАЧИ И ТЕКУЩЕЕ СОСТОЯНИЕ

Г. А. Жеребцов, А. В. Медведев, О. И. Бернгардт, Р. В. Васильев, В. И. Куркин,
Д. С. Кушнарев, В. П. Лебедев, А. И. Орлов, Р. Р. Федоров, К. В. Гркович, А. Г. Сетов

Институт солнечно-земной физики, 664033, г. Иркутск, Лермонтова, 126А

E-mail: gaz@iszf.irk.ru

Аннотация. В работе представлен обзор текущего состояния проекта кластера радиофизических инструментов Национального гелиогеофизического комплекса Российской академии наук, предназначенных для изучения верхней атмосферы и ионосферы Земли. Рассмотрены технические особенности реализации высокопотенциального радара метрового диапазона, сети когерентных радаров декаметрового диапазона и среднеширотного нагревного стенда.

Ключевые слова: Национальный гелиогеофизический комплекс; ионосфера; радиофизика

RADIOPHYSICAL CLUSTER OF INSTRUMENTS OF THE NATIONAL HELIOGEOPHYSICAL COMPLEX OF RAS: TASKS AND CURRENT STATE

G. A. Zherebtsov, A. V. Medvedev, O. I. Berngardt, R. V. Vasilyev, V. I. Kurkin,
D. S. Kushnarev, V. P. Lebedev, A. I. Orlov, R. R. Fedorov, K. V. Grkovich, A. G. Setov

Abstract. The paper presents an overview of the current state of the project of the radiophysical instrument cluster of the National heliogeophysical complex of the Russian Academy of Sciences, designed to study the upper atmosphere and ionosphere of the Earth. Technical features of implementation of high-potential radar of meter radiorange, network of coherent radars of decameter radiorange and mid-latitude heating facility are considered.

Keywords: National heliogeophysical complex; ionosphere; radiophysics

Введение

В соответствии с Постановлением Правительства РФ от 26.12.2014 № 1504 «Об осуществлении бюджетных инвестиций в проектирование и строительство объектов капитального строительства „Национальный гелиогеофизический комплекс Российской академии наук“, 1 этап» начато проектирование, а с 2019 года и строительство, крупных экспериментальных установок для изучения физических процессов на Солнце, в околоземном космическом пространстве (ОКП) и атмосфере Земли на базе обсерваторий ИСЗФ СО РАН. Национальный гелиогеофизический комплекс Российской академии наук (НГК РФ) включает в себя взаимосогласованные суб-проекты:

- Крупный солнечный телескоп-коронограф с диаметром зеркала 3 м (КСТ);
- Многоволновый радиогелиограф;
- Радиофизический комплекс (РФК);
- Лидарно-оптический комплекс (ЛОК)

для исследования системы Солнце–Земля как единой физической системы. Многоволновый радиогелиограф и ряд инструментов оптического комплекса прошли этап проектирования и находятся в стадии строительства. Строительство КСТ, РФК и лидарного комплекса намечено на 2 этап.

Основные инструменты радиофизического комплекса НГК РАН

Новый радиофизический комплекс, главным инструментом которого является радар НР-МСТ, сочетающий в себе возможности радара некогерентного рассеяния (НР) радиоволн для зондирования ионосферы, мезосферно-стратосферно-тропосферного радара (МСТ) для зондирования нейтральной атмосферы, должен кардинально улучшить временное и пространственное разрешение данных ИСЗФ СО РАН для всех измеряемых параметров ионосферной плазмы, а также расширить диапазон измерений в нижнюю атмосферу и во внешнюю ионосферу. Единственный действующий в России Иркутский радар НР позволяет в настоящее время исследовать неоднородности ионосферы с масштабами порядка 20–30 км. Новый НР-МСТ радар будет иметь разрешение порядка 30–100 м, что позволит, например, уверенно исследовать неоднородности D и E областей ионосферы, которые традиционно представляют большой научный интерес и имеют важное прикладное значение для радиосвязи. Принципиально важной в реализации данного проекта является возможность совместить разные типы радиолокационных измерений на этапе проектирования новой радиолокационной системы. При создании радаров предыдущих поколений знания о возможности проведения некоторых типов измерений просто отсутствовали и не могли быть реализованы ни методически, ни технологически.

Технический облик и основные режимы работы радара НР-МСТ

Основной целью создания нового НР-МСТ радара является одновременное исследование динамики как нейтральной, так и ионизованной составляющей атмосферы. МСТ радар в настоящее время является единственным «всепогодным» инструментом, позволяющим получать с хорошим временным и пространственным разрешением трехмерный вектор скорости нейтрального газа и характеристики турбулентностей вплоть до высоты турбопаузы 85 км. Совместно с данными современных лидаров и спутниковыми данными, эти измерения дают исчерпывающую информацию о динамике и газовом составе нейтральной атмосферы, необходимую в задачах метеорологии, в проблемах динамики стратосферы и мезосферы. Исследование рассеяния на метеорных следах позволяет изучать динамику промежуточной области выше турбопаузы, где ионизация еще недостаточна для измерения сигналов НР. В рамках разработанной нами концепции организации и технической реализации измерений новый цикл комплексных исследований на основе метода некогерентного рассеяния станет передовым в современных ионосферных исследованиях среднеширотной ионосферы. Основное внимание в нем будет уделено областям, которые на существующем оборудовании недоступны для измерений:

- нижняя ионосфера 100–200 км. В этих измерениях ставка делается на высокое временное (<1 мин) и пространственное (<100 м) разрешение, которое позволит продвинуться в понимании физики формирования тонкой структуры нижней ионосферы. Такие параметры эксперимента также позволят исследовать динамику и газовый состав области фотохимического равновесия (<180–200 км), которая является ключевой в формировании ионосферы в различных геофизических условиях, и определяющей характеристики нейтрального газа на этих высотах;
- область выше максимума электронной концентрации (внешняя ионосфера 700–2000 км). Данные об этой области ионосферы являются фрагментарными, поскольку измерения здесь недоступны для большинства инструментов, а ее динамика в масштабах менее 15 минут вообще не исследовалась. Для изучения этой области предполагается использовать специальные, длинные импульсные последовательности, позволяющие достичь очень высокого потенциала измерений в данной области;
- область искусственных неоднородностей, возникающая во время КВ или УКВ нагрева. Для измерения параметров неоднородностей в этих экспериментах требуется максимально высокое пространственное и временное разрешение, которое будет осуществляться с помощью специальных зондирующих последовательностей, позволяющих одновременно исследовать явления разных масштабов.

Наличие возможности одновременных измерений в режимах МСТ и НР позволит по-новому взглянуть на актуальную в последние годы проблему генерации волновых возмущений разных

типов и их распространения между разными областями атмосферы. Наиболее перспективным является исследование генерации акустико-гравитационных волн, их распада или распространения в другие области. В частности, одновременные измерения АГВ в нейтральной атмосфере и ионизированной плазме в одном пункте являются редки и являются ценным экспериментальным материалом.

Иркутский регион характеризуется высокой сейсмической активностью, обусловленной развитой структурой геологических разломов и других литосферных образований. Новым направлением исследований является комплексное изучение литосферно-ионосферных взаимодействий. В этой связи комплексные исследования атмосферного и ионосферного проявления сейсмической активности на основе данных МСТ-НР радара, данных современных сейсмостанций, работающих на Байкале, и информации со спутников являются перспективными и обладающими высокой практической значимостью.

Для современных геофизических исследований уже недостаточно тех фрагментарных данных, которые обычно поставляются радаром НР и МСТ. Поэтому важной частью исследований космической погоды являются длительные эксперименты (порядка 1 месяца) и серии таких экспериментов, позволяющие исследовать долговременные вариации параметров верхней атмосферы. Длительные эксперименты накладывают особые требования на надежность и режимы работы приемо-передающих систем разрабатываемого радара. В глобальном контексте, целью всех перечисленных измерений является исследование механизмов передачи энергии между различными геосферами и исследование долговременных (климатических) характеристик этих областей.

Благодаря своим уникальным характеристикам (мощность, чувствительность, электронное сканирование диаграммой направленности, обработка данных в реальном времени) НР-МСТ радар будет использован также в специальных режимах работы: мониторинг окружающего космического пространства для получения высокоточной координатной и некоординатной информации о космических аппаратах и в радиоастрономических (пассивных) наблюдениях за излучением Солнца и других мощных звездных радиоисточников.

На первом этапе реализации Национального гелиогеофизического комплекса, в рамках создания ключевого инструмента РФК – радара НР-МСТ проработаны вопросы выбора площадки для его размещения, уточнены технические характеристики установки, получены разрешения на радиочастотный диапазон, согласованы вопросы электромагнитной совместимости, выбран разработчик и производитель, разработан эскизный проект.

Результаты проведенных работ изложены в виде аванпроекта на НР-МСТ радар. Разработчиком и производителем, готовым создать такой сложнейший и уникальный научный инструмент, выступает АО «Радиотехнический институт имени академика А. Л. Минца», имеющей богатейший опыт создания установок подобного уровня. Основные технические характеристики НР-МСТ радара:

- тип антенной системы – активная ФАР;
- несущая частота – 153–163 МГц;
- суммарная импульсная мощность двух антенных решеток – до 2 МВт;
- размеры антенной системы – 2 решетки, 40x40 м каждая, с возможностью расширения;
- количество антенных элементов в одной решетке – 1536 шт.;
- модуляция – произвольная (АМ, ФМ, ЧМ, ЛЧМ);
- управление диаграммой направленности – $\pm 45^\circ$ от основного направления;
- производительность вычислительного комплекса > 1000 Tflops.

Ширина диаграммы направленности составляет 1–2.5°. Основное направление излучения – в зенит. Для обеспечения радиоинтерферометрических измерений антенная система НР-МСТ радара разделена на два поля (две решетки) с размерами 40 × 40 м с двумя фазовыми центрами, разнесенными в направлении магнитного меридиана на расстояние 140 м. Нормаль каждой из антенных полей имеет наклон в 20°. Северное поле – наклон на север, а южное – на юг от зенита. Таким образом обеспечивается оптимальный размер области диагностики параметров

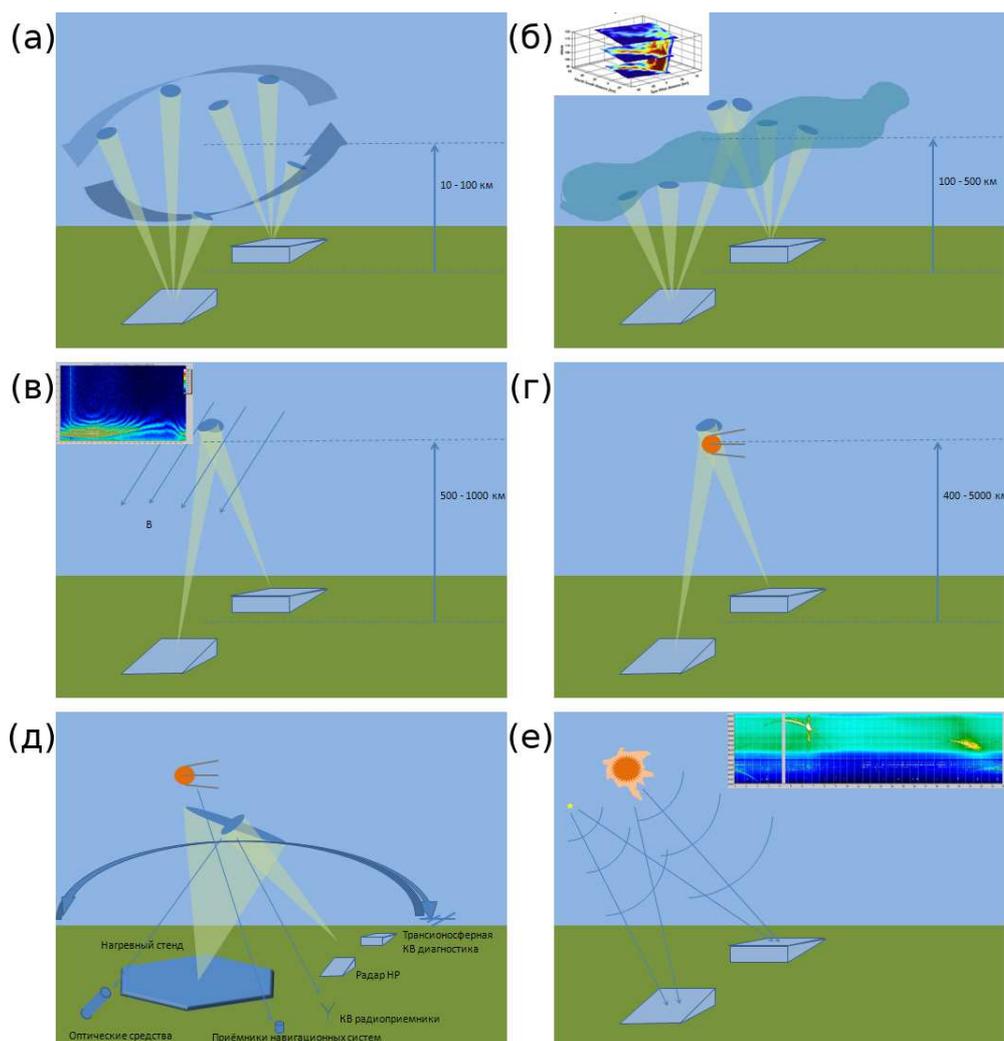


Рис. 1. Режимы работы НР-МСТ радара: а) МСТ режим, б) режим НР 1, в) режим НР 2, г) режим наблюдения за КО, д) режим совместных наблюдений, е) радиоастрономический режим

атмосферы в направлении север-юг, при возможности синфазной работы антенн с созданием максимального потока мощности в вертикальном направлении.

Основные режимы работы НР-МСТ радара:

- Режим МСТ (рисунок 1а), минимальная дальность составляет ~ 10 км. Частота повторения импульсов в данном режиме до 2000 Гц, коэффициент заполнения 0.016. Исследование нейтральной атмосферы методом МСТ в диапазоне высот 10–100 км. Основные измеряемые характеристики – трехмерный профиль скорости ветра, параметры турбулентности атмосферы.
- Режим НР 1 (рисунок 1б), многопараметрические наблюдения параметров плазмы методом НР на высотах 100–500 км. Измеряются высотные распределения и пространственные градиенты: электронной концентрации, температуры ионов и электронов, ионного состава, скорости дрейфа плазмы.
- Режим НР 2 (рисунок 1в) зондирования верхней ионосферы выше 1000 км (TopSide). В этом режиме используются импульсные последовательности длительностью до 5 мс с максимальной частотой повторения 75 Гц. Коэффициент заполнения 0.38. Исследование связей в системе ионосфера–плазмосфера. Определение вариаций ионного состава и направлений потоков плазмы. Режим максимальной излучаемой мощности и предельной чувствительности радара.

- Промежуточный между ними режим соответствует исследованиям характеристик ионосферы вблизи максимума электронной концентрации. В этом режиме применяются сложные многочастотные импульсно–кодовые последовательности. Общая длительность излучения обычно — 700–800 мкс. Частота повторения 100–150 Гц. Коэффициент заполнения около 0.1.
- Специальные режимы наблюдения (рисунок 1г) за космическими объектами (КО). Общая длительность излучения обычно — 700–1000 мкс, частота повторения 50–100 Гц. Возможность модуляции ФМ, ЛЧМ, сканирование во всем секторе обзора. Обнаружение и сопровождение низкоорбитальных КО. Наблюдение состояния и параметров движения космических аппаратов и исследование распределений космического мусора. Разработка новых высокоинформативных методов радиолокации КО на основе малобазовой интерферометрии.
- Режим совместных наблюдений (рисунок 1д) с нагревным стендом. Обеспечение всесторонней комплексной диагностики экспериментов по искусственной модификации ионосферы. Исследование искусственных мелкомасштабных ионосферных неоднородности методом радиоинтерферометрии.
- Радиоастрономический (пассивный) режим (рисунок 1е) без включения передающих устройств с возможностью сканирования диаграммой направленности во всем секторе обзора. Наблюдение в пассивном режиме (без излучения) переменных потоков излучения Солнца и космических радиоисточников. Изучение солнечных радиобурь и исследование развития мелкомасштабных ионосферных неоднородностей путем измерения характеристик мерцаний радиосигналов.

Нагревный стенд и сеть когерентных ионосферных радаров

Основной кластер РФК, кроме радара НР-МСТ, включает в себя наиболее перспективные в данной области науки средства исследований: нагревный стенд (НС) для модификации ионосферы мощными радиоволнами КВ диапазона и Сеть Когерентных Ионосферных Радаров (СЕКИРА), охватывающая средние, субполярные и полярные широты азиатского региона России. Расположение РФК является уникальным, так как позволит получать важные геофизические данные и осуществлять контроль проявлений космической погоды в центре России, существенно дополнить данные наблюдений геофизических центров США, Европы и Японии при получении глобальных распределений параметров ОКП. Создание Российской сети когерентных ионосферных радаров позволит в полной мере реализовать возможности этой системы и обеспечить паритетное участие российских ученых в работе международной сети декаметровых радаров SuperDARN (Super Dual Auroral Radar Network), ведущей исследования по таким важным научным направлениям, как воздействие солнечного ветра на магнитосферу, магнитосферно-ионосферное взаимодействие, магнитные бури и магнитосферные суббури, атмосферные гравитационные волны и др. Плотное покрытие Земли подобными радарными позволяет существенно уточнить оценки состояния верхней атмосферы, ионосферы и магнитосферы, а пробелы в такой сети существенно влияют на точность таких оценок. В частности, существующая высокоширотная цепочка радаров SuperDARN позволяет восстановить полярную систему конвекции в ионосфере северного полушария с погрешностью менее 20–25% в областях обзора радаров. Развертывание среднеширотной цепочки радаров США, Японии и Китая позволяет увеличить точность таких оценок. Однако отсутствие данных зондирования в долготном секторе, соответствующем 10 часовым поясам (территория России), не позволяет скорректировать с достаточной точностью модель глобальной конвекции ионосферной плазмы и восстановить систему полей и токов в ионосфере.

Проведенные в ИСЗФ СО РАН длительные исследования позволили выявить основные сложности в интерпретации данных когерентных КВ радаров, которые решаются лишь модернизацией аппаратно-программного обеспечения и развитием методик обработки и интерпретации данных. В результате были начаты работы по созданию собственных усовершенствованных когерентных декаметровых радаров, обладающих более высоким потенциалом по исследованию

ионосферных неоднородностей, чем существующие радары сети SuperDARN. Основными отличиями радаров СЕКИРА от радаров SuperDARN являются следующие:

- расширенный диапазон частот с 8-20 до 5-25 МГц, позволяющий проводить более детальные исследования прохождения и рассеяния радиоволн в ночных условиях, когда электронная концентрация низка и распространение высокочастотных радиоволн затруднено;
- расширенный режим работы: в отличие от импульсных радаров SuperDARN радары типа СЕКИРА являются импульсно-непрерывными, способными работать как в стандартном импульсном режиме SuperDARN, так и в квазинепрерывном режиме ионозонда наклонного зондирования с линейной частотной модуляцией;
- модернизированной фазированной антенной решеткой, позволяющей проводить более точные угломестные измерения принятых сигналов;
- модернизированным программным обеспечением и расширенным набором зондирующих последовательностей, позволяющих существенно уточнять характеристики неоднородностей, а также улучшить временное и пространственное разрешение метода.

Первым шагом к созданию таких радаров является развертывание в 2018-2019 гг. совместно с ИКИР ДВО РАН радара MAGW в Магаданской области (сектор обзора приведен на рисунке 2 желтым цветом), обладающего модернизированной приемной фазированной антенной решеткой. В настоящее время проводятся работы по расширению его возможностей за счет модернизации систем цифрового приема и обработки данных. Радар MAGW является переходным типом радара от радаров типа CUTLASS SuperDARN к радарам типа СЕКИРА. Для эффективного восстановления глобальной системы конвекции в верхней атмосфере Северного полушария Земли и прогноза развития ионосферных возмущений после геомагнитных бурь необходимо развернуть на территории России минимум восемь когерентных радаров. Оптимальным решением является размещение двух среднеширотных радаров на полигоне ИКИР ДВО РАН вблизи п. Стекольный Магаданской области, двух среднеширотных радаров в Иркутской области и двух среднеширотных радаров на полигоне ИГ УрО РАН вблизи п. Арти Свердловской области (см. рис. 2). Место для размещения двух высокоширотных радаров пока планируется в г. Норильск Красноярского края. Радары СЕКИРА обладают полностью цифровыми системами формирования излучаемых импульсов и диаграмм направленности, что позволяет работать в режиме излучения непрерывных сигналов с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ), интегрировать их в российскую сеть ЛЧМ-ионозондов, в том числе и в качестве излучателя для ЛЧМ-пеленгаторов, а также использовать их как самостоятельное радиосредство для диагностики ионосферы методом возвратно-наклонного зондирования.

С использованием нагревного стенда (НС) приоритетным и интенсивно развивающимся направлением станут экспериментальные исследования лабораторного типа по модификации ионосферы мощными КВ-радиоволнами, сопровождаемые комплексной диагностикой среды остальными инструментами РФК и ЛОК, расположенными поблизости (до 100–300 км). Они позволят проводить более глубокое изучение свойств ионосферы и верхней атмосферы, исследовать вопросы управляемого воздействия на процессы в ионосфере и ОКП. В РФК для таких исследований будет создан НС, сравнимый с ведущими зарубежными НС по характеристикам средств диагностики и по энергетическому потенциалу.

Нагревный стенд планируется реализовать в виде активной фазированной антенной решеткой (АФАР), состоящей из нескольких десятков (до сотни) излучающих элементов и работающей в коротковолновом диапазоне — 2.6–5.6 МГц. Каждый элемент АФАР состоит из отдельной антенны, подключенной к индивидуальному передатчику. Общая мощность АФАР составит около одного мегаватта. Элементы планируется расположить в узлах треугольной сетки (треугольное расположение элементов) на антенном поле, имеющем гексагональную форму. Расстояние между элементами в ряду составляет около 40 м, а диаметр всего антенного поля зависит от количества используемых передающих элементов. Основной характеристикой направленности для НС является коэффициент направленного действия D (КНД), который используется для определения эффективной излучаемой мощности $P_{eff} = P_{max}D$ — характеристики для сравнения

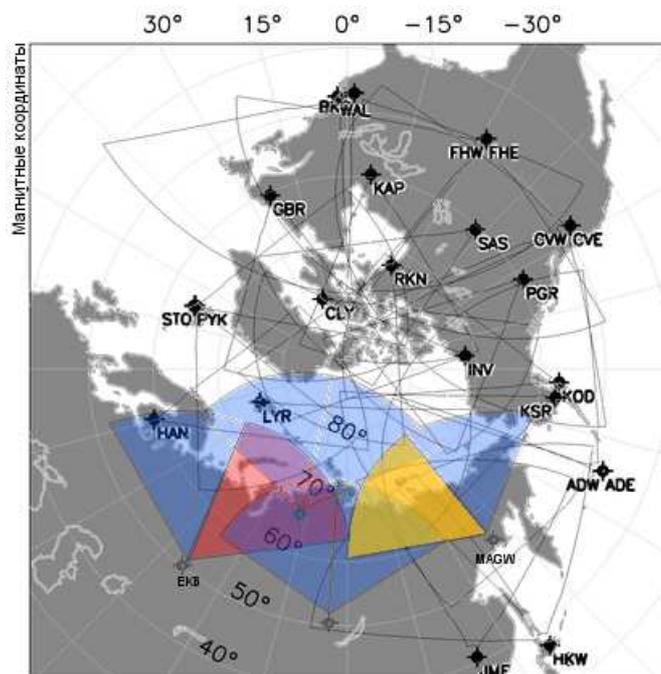


Рис. 2. Секторы обзоров радара ЕКВ (красный) и MAGW (желтый), а также сектора обзоров радаров системы SuperDARN северного полушария (прозрачный). Синий — желательные сектора обзора сети СЕКИРА

разных нагревных стендов между собой. Увеличение частоты, особенно значительное для широкодиапазонных нагревных стендов, а также снижение расстояния между антеннами, приводит к увеличению КНД при сохранении уровня излучаемой мощности. Поэтому часто для описания НС приводятся две величины P_{eff} для границ частотного диапазона. Другой важной характеристикой является доля мощности излучаемой в основном лепестке ДН по отношению к общей излучаемой мощности (beam efficiency — BE). Различные характеристики антенного поля и диаграммы направленности приведены в таблице 1. L - диаметр антенного поля, $\theta_{0.5}$ — ширина основного лепестка по уровню мощности -3 дБ.

Таблица 1. Характеристики антенного поля при различном числе антенн N

N	f , МГц	L , м	$\theta_{0.5}$, град	Макс. уровень боковых, дБ	D , дБ	BE	P_{elem} , кВт	P_{eff} , МВт
37	2.6	240	24.9	-24.4	18	0.98	24	57
	5.6		12.6	-16.1	23.3	0.83		192
61	2.6	320	20	-21	19.8	0.96	15	86
	5.6		9.8	-16.5	25.5	0.825		319
91	2.6	400	16.6	-19.5	21.4	0.94	10	124
	5.6		7.9	-16.7	27.2	0.824		472

Площадка для размещения антенной решетки имеет размеры 700×700 м, что достаточно для поля с числом антенн $N = 37, 61, 91$. Увеличение количества антенн улучшает характеристики, однако, скорее всего, приведет к возрастанию цены нагревного стенда. Тем не менее, чем больше используется антенн, тем меньшей мощностью должен обладать передатчик каждого отдельного излучателя. Разработка передатчика антенны с мощностью 24 кВт может быть сложной задачей, в то время как передатчики 10 кВт являются типовыми. Элементы АФАР будут подключены к общей системе синхронизации и фазирования, которая задает фазовое смещение излучения

каждого излучателя таким образом, чтобы сформировать узкий луч коротковолнового излучения и управлять положением этого луча в пространстве. Рабочий диапазон качания луча (сектор действия) составляет $0^\circ - 30^\circ$ по зенитному углу и $0^\circ - 360^\circ$ по азимуту.

Излучающий элемент нагревного стенда состоит из антенны, согласованно соединённой с передатчиком. Для минимизации потерь в согласующих элементах и фидерах антенна размещается в непосредственной близости от передатчика, таким образом, чтобы длина фидера была минимальной. Антенна представляет собой два скрещенных широкополосных диполя, оптимизированных для работы в диапазоне частот 2.6–5.6 МГц. Диполи подвешены над проводящей землёй, выполненной в виде металлической сетки. Каждый диполь запитывается таким образом, чтобы обеспечить переключение между различными поляризациями излучаемых радиоволн электронным способом. Усилитель мощности передатчика создается на основе твердотельных элементов. Задающий сигнал формируется при помощи цифрового синтезатора. Синхронизация синтезаторов стенда и управление режимами работы осуществляется через оптоволоконную сеть для минимизации наводок от излучающих элементов и устранения паразитных обратных связей. Использование цифровых синтезаторов, соединённых посредством оптоволоконной сети, позволит оперативно управлять диаграммой направленности, изменять частоту и режимы работы – непрерывный, импульсный различной длительности и скважности, смешанный и пр.

Проектирование и создание нагревного стенда планируется проводить в сотрудничестве со специалистами Нижегородского радиофизического института, имеющими значительный опыт эксплуатации установки подобного рода (НС СУРА) и специалистами ОАО РТИ им Минца, имеющими огромный опыт создания антенных систем с электрическим сканированием.

Заключение

В работе представлен обзор текущего состояния проекта радиофизического комплекса НГК РАН – радара НР-МСТ, сети когерентных радаров и нагревного стенда. Рассмотрены технические особенности реализации инструментов комплекса, основанные на современных задачах фундаментальных и прикладных исследований ОКП в регулярных условиях и при возникновении внешних возмущений.

Результаты исследований ионосферы и верхней атмосферы на РФК, возможность проведения с его помощью высокоинформативного мониторинга ОКП представляются важными для различных областей науки и технологии: космическая и наземная радиосвязь, радиолокация и навигация; космические аппараты и спутники; контроль ОКП, включая проблему «космического мусора».

Планируемые исследования с использованием РФК НГК РАН станут основой развития технологий адаптации современных высокочувствительных радиолокационных систем к возмущениям космической погоды, к экстремальным явлениям в приземной атмосфере и искусственным воздействиям.

Том I, с. 20–28

УДК: 621.396 + 537.87

АКТУАЛЬНЫЕ НАУЧНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ МЕТЕОРНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

А. В. Карпов, А. И. Сулимов, О. Н. Шерстюков

Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: arkadi.karpov@kpfu.ru, asulimo@gmail.com, oleg.shertyukov@kpfu.ru

Аннотация. В статье кратко описываются основные вехи радиометеорных исследований в Казанском университете от момента организации первых радарных наблюдений радиоотражений от метеорных следов до создания уникальных радиосистем, реализующих сверхточную (наносекундную) синхронизацию стандартов частоты по радиоканалу. Описываются последние достижения в области разработки метеорных систем генерации и распределения секретных ключей шифрования для создания особо защищенных коммуникаций. Рассматриваются актуальные научные и прикладные проблемы по исследованию не взаимности канала связи при метеорном распространении радиоволн.

Ключевые слова: метеорное распространение радиоволн, метеорное радиоотражение, радар, радиосвязь, не взаимный канал, синхронизация, шкала времени, ключ шифрования

MODERN SCIENTIFIC AND APPLIED PROBLEMS OF METEOR SCATTER RADIO PROPAGATION

A. V. Karpov, A. I. Sulimov, O. N. Shertyukov

Abstract. The paper briefly outlines major key points of radio meteor research at Kazan University starting from the first radar observations of meteor radio reflections to development of unique radio systems for high-precision (nanosecond) distant synchronization of time scales. Recent achievements in designing of promising meteor systems for generation and secure distribution of secret encryption keys are considered. Main scientific and applied problems in studying nonreciprocal properties of radio wave propagation in meteor burst communications are discussed.

Keywords: meteor burst communications; meteor radio reflection; radar; nonreciprocal radio wave propagation; synchronization; time scale; encryption key

Введение

Метеорные следы представляют собой естественные ионизации, образующиеся на высотах от 80 до 120 км в результате пролета и сгорания твердых частиц космического происхождения. Их способность отражать радиоволны метрового диапазона на протяжении многих лет использовалась для создания систем радиосвязи, телеметрии и навигации. Несмотря на низкую пропускную способность (не более нескольких килобит в секунду) метеорный радиоканал обладает рядом преимуществ, среди которых можно отметить устойчивость к погодным и ионосферным возмущениям. Это позволяет с успехом использовать метеорные радиосистемы в тех приложениях, где прочие виды радиосвязи не обеспечивают надежного канала (например, в полярных регионах), что поддерживает интерес к исследованию метеорных явлений.

С середины 1950-х годов исследования по метеорному распространению радиоволн активно проводились в США, Канаде, Великобритании, Австралии и Египте. Отечественные исследования метеорных явлений в атмосфере Земли активно проводились на базе Казанского университета, а также Харьковского национального университета радиоэлектроники (г. Харьков, Украина). Практически с самого их основания отличительной особенностью отечественных научных школ являлась ориентация на решение прикладных задач, развитие которых происходило по двум

основным направлениям: радиосвязь и передача точного времени в целях синхронизации сети наземных пунктов связи. В начале XXI века наметилось новое перспективное направление, связанное с использованием стохастических свойств метеорного радиоканала для порождения случайных шифрующих последовательностей.

В данной статье даётся краткий очерк об основных исторических достижениях казанской научной школы радиометеорных исследований. Накопленная база знаний и на сегодняшний день позволяет ставить и успешно решать актуальные научные и прикладные проблемы метеорного распространения радиоволн, связанные с разработкой адаптивных систем синхронизации шкал времени и особо защищенных систем связи.

Основные этапы метеорных исследований в Казанском университете

Первые в России радарные наблюдения метеоров были проведены в Казанском университете ещё в далеком 1956 году. Изначально применялись весьма простые методы наблюдений, обладавшие низкой точностью и информативностью. К 1960 году в Казани был введён в строй первый российский специализированный метеорный радар со сканирующей по азимуту антенной. На основании пяти лет непрерывных радарных наблюдений впервые в мире были построены карты распределения плотности падающего потока метеоров по небесной сфере, которые обеспечили надежную базу для прогнозирования характеристик систем метеорной связи и для оценки метеорной опасности космических аппаратов.

Накопив значительную научную и экспериментальную базу знаний, казанские специалисты смогли разработать ряд передовых систем связи. Так, в 1967 году была введена в эксплуатацию радиолиния метеорной телеграфной связи Красноярск-Норильск. Впервые в мире была реализована идея пространственной адаптации метеорной системы связи к местам повышенной концентрации метеорных следов. Была введена в строй первая в мире метеорная система связи непрерывного действия (на перекрывающихся метеорных отражениях), много лет эксплуатировавшаяся на радиолинии Салехард-Тюмень. Обе указанные радиосистемы обеспечивали надежную связь даже в периоды сильных магнитных аномалий. Возможность обеспечения надежной передачи данных через метеорный канал с заданной регулярностью заложили фундамент для последующей реализации систем передачи точного времени.

Первые работы по дистанционному сличению шкал времени через метеорный радиоканал были выполнены в США [1]. При этом использовались традиционные импульсные методы измерения задержки сигнала в характерной для метеорной связи полосе частот порядка нескольких десятков килогерц. Достигнутая точность синхронизации лежала в диапазоне нескольких микросекунд, вследствие чего дальнейшие исследования в этой области были свернуты и перенесены в область спутниковых систем. Тем не менее, в 1967 году подобные эксперименты были повторены в России. Расширение полосы частот до нескольких мегагерц и увеличение мощности передатчиков позволили снизить погрешность до уровня 0,5 мкс. Дальнейшее развитие систем синхронизации шло по пути внедрения фазовых методов.

Разработанный в Казанском университете многочастотный импульсно-фазовый метод позволил снизить погрешность передачи времени до потенциальной для метеорного радиоканала величины в десятые доли наносекунды. В 1979 году на трассе С.-Петербург–Казань было впервые экспериментально показано, что взаимность условий метеорного распространения радиоволн для значительной части метеорных радиоотражений (МРО) сохраняется с точностью до фазы несущей частоты. Проведенные в 1992 году с использованием водородного стандарта частоты на радиолинии Менделеево-Казань эксперименты позволили достичь субнаносекундной точности сведения шкал времени [2]. Хотя точность сличения по однозначному измерению фазы на единичном метеорном радиоотражении в среднем не превосходила 14–18 нс, дальнейшая оптимальная фильтрация выборки измерений, накопленных на интервале времени до трех часов, позволила снизить погрешность синхронизации до рекордного уровня 0,3 нс, который ограничивался лишь нестабильностью канала вследствие сноса метеорных следов ионосферными ветрами.

Метеорная генерация ключей шифрования

Направленные свойства метеорного радиораспространения традиционно обеспечивали закрытость и высокую устойчивость метеорного канала к внешним радиоизлучениям. На протяжении нескольких десятилетий это обстоятельство с успехом позволяло строить системы специального назначения [3]. Опираясь на достижения в области сверхточной синхронизации двух пунктов связи, исследователи из Казанского университета выдвинули принципиально новую идею о конструктивном использовании стохастических свойств метеорного канала. Непредсказуемость возникновения метеорных вспышек во времени и пространстве, вызывающая прерывистость канала связи и неизбежно усложняющая процедуру организации сеанса, всегда считалась исключительно деструктивным свойством. Однако наличие общей и независимой от внешних источников синхронизации позволило двум корреспондентам A и B с высокой точностью, не доступной иным пунктам связи, отслеживать случайные вариации в канале. После оцифровки таких синхронных наблюдений на обеих сторонах канала создаются две природно-случайные двоичные последовательности K_A и K_B . При этом, в силу приближенной взаимности метеорного канала, можно утверждать, что эти последовательности совпадают: $K_A = K_B$.

Именно так родилась идея использовать природно-случайные вариации характеристик канала связи для порождения на обоих концах радиолинии идентичных случайных последовательностей. Одним из перспективных направлений является использование таких последовательностей в симметричных криптосистемах, например, для зашифрования информации в A с помощью K_A и последующего её расшифрования в B с помощью K_B (либо наоборот). Данное направление, названное «метеорной криптографией» [4–7] (по аналогии с квантовым распределением ключей или «квантовой криптографией» [8]), стимулировало новый виток интереса к физическим особенностям метеорного распространения радиоволн.

Дальнейшие исследования показали, что для безопасного распределения ключей шифрования радиоканал должен обладать тремя физическими свойствами: 1) случайностью – для порождения непредсказуемых ключей; 2) взаимностью – для порождения идентичных копий ключа в пунктах A и B ; 3) пространственной избирательностью – резкая пространственная декорреляция метеорных регистраций должна препятствовать созданию третьей копии ключа в любом другом пункте связи C . В связи с этим, зародились четыре новых направления исследований: 1) анализ статистических характеристик МРО; 2) исследование условий и причин нарушения взаимности метеорного канала; 3) исследование пространственной коррелированности характеристик МРО при разнесенном радиоприеме; 4) оценка производительности систем метеорной генерации ключей и разработка способов её повышения. Каждое из указанных направлений ставит новые научные проблемы, решение которых базируется на накопленном в Казанском университете научно-техническом опыте по прикладному использованию радиометеорных явлений.

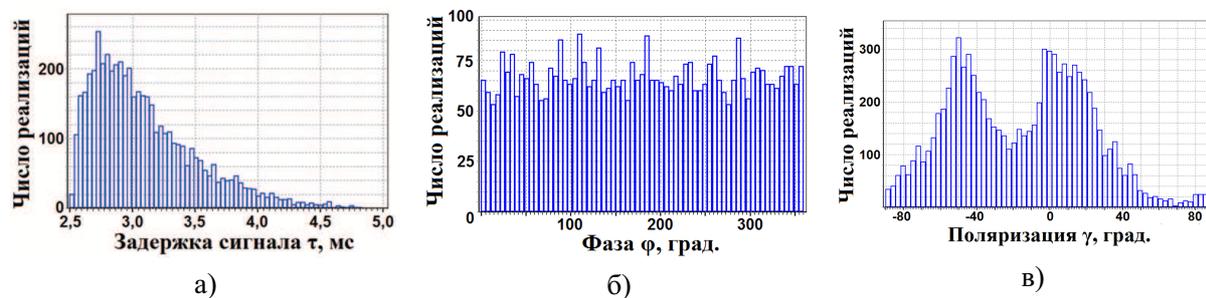


Рис. 1. Типичное распределение вероятностей случайных параметров метеорных радиоотражений: а) задержки сигнала τ ; б) фазы несущей φ ; в) поляризации γ .

В работе [7] была обоснована стохастичность процессов метеорного распространения радиоволн, и в частности, доказана непредсказуемость траектории распространения сигнала. Случайность пути распространения наряду со случайностью процесса рассеяния радиоволн на метеорных следах приводят к принципиальной непредсказуемости временной задержки τ , фазы φ и

поляризации γ [9] принятого сигнала. На рис. 1 представлены характерные гистограммы распределения вероятностей указанных параметров сигнала, полученные путем имитационного моделирования радиолинии Москва-Казань с типичной для метеорной связи протяженностью 720 км. Хотя все три параметра обладают высокой энтропией и обеспечивают удовлетворительную взаимность канала, лишь фаза φ в полной мере обеспечивает выполнение третьего условия, то есть резкую пространственную декорреляцию. Важным преимуществом фазы также является и равномерность распределения, благоприятствующая генерации шифрующих последовательностей. Таким образом, именно фазовые методы были положены в основу формирования симметричных ключей шифрования.

Методика формирования двух экземпляров секретного ключа в пунктах A и B описана в [4] и сводится к обмену серией зондирующих сигналов. Передатчик (например, пункт A) излучает детерминированный радиосигнал с неслучайной фазой φ_0 , а метеорный канал осуществляет её стохастическую модуляцию, придавая регистрируемым при приеме реализациям равномерное распределение на $\varphi_B \in [-\pi; \pi]$. В силу большого интервала корреляции, с каждого МРО снимается лишь одно измерение φ_B . При оцифровке каждому измерению φ_B сопоставляется двоичный код длиной m битов, где m – разрядность кодера измерений. Конкатенация результатов кодирования всей имеющейся выборки измерений позволяет сформировать экземпляр ключа K_B с требуемой битовой длиной. Аналогичные операции выполняются и в пункте A при обработке измерений фазы φ_A – для формирования экземпляра ключа K_A . Однако, в силу инструментальных и шумовых погрешностей, а также неабсолютной взаимности метеорного канала, измерения φ_A и φ_B случайно отклоняются друг от друга, что может порождать асимметричные («ошибочные») биты в экземплярах K_A и K_B . Для их устранения используется аппарат контрольных сумм в виде кодов обнаружения и коррекции битовых ошибок. При сверке экземпляров ошибочные блоки ключевой последовательности отбраковываются, что вызывает некоторые потери в объеме итогового ключа. В общем случае, повышение разрядности кодера m ускоряет генерацию ключевой последовательности, но увеличивает долю ошибочных битов и снижает эффективность η процедуры сверки экземпляров. Анализ показал, что существует оптимальная разрядность кодера m^* , которая одновременно обеспечивает как высокую скорость создания ключевой последовательности, так и приемлемую частоту возникновения ошибочных битов. Использование оптимальной разрядности позволяет достичь максимальной скорости генерации ключа: $R_K \sim \eta m \rightarrow \max$.

При оценке скорости генерации ключа предполагалось, что в канале действуют два ограничивающих фактора: неабсолютная взаимность канала и ограниченная численность метеорных регистраций [10]. Имитационное моделирование характеристик регистрируемых МРО выполнялось на основе численного решения строгой задачи дифракции радиоволн на метеорном следе [11]. Учитывался полный комплекс поляризационных явлений при метеорном распространении радиоволн, включая случайную ориентацию метеорного следа в пространстве, вращение плоскости поляризации радиоволн за счёт эффекта Фарадея, а также поляризационные характеристики антенн и электрические свойства подстилающей поверхности. В качестве тестовой использовалась типичная метеорная радиолиния Москва-Казань со следующими параметрами:

- эпоха моделирования: июнь, 6:00 по местному времени;
- несущая частота: $f = 50$ МГц;
- мощность передатчика: $P_T = 2000$ Вт;
- порог регистрации: $U_0 = 0,5$ мкВ (минус 185 дБ);
- тип антенн: пятиэлементный «волновой канал» горизонтальной поляризации;
- требуемое отношение (сигнал/шум): $\text{SNR} = 5$ дБ, 20 дБ и 30 дБ;
- минимальная генерируемая масса метеороидов: $m_0 = 310^{-5}$ г;
- объём выборки: $N = 20000$ метеорных радиоотражений.

На рис. 2 представлены оценки средней скорости генерации ключевой последовательности при различной разрядности кодера измерений m , смоделированные для трёх уровней (сигнал/шум). Средняя численность МРО составила 417 регистраций в час. Высокий уровень неабсолютности канала ограничил оптимальную разрядность кодирования m^* величиной 2 бит/изм.

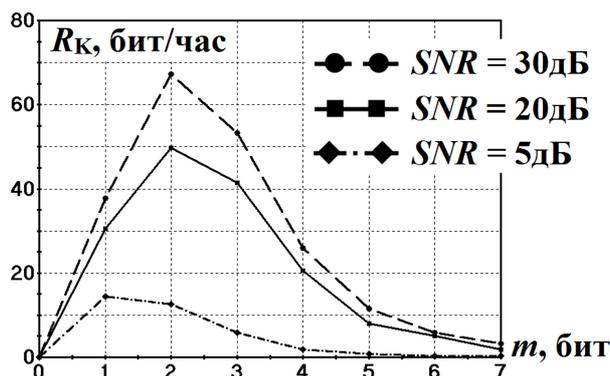


Рис. 2. Скорость генерации ключевой последовательности.

С ростом шумовой погрешности оптимальная разрядность упала до минимально возможного значения 1 бит/изм. Попытка установить более высокую разрядность приводила к росту доли ошибочных битов, что снижало эффективность η сверки симметрии экземпляров K_A и K_B . При оптимальной разрядности доля асимметричных битов составила: 7,9% (при $SNR = 30$ дБ, $m^* = 2$), 8,6% (при $SNR = 20$ дБ, $m^* = 2$) и 8,0% (при $SNR = 5$ дБ, $m^* = 1$). Для устранения ошибочных битов использовались циклические избыточные коды стандарта CRC-16-CCITT. Из-за достаточно большого количества ошибочных битов, достигнутая эффективность сверки η не превысила 10%, а максимальная скорость генерации ключа R_K ограничилась 70 бит/час.

Астрономическая природа обуславливает глубокий суточный ход характеристик канала. На рис. 3 представлены результаты моделирования суточных зависимостей, полученные при $SNR = 20$ дБ. На рис. 3а показана суточная зависимость часовой численности метеорных регистраций на тестовой радиолинии, а на рис. 3б – соответствующей скорости генерации ключевой последовательности. Из рис. 3 видно, что скорость генерации R_K в подавляющей степени определяется регистрируемой численностью МРО, то есть энергетическим потенциалом радиолинии. Скорость генерации ключа варьировалась от 22,7 бит/час (для 15 часов по м.в.) до 78,1 бит/час (для 3 часов по м.в.) при среднесуточном значении 46,2 бит/час. Максимальная суточная выработка ключевой последовательности составила 1154 бит/сутки при остаточной (после сверки симметрии) вероятности битовой ошибки не более $2,810^{-6}$.

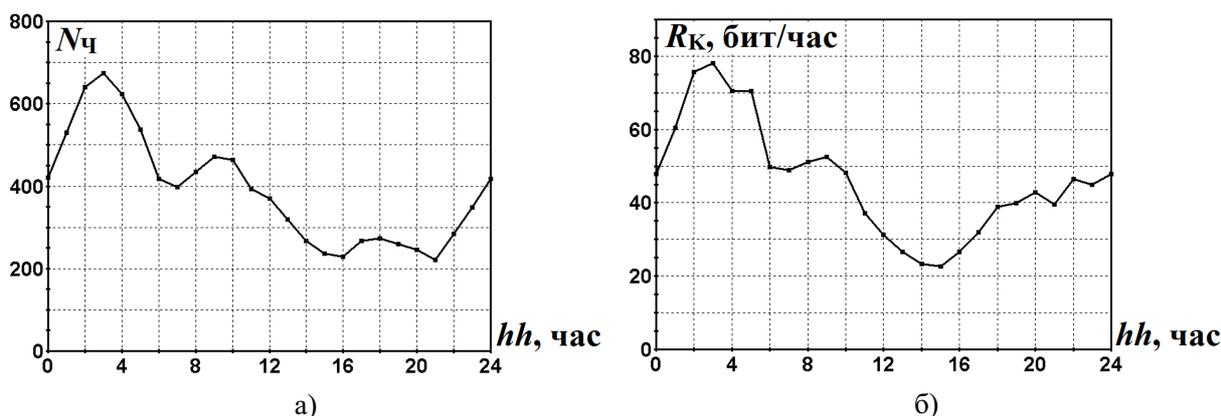


Рис. 3. Суточная зависимость производительности системы метеорной генерации ключей шифрования: а) численность метеорных регистраций; б) скорость генерации ключа.

Исследование пространственной корреляции метеорных радиотражений

Одной из актуальных проблем обоснования безопасности метеорных систем генерации ключей шифрования является исследование пространственной коррелированности МРО при разне-

сенном приеме. Физически, угроза частичного перехвата генерируемых ключей сохраняется до тех пор, пока существует возможность совместного наблюдения МРО в двух разнесенных пунктах приема. Поэтому на первом этапе необходимо оценить размах и конфигурацию области совместного наблюдения МРО, которая индивидуальна для каждой радиолинии и зависит от параметров связной аппаратуры и времени организации сеанса связи.

Вследствие случайности канала, соответствующие экспериментальные исследования являются сложными и дорогостоящими. Известные исследования дают крайне скудные либо противоречивые данные по корреляции условий наблюдения метеоров при разнесениях менее 50 км. По этой причине, предварительные теоретические оценки были выполнены с использованием уточненной модели метеорного радиоканала [11]. Рассматривались две взаимно ортогональные тестовые радиолинии разной протяженности. Первая радиолиния протяженностью 1013 км являлась примером длинной радиотрассы, а вторая радиолиния имела вдвое меньшую длину 466 км и занимала промежуточное положение между метеорными трассами малой и средней протяженности. В пункте A размещался передатчик зондирующих сигналов, а на другой стороне канала размещалась пара разнесенных точек наблюдения радиоотражений – пункты B и C .

Результаты моделирования представлены на рис. 4, где изображен вид сверху на тестовые радиолинии с пунктами A , B и C лежащими в плоскости XOY . Эллиптические контуры ограничивают область пространства в окрестности пункта B , в пределах которой относительная длительность совместной регистрации МРО в пунктах B и C не ниже заданного уровня, отображенного оттенками серого цвета. Эти контуры, по существу, являются контурами равной вероятности для совместного наблюдения метеоров в точках B и C . На рис. 4 показаны только пять таких контуров для относительной доли времени существования совместного канала, равной 5%; 10%; 30%; 50% и 80%, соответственно. Несмотря на быстрый спад вероятности одновременной регистрации МРО в двух разнесенных пунктах, потенциальная область совместного наблюдения имеет сопоставимые с длиной радиолинии L размеры.

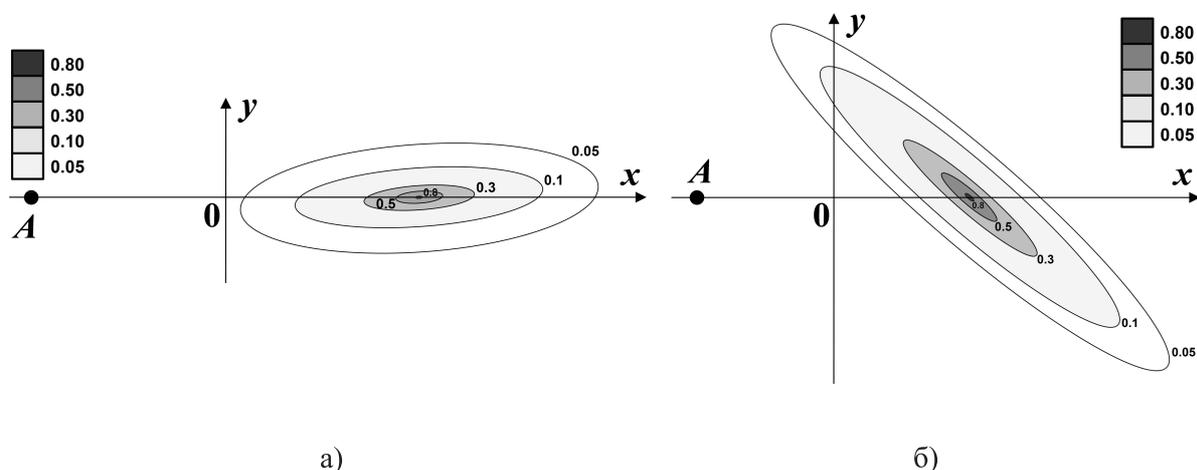


Рис. 4. Области совместного наблюдения метеоров на тестовых радиолиниях: а) радиотрасса длиной 1013 км; б) радиотрасса длиной 466 км.

Ориентация областей совместного наблюдения МРО определяется текущей локализацией «горячих зон» повышенной концентрации регистрируемых метеорных следов на заданной радиолинии. В соответствии с этим, конфигурация этих областей подвержена значительной суточно-сезонной изменчивости, определяемой закономерностью изменения локализации «горячих зон». Для длинной радиолинии главная ось области совместного наблюдения была почти сонаправлена с осью радиолинии, отклоняясь от неё всего на 4° . Однако, для более короткой радиолинии отклонение составило 41° , что значительно меняет традиционную геометрию разнесенного приема. Представленные на рис. 4 результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными [12], особенно в случае «поперечного» разнесения точек регистрации.

Несмотря на полученный размах областей совместного наблюдения метеоров (см. рис. 4), фаза радиосигнала проявляет быстрые пространственные осцилляции, обусловленные, в том числе, дифракционными эффектами рассеяния радиоволн на метеорных следах. Это должно значительно ускорить спад корреляции измерений при разнесении приемных пунктов *B* и *C*. Синтез профилей пространственной корреляции фазы МРО для радиолиний различной протяженности является предметом будущих исследований.

Анализ не взаимных свойств метеорного радиоканала

Благодаря низкой высоте отражения радиосигнала от метеорных следов (80-120 км) анизотропными свойствами ионосферы обычно пренебрегают и считают канал взаимным. Хотя такое упрощение оправдано при решении большинства традиционных задач радиосвязи, оно оказывается несостоятельным при разработке более продвинутых систем, предназначенных для наносекундной синхронизации шкал времени и, в особенности, для генерации ключей шифрования, так как последнее требует взаимности канала не в среднем, а в частности и для каждого метеора. В указанных системах проблема неабсолютной взаимности канала выходит на первый план, приобретая статус одного из принципиальных факторов, ограничивающих производительность. Таким образом, исследование причин и факторов проявления не взаимных свойств метеорного канала является крайне важным направлением, позволяющим разработать надежные методы оперативной идентификации и отбраковки регистраций с неприемлемо высокой не взаимностью.

Проявление не взаимных свойств канала в метеорных системах связи зафиксировано в ряде экспериментов [13], но недостаточная точность аппаратуры и малый объём качественных данных затруднили количественную оценку данного эффекта. Возможности теоретических исследований долгое время ограничивались приближенным характером классической теории отражения радиоволн от метеорных следов, основанной на рассмотрении двух предельных частных случаев взаимодействия радиоволн с метеорными следами низкой и высокой ионизации. При этом распространение сигнала описывалось как симметричное в обе стороны зеркальное отражение от следа, без учета поляризации падающей радиоволны и дополнительного скачка фазы при рассеянии. Иными словами, классическая модель не предоставляла инструментов для моделирования не взаимности канала.

Для исследования не взаимных свойств канала была разработана уточненная модель распространения сигнала [11], основанная на строгом численном решении задачи дифракции радиоволн на метеорном следе. Уже первые результаты показали, что хорошее согласие классической и уточненной моделей наблюдается только в диапазоне невысоких ионизаций, примерно в середине области недоуплотнённых следов (линейная электронная плотность $\alpha \sim 5 \cdot 10^{13}$ эл/м). По мере разрушения следа его электронная плотность убывает, и сходимость обеих моделей друг к другу улучшается. Большие отличия возможны в области высоких электронных плотностей ($\alpha > 7.5 \cdot 10^{14}$ эл/м), где классическая модель переуплотнённого следа обычно завышает амплитуду радиоотражения. Как правило, в начале существования метеорного следа в нём происходят активные динамические процессы (такие как плазменный резонанс и расширение), которые приводят к высокой не стабильности характеристик следа и сопровождаются высокой не взаимностью канала. К окончанию радиоотражений динамические процессы в метеорном следе прекращаются, его рассеивающие характеристики стабилизируются, и уровень не взаимности канала обычно снижается [14].

Работа [11] явилась первым систематическим исследованием не взаимности канала в системах метеорной связи, в которой представлены её количественные оценки для конкретных тестовых радиолиний. Моделировались четыре радиолинии протяженностью от 434 км до 1464 км, все пункты связи которых имели близкие широты в окрестности $66,5^\circ$ с.ш. Столь высокие широты были выбраны специально, чтобы проследить влияние ионосферных возмущений на степень не взаимности метеорного канала. Тем не менее, результаты моделирования показали, что характерные для полярных широт аномальные возмущения ионосферы влияют на уровень не взаимности метеорного канала в гораздо меньшей степени, чем регулярный суточный ход его

характеристик. Это в очередной раз подтвердило тезис об устойчивости систем метеорной связи к ионосферным возмущениям [3].

Дальнейшие результаты выявили существование группы радиоотражений, проявляющих крайне высокий уровень фазовой невязимности канала $\Delta\varphi(t)$ в течение всей регистрации. Такие МРО были условно названы «невязимными», поскольку средняя за время их регистрации абсолютная фазовая невязимность не опускалась ниже 90° . В зависимости от параметров радиолинии и аппаратуры, доля невязимных МРО может изменяться от 0% до 50%, а средний уровень фазовой невязимности при этом может варьироваться от 1° до 88° .

Установлено, что наиболее значимым фактором невязимности канала является высотное распределение метеоров, поскольку оно напрямую определяет суммарное электронное содержание атмосферы на пути сигнала из пункта связи до отражающей точки метеора, то есть степень проявления поляризационной асимметрии канала вследствие эффекта Фарадея. Почти столь же значимым оказался частотный фактор. Повышение частоты с 30 МГц до 70 МГц более чем в 7 уменьшило долю невязимных радиоотражений и почти в 4 раза снизило уровень фазовой невязимности канала. Негативным эффектом явилось почти 20-кратное снижение рабочего цикла радиолинии (с 3,24% до 0,18%). Следовательно, выигрыш в качестве канала связи влечет за собой значительные потери в длительности его существования.

Проведённые исследования показали, что невязимность метеорного канала является комплексным явлением, имеющим сложную многофакторную природу. Некорректный выбор параметров связной аппаратуры может привести к многократному повышению уровня невязимности канала. Однако объяснение всех закономерностей и прогнозирование уровня невязимности канала является сложной задачей, требующей учета большого количества астрономических, физических и технических факторов.

Заключение

Метеорное распространение радиоволн остается важным направлением исследований, позволяющим решать актуальные научно-технические проблемы. Системы метеорной синхронизации шкал времени позволяют организовать независимый от спутников резервный канал передачи точного времени, успешно работающий даже в труднодоступных (малонаселенных) регионах, где малоэффективны иные виды радиосвязи. Изучение причин и факторов проявления невязимных свойств канала позволяет разработать новые методы оперативной отбраковки низкокачественных регистраций для повышения точности синхронизации. В начале XXI века наметилось новое перспективное направление исследований, сопряженное с использованием стохастических свойств метеорного радиоканала для порождения секретных ключей шифрования. В результате, был предложен принципиально новый подход к организации систем передачи информации с особо высокой защищенностью, работающий при разнесении пунктов связи на расстояния до 1800 км.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Программы Повышения Конкурентоспособности Казанского Федерального Университета.

Список литературы

1. Latorre V. R. Utilization of the Phase Stability of Meteor Trails for Accurate Synchronization // IEEE Int. Conf. Res. — 1965. — pt. 2. — P. 121–129.
2. Epictetov L. A. Application of Meteor Burst Equipment for High Precision Comparisons of Time and Frequency Standards // Proc. of 7th European Frequency and Time Forum (EFTF). — 1993. — P. 413–416.
3. Oetting J. D. An analysis of meteor burst communications for military applications // IEEE Trans. on comm. — 1980. — Vol. COM-28. No. 9. — P. 1591–1601.
4. Сулимов А. И., Карпов А. В., Сидоров В. В., Шерстюков О. Н. Генерация и распределение ключей симметричного шифрования на основе физических свойств радиометеорного распростра-

- нения // Сб. докл. XXIII Всеросс. научн. конф. «Распространение радиоволн». — 2011. — Т. 1. — С. 421–425.
5. Сидоров В. В., Карпов А. В., Сулимов А. И. Метеорная генерация секретных ключей шифрования для защиты открытых каналов связи // Информационные технологии и вычислительные системы. — 2008. — № 3. — С. 45–54.
 6. Сулимов А. И., Карпов А. В., Шерстюков О. Н., Сидоров В. В., Хузяшев Р. Г. Моделирование синхронной генерации криптографических ключей в метеорном радиоканале // Уч. Зап. Казанского ун-та. Сер. Физ.-мат. науки. — 2011. — Т. 153, кн. 4. — С. 167–175.
 7. Sulimov A., Karpov A. Secure key distribution based on meteor burst communications // Proc. of the 11th Int. Conf. on Security and Cryptography (SECRYPT-2014). — 2014. — P. 445–450.
 8. Bennett C. H., Brassard G. Quantum Cryptography: Public key distribution and coin tossing // Proc. of IEEE Int. Conf. on Computers, Systems and Signal Processing. — 1984. — P. 175–179.
 9. Sulimov A. I. On possibility of using of measurements of random polarization of radio reflections from meteor trails for generating shared encryption keys // Proc. 2017 Int. Conf. on Radiation and Scattering of Electromagn. Waves (RSEMW-2017). — 2017. — P. 146–149.
 10. Sulimov A. I., Karpov A. V. Performance evaluation of meteor key distribution // Proc. of the 12th Int. Conf. on Security and Cryptography (SECRYPT-2015). — 2015. — P. 392–397.
 11. Sulimov A. I., Karpov A. V., Lapshina I. R., Khuzyashev R. G. Analysis and Simulation of Channel Nonreciprocity in Meteor-Burst Communications // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. — 2017. — Vol. 65. Iss. 4. — P. 2009–2019.
 12. Villard O. G. Some properties of oblique radio reflections from meteor ionization trails // Jour. of Geophys. Research. — 1956. — Vol. 61. No. 2. — P. 233–249.
 13. Bazlov A. E. Experimental study of nonreciprocity of a meteor radio channel // Radiophys. and Quantum Electron. — 1992. — Vol. 35. No. 1. — P. 66–67.
 14. Safiullina A. R., Sulimov A. I., Karpov A. V. On the dynamics of nonreciprocal properties of radio reflections from ionized meteor trails // Proc. Int. Conf. Radiation and Scattering of Electromagn. Waves (RSEMW). — 2017. — P. 138–141.

Том I, с. 29–31

УДК: 621.371 + 621.396.67

**ВСПОМИНАЕМ ПРОФЕССОРОВ МЭИ Г. Т. МАРКОВА (1909–1981)
И Е. Н. ВАСИЛЬЕВА (1929–2004)**

В. А. Пермяков

Национальный исследовательский университет МЭИ,

111250, г. Москва, ул. Красноказарменная, 13

E-mail: PermyakovVA@mpei.ru

Аннотация. В этом году Радиотехнический факультет НИУ МЭИ отмечает 110 лет со дня рождения проф. Маркова Г. Т. — основателя научной школы электродинамики и антенн кафедры Антенных устройств и распространения радиоволн и 90 лет со дня рождения проф. Васильева Е. Н. — основателя научной школы численных методов решения задач электродинамики и распространения радиоволн той же кафедры.

Ключевые слова: НИУ МЭИ, научные школы, электродинамика, антенны, профессор Г. Т. Марков, численные методы электродинамики, распространение радиоволн; профессор Е. Н. Васильев, достижения

**MEMORIES ABOUT PROFESSORS OF MPEI G. T. MARKOV (1909-1981)
AND E. N. VASILYEV (1929-2004)**

V. A. Permyakov

Abstract. This year, the institute of Radio and Electronic Engineering of NRU MPEI celebrates 110 years since the birth of prof. Markov G. T. — the founder of the scientific school of electrodynamics and antennas of the Department of Antenna Devices and Radio Wave Propagation and 90 years since the birth of prof. Vasiliev Ye. N. — the founder of the scientific school of numerical methods for solving problems of electrodynamics and radio wave propagation of the same department.

Keywords: NRU MPEI, scientific schools, electrodynamics, antennas, professor Markov G. T.; numerical methods of electrodynamics, radio wave propagation, professor Vasiliev Ye. N., achievements

В 1943 году в исполнение постановления Государственного Комитета Обороны СССР «О радиолокации» в Московском энергетическом институте был восстановлен факультет радиотехники. Следствием этого постановления явилось создание на РТФ МЭИ кафедр Антенных устройств и распространения радиоволн (АУиРРВ) и Радиотехнических приборов (РТП). В 2014 году обе кафедры объединены в кафедру Радиотехнических приборов и антенных систем (РТП и АС).

Начиная с 1947 года кафедра АУиРРВ была привлечена к работам по антеннам для изделий ракетной техники, которые велись в СССР в особом конструкторском бюро № 1 под руководством С. П. Королева.

Работы по этой тематике в МЭИ возглавил доцент, в дальнейшем профессор Г. Т. Марков, в 1957–1975 годах заведующий кафедрой АУиРРВ. Высокий научно-педагогический уровень, умение привлечь молодежь и научить ее работать — эти качества Г. Т. Маркова способствовали формированию научной школы кафедры в области электродинамики и антенной техники.

Личным достижением Г. Т. Маркова было создание методологии решения задач излучения бортовых вибраторных и щелевых антенн. Совместно с доц. А. Ф. Чаплиным Г. Т. Марковым написана монография «Возбуждение электромагнитных волн», посвященная применению метода собственных функций к расчету полей излучения антенн на объектах простой геометрической формы (шар, цилиндр, клин). Сотрудники кафедры под руководством Г. Т. Маркова в содружестве с отраслевыми НИИ участвовали в разработке антенн для многих космических объектов, начиная с первого искусственного спутника Земли. Именно Марковым была предложена конструкция антенн для первого искусственного спутника Земли.



Рис. 1. Профессор д.т.н. Марков Г.Т.
(1909-1981 гг.)

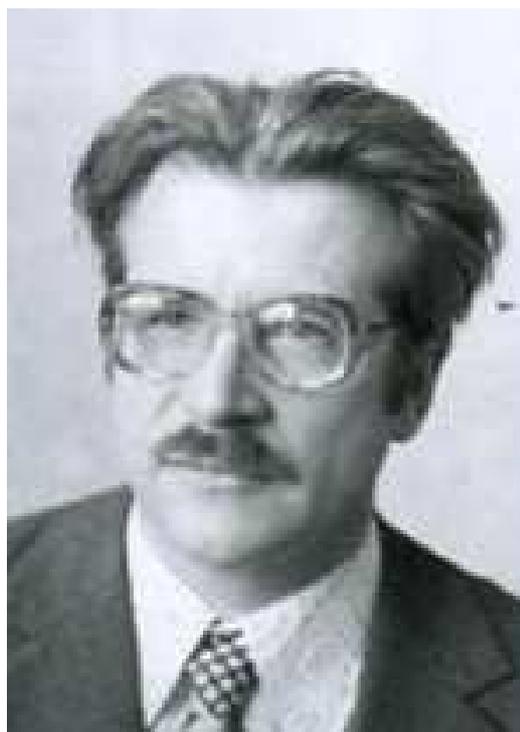


Рис. 2. Профессор д.т.н. Васильев Е.Н.
(1929-2004 гг.)

Теория дифракции волн и излучения антенн на объектах сложной формы была развита группой профессора Е. Н. Васильева на базе численного решения интегральных уравнений для распределения тока на поверхности объектов в виде тел вращения. Е. Н. Васильев был пионером применения ЭВМ для численного решения задач электродинамики методом интегральных уравнений, опередив на несколько лет аналогичные зарубежные работы. Результаты его работ подытожены в монографии «Возбуждение тел вращения». Созданные под руководством Е. Н. Васильева программы позволяли рассчитать диаграммы направленности бортовых антенн, расположенных на корпусах объектов в виде тел вращения.

Исследования в области антенной техники — развитие теории антенных решеток произвольной геометрии, разработка различных типов бортовых и наземных антенн, анализ влияния диэлектрических укрытий на характеристики фазированных антенных решеток проводились профессорами Д. М. Сазоновым, А. Ф. Чаплиным и В. В. Бодровым.

Итоги исследований кафедры в 1947–1962 годах были подведены в монографии «Антенны баллистических ракет, спутников и космических станций», опубликованной в 1965 г. коллективом сотрудников кафедры АУиРРВ МЭИ и антенного отдела ОКБ-1 под редакцией Г. Т. Маркова и Е. Н. Васильева.

С 1975 по 1994 г. кафедрой АУиРРВ руководил проф. д.т.н. Васильев Е.Н. Наряду с развитием численных методов решения задач электродинамики под руководством проф. Васильева Е. Н. изучались проблемы распространения радиоволн в плазменных образованиях, сопутствующих полету объектов ракетной техники. В этих исследованиях принимали участие доц. Грудинская Г. П., научные сотрудники Ю. И. Орлов, В. А. Пермяков, И. Г. Якушкин. Вопросами диагностики «ракетной» плазмы занималась группа доц. Дупленкова Д. А. (Бунин А. В. и Полукаров В. И.), проф. Финатьев Ю. П., ст. преп. Белостоцкий В. В. Коллективом кафедры совместно с сотрудниками ИВТАН и НИИРП опубликована монография по влиянию факела реактивного двигателя на радиосвязь.

Сотрудниками кафедры АУиРРВ издано большое число учебников и пособий по электродинамике, антеннам и распространению радиоволн, защищено 17 докторских и свыше ста кандидатских диссертаций, опубликовано 14 монографий и учебников. Проф. Васильев Е. Н. длительное время руководил секцией «Распространение радиоволн при наличии искусственных плазменных образований» при Научном Совете АН СССР по распространению радиоволн. Существенный вклад в преподавание курса Антенных устройств был внесен проф. Васильевым с сотрудниками кафедры, которыми был разработан универсальный стенд для измерений диаграмм направленности антенн в малогабаритной безэховой камере СВЧ диапазона пирамидальной формы. На базе этого стенда была реализована уникальная фронтальная лаборатория по курсу Антенных устройств (рис. 3).



Рис. 3. Измерительный стенд на базе безэховой камеры (БЭК). Слева: открыт генераторный блок БЭК. Справа: открыт измерительный блок БЭК с установленной в нем антенной. Внутренность БЭК покрыта радиопоглощающим материалом.

В этом году кафедра РТПиАС отмечает 110 лет со дня рождения Маркова Г. Т. и 90 лет со дня рождения Васильева Е. Н. Исследования школ Г. Т. Маркова и Е. Н. Васильева продолжаются и в настоящее время. Актуальные разработки в области антенной техники (фазированные антенные решетки, многолучевые и многочастотные зеркальные антенны) проводятся профессорами Гусевским В. И., Коганом Б. Л., Сазоновым Д. М., доцентом Комаровым А. А. Доцент Курушин А. А., энтузиаст применения универсальных программ электродинамического моделирования в учебном процессе и инженерной практике, опубликовал совместно с д.т.н. Банковым С. Е. ряд пособий по актуальным вопросам моделирования антенн. Профессор Пермяков В. А. и доцент Михайлов М. С. ведут исследования в области распространения радиоволн в неоднородных средах.

Избранные труды кафедры АУиРРВ

1. Марков Г.Т. Антенны. М.: Госэнергоиздат, 1960.
2. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Энергия, 1967 (2-е изд. – 1983).
3. Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. М.: Энергия, 1975
4. Грудинская Г.П. Распространение радиоволн. М.: Высшая школа, 1975.
5. Марков Г.Т., Петров Б.М., Грудинская Г.П. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Советское радио, 1979.
6. Орлов Ю.И., Кравцов Ю.А. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.
7. Васильев Е.Н. Возбуждение тел вращения. М.: Радио и связь, 1987.
8. Пермяков В.А., Солодухов В.В., Бодров В.В., Исаков М.В. Распространение радиоволн, М.: Издательский дом МЭИ, 2008
9. Курушин А.А., Пластиков А.Н. Проектирование СВЧ-устройств в среде CST Microwave Studio. М.: Издательский дом МЭИ, 2012
10. Сазонов Д.М. Матричная теория антенных решеток. Таганрог, изд. ЮФУ, 2013

Том I, с. 32–40

УДК: 537.87; 621.371; 517.958

**РЕШЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
И ФОКУСИРОВКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНЫХ,
АНИЗОТРОПНЫХ, ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕДАХ НА ОСНОВЕ
БИХАРАКТЕРИСТИК И СПЕЦИАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ
ВОЛНОВЫХ КАТАСТРОФ**

А. С. Крюковский, Д. С. Лукин, Е. А. Палкин, Д. В. Растягаев

АНО ВО «Российский Новый Университет», Москва, ул. Радио, д. 22

E-mail: kryukovsky56@yandex.ru, luknet1@yandex.ru, rdv@rosnou.ru, palkin@rosnou.ru

Аннотация. Методами волновой теории катастроф рассмотрены фундаментальные проблемы, возникающие при решении задач распространения, фокусировки и дифракции радиоволн. К таким проблемам относятся изучение особенностей распространения и каустической фокусировки электромагнитных волн коротковолнового диапазона в ионосфере Земли и метаматериалах, а также изучение рассеяния электромагнитного излучения на телах с криволинейными краями, приводящего к образованию эталонных дифракционных структур типа краевых и угловых катастроф. Представлены результаты математического моделирования лучевых семейств, каустических структур и амплитудно-фазовых структур специальных функций волновых катастроф.

Ключевые слова: моделирование, распространение, фокусировка, дифракция, электромагнитная волна, каустики, волновые катастрофы, бихарактеристики, ионосфера

**SOLUTION OF THE FUNDAMENTAL PROBLEMS OF THE PROPAGATION
AND FOCUSING OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN INHOMOGENEOUS,
ANISOTROPIC, ABSORBING MEDIA ON THE BASIS OF BICHARACTERISTICS
AND WAVE CATASTROPHE SPECIAL FUNCTIONS**

A. S. Kryukovsky, D. S. Lukin, Eu. A. Palkin, D. V. Rastyagaev

Abstract. The fundamental problems, arising in problems of propagation, focusing and diffraction of radio waves by methods of the wave catastrophe theory are considered. Such problems include the study of the propagation and caustic focusing characteristics of electromagnetic waves of the shortwave range in the Earth's ionosphere and metamaterials, as well as the study of the scattering of electromagnetic radiation on bodies with curvilinear edges, leading to the formation of reference diffraction structures such as edge and corner catastrophes. The results of mathematical modeling of ray families, caustic structures and amplitude-phase structures of special functions of wave catastrophes are presented.

Keywords: modeling, propagation, focusing, diffraction, electromagnetic wave, caustics, wave catastrophes, bicharacteristics, ionosphere

Введение

Асимптотические, как лучевые, так и интегральные методы являются традиционными инструментами изучения распространения коротких волн в различных средах [1–4]. Рассмотрено математическое и численное моделирование распространения, фокусировки и дифракции электромагнитных волн в неоднородной, нестационарной и дисперсионной ионосферной плазме на основе применения теории волновых катастроф. Актуальность исследования определяется активным использованием электромагнитных волн коротковолнового диапазона в антенной технике, для обеспечения дальней радиосвязи, радионавигации, радиолокации, загоризонтного радиозондирования, а также изучения структуры ионосферы – верхней атмосферы Земли методами дистанционного зондирования и радиотомографии. Применение теории катастроф в задачах распространения радиоволн необходимо, поскольку лучевой подход к описанию волнового поля не

корректен в окрестности каустик и их особенностей (волновых катастроф) [1] и приводит к расходимостям. Каустические особенности (катастрофы) возникают и имеют решающее значение для многих радиофизических эффектов [2–5]. В настоящей работе кратко изложены основы волновой теории катастроф, описан метод бихарактеристик и приведены результаты математического моделирования.

Бихарактеристики

Рассмотрим лучевые методы исследования распространения радиоволн на основе системы бихарактеристик. Расширенная бихарактеристическая система, сформулированная в работах Д. С. Лукина и его коллег [1, 6, 7], имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}}{dt} &= \left(2c^2\mathbf{k} - \frac{\partial\omega^2\varepsilon}{\partial\mathbf{k}} \right) / \frac{\partial\omega^2\varepsilon}{\partial\omega}, \quad \frac{d\mathbf{k}_\eta}{dt} = \frac{\partial}{\partial\eta} \left(\frac{\partial\omega^2\varepsilon}{\partial\mathbf{r}} / \frac{\partial\omega^2\varepsilon}{\partial\omega} \right), \\ \frac{d\mathbf{r}_\eta}{dt} &= \frac{\partial}{\partial\eta} \left(\left(2c^2\mathbf{k} - \frac{\partial\omega^2\varepsilon}{\partial\mathbf{k}} \right) / \frac{\partial\omega^2\varepsilon}{\partial\omega} \right), \\ \frac{d\mathbf{k}}{dt} &= \frac{\partial\omega^2\varepsilon}{\partial\mathbf{r}} / \frac{\partial\omega^2\varepsilon}{\partial\omega}, \quad \frac{d\mathbf{k}_\zeta}{dt} = \frac{\partial}{\partial\zeta} \left(\frac{\partial\omega^2\varepsilon}{\partial\mathbf{r}} / \frac{\partial\omega^2\varepsilon}{\partial\omega} \right), \\ \frac{d\mathbf{r}_\zeta}{dt} &= \frac{\partial}{\partial\zeta} \left(\left(2c^2\mathbf{k} - \frac{\partial\omega^2\varepsilon}{\partial\mathbf{k}} \right) / \frac{\partial\omega^2\varepsilon}{\partial\omega} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь \mathbf{k} — волновой вектор, t — групповое время, ω — круговая частота излучения, ε — эффективная диэлектрическая проницаемость среды распространения, r — координаты точки наблюдения, c — скорость света.

Расширенная бихарактеристическая система позволяет не только рассчитывать лучевые траектории в сложных средах (рис. 1а), но и определять положения каустик (рис. 1б). На рисунках в виде фона показана электронная концентрация ионосферы.

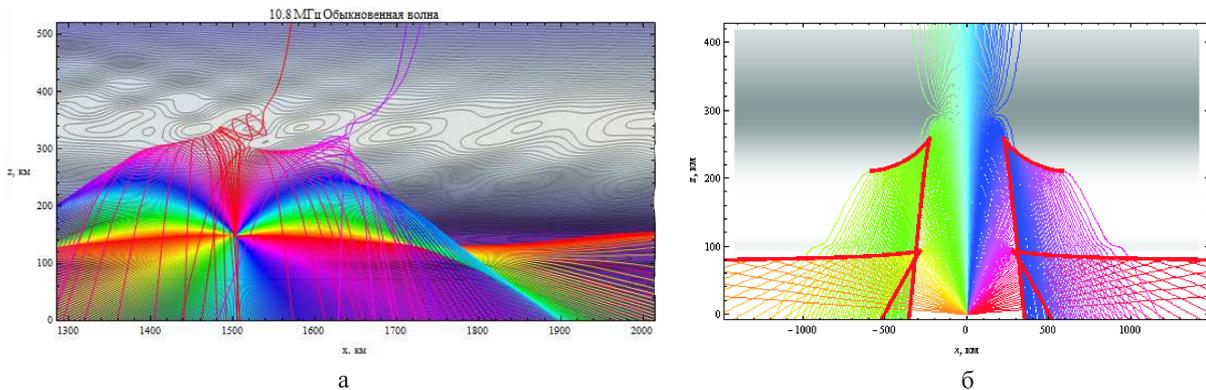


Рис. 1. Распространение лучей в периодически возмущенной ионосфере, источник излучения приподнят – а; лучевая и каустическая структуры (каустики – толстые линии, лучи – тонкие) – б.

На рис. 2 показано лучевое распространение линейно частотно-модулированного (ЛЧМ) сигнала в ионосферной плазме в плоскости первоначального распространения [8]. Каждый луч соответствует определённой частоте. Низкочастотные лучи отражаются от слоев E и F2 и возвращаются на землю, а высокочастотные просачиваются сквозь слой, причем с увеличением частоты, траектории выпрямляются.

На рис. 3 показана лучевая структура ЛЧМ радиосигнала в боковой плоскости. Лучи, проходящие ионосферный слой F2, разворачиваются параллельно оси z и уходят вверх. Отражённые лучи возвращаются на землю.

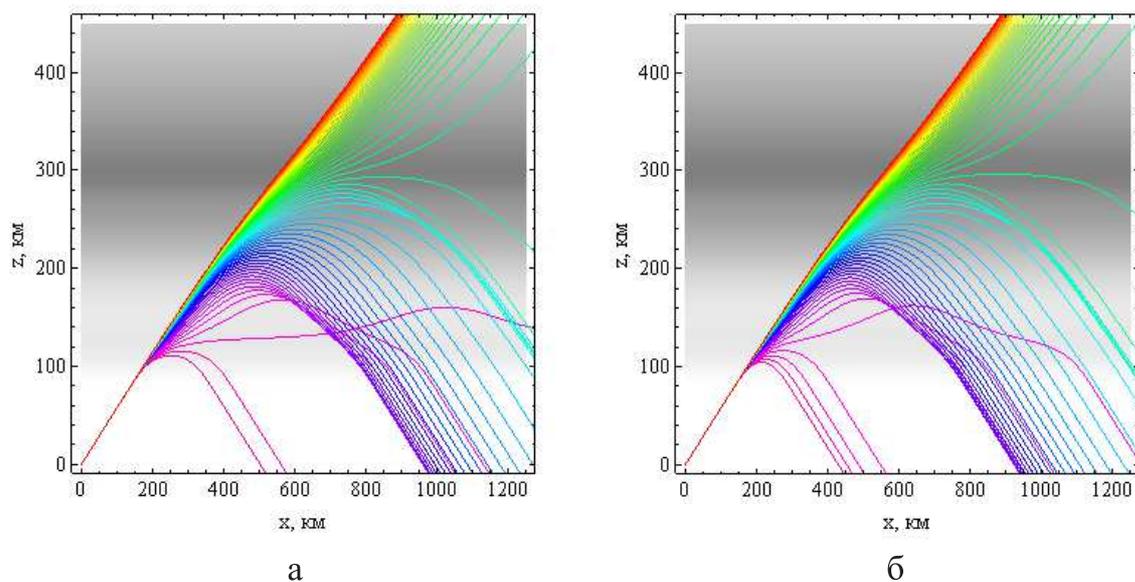


Рис. 2. Лучевые структуры ЛЧМ радиосигнала в плоскости (x,z) . Обыкновенная волна – а, необыкновенная волна – б. Угол выхода 30° . Ночная ионосфера.

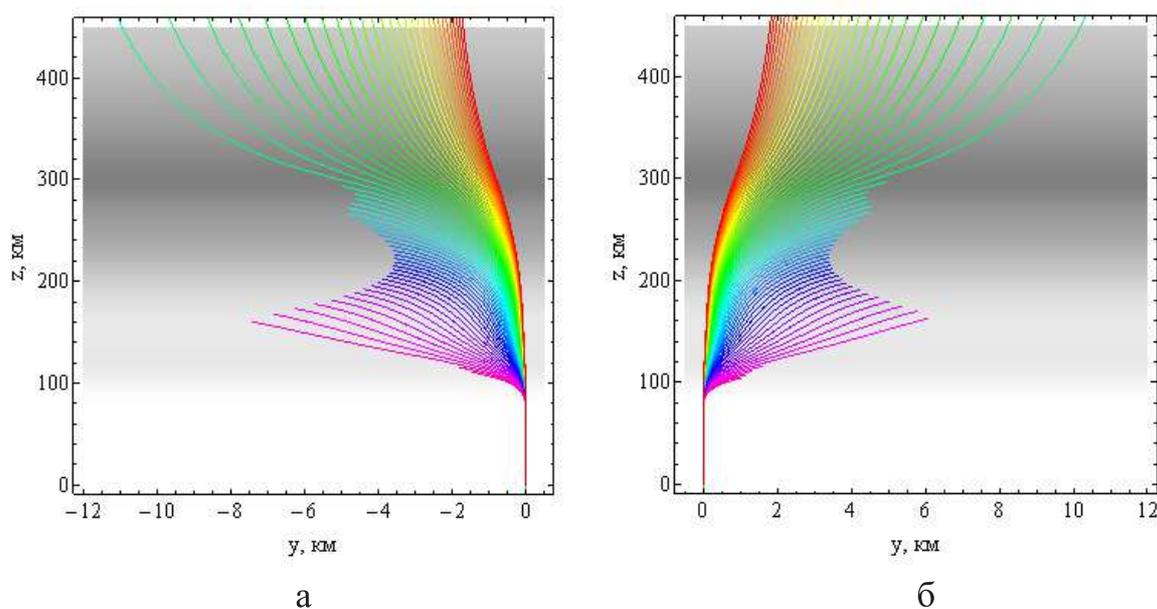


Рис. 3. Лучевые структуры ЛЧМ радиосигнала в плоскости (y,z) . Обыкновенная волна – а, необыкновенная волна – б. Угол выхода 30° . Ночная ионосфера.

На рис. 4 приведены зависимости от высоты поглощения вдоль траекторий. Можно выделить две группы кривых: линии, соответствующие проходящим лучам (для них поглощение мало), и линии, соответствующие лучам, отражающимся от ионосферы. Эти лучи много времени проводят в нижней ионосфере и испытывают активное поглощение. С уменьшением частоты поглощение растет, причем необыкновенная волна поглощается сильнее обыкновенной.

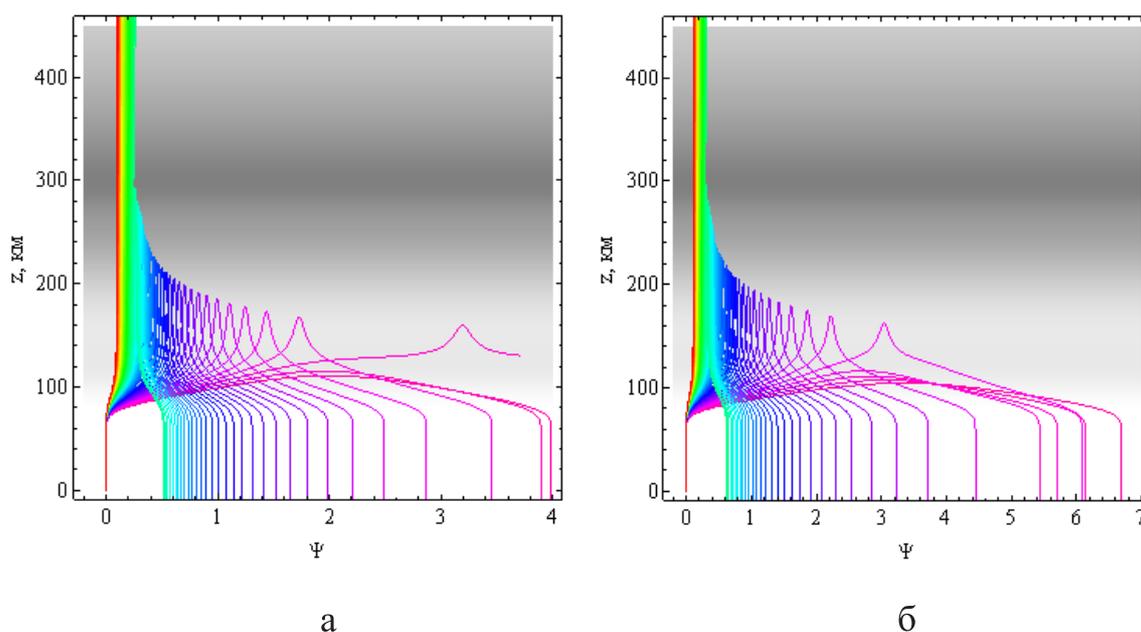


Рис. 4. Зависимости поглощения Ψ (в Неперах) вдоль траекторий от высоты. Обыкновенная волна – а, необыкновенная волна – б. Угол выхода 30° . Ночная ионосфера.

На рис. 5 показаны зависимости расходимости вдоль лучевых траекторий от высоты [8].

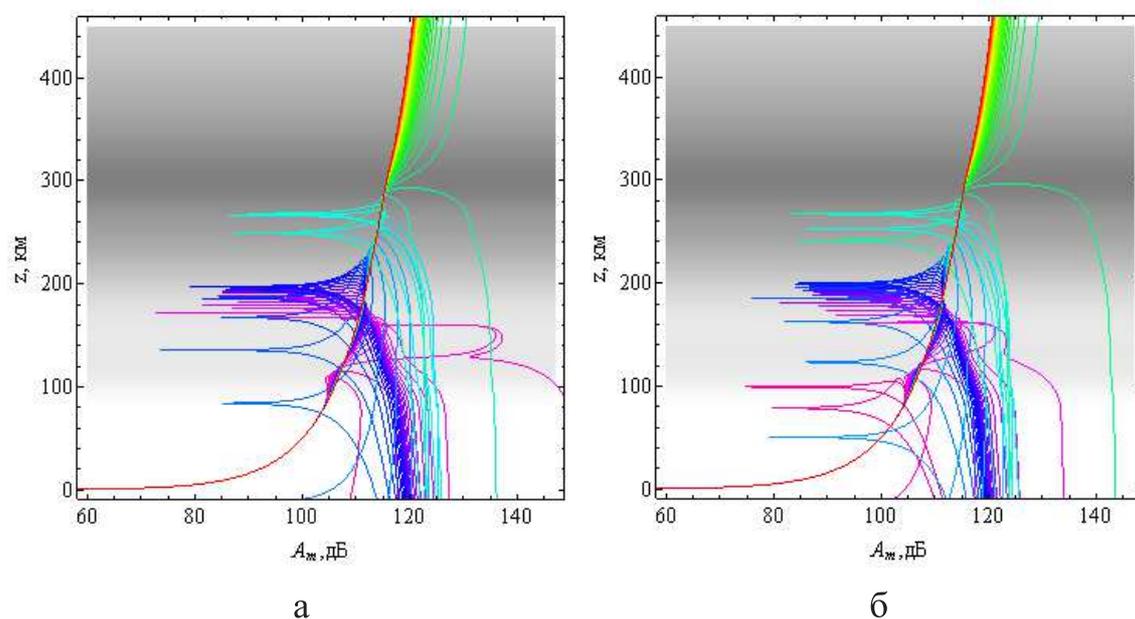


Рис. 5. Зависимости расходимости вдоль лучевых траекторий от высоты в дБ. Обыкновенная волна – а, необыкновенная волна – б. Угол выхода 30° . Ночная ионосфера.

Линия, соответствующая траектории высокочастотного сигнала, имеет небольшой излом в окрестности максимума слоя F, что связано с дефокусировкой сигнала. Горизонтальные линии соответствуют каустикам. Это области усиления поля (фокусировки). Из рис. 5 следует, что лучи соответствующие дальнему распространению (см. рис. 1), иногда называемые лучами Педерсена, испытывают очень большую расходимость.

Математическое моделирование волновых катастроф

Согласно теории волновой катастрофы [2, 4, 9–12] равномерная асимптотика поля в окрестности особенности основного типа Σ имеет вид:

$$U(\Lambda, \mathbf{q}) \cong \exp [i\Lambda\Theta(\mathbf{q})] \times \left[l_1 I^\Sigma(\mathbf{S}(\Lambda, \mathbf{q})) + \sum_{j=2}^N l_j \frac{\partial I^\Sigma(\mathbf{S})}{\partial S_{j-1}} \right], \quad \mathbf{S} = (\boldsymbol{\lambda}, \mathbf{a}) \quad (2)$$

где

$$l_j = \sum_{n=0}^{+\infty} l_j^{(n)}(\Lambda, \mathbf{q}) = \Lambda^{\sigma_j} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{1}{\Lambda^n} \tilde{l}_j^{(n)}(\mathbf{q}) \quad (3)$$

коэффициенты асимптотического разложения, и

$$I^\Sigma(\boldsymbol{\lambda}, \mathbf{a}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \cdots \int_{-\infty}^{+\infty} \exp [i F_\Sigma(\boldsymbol{\xi}, \mathbf{a}, \boldsymbol{\lambda})] d\boldsymbol{\xi} \quad (4)$$

специальная функция волновой катастрофы – СВК [13, 14].

Для определения коэффициентов асимптотического разложения по амплитуде и фазе подынтегрального выражения построены цепочки рекурсивных соотношений следующего вида [12, 15]:

$$\Lambda^{\frac{\delta}{2}} f |\Delta| = \left(l_1^{(0)} \right)_g + i \sum_{j=2}^{N_g} \frac{\partial F_\Sigma}{\partial S_{j-1}^g} \left(l_j^{(0)} \right)_g + \sum_{j=1}^{\delta} \frac{\partial F_\Sigma}{\partial \xi_j} \left(H_j^{(0)} \right)_g, \quad (5)$$

$$i \sum_{j=1}^{\delta} \frac{\partial \left(H_j^{n-1} \right)_g}{\partial \xi_j} = \left(l_1^{(n)} \right)_g + i \sum_{j=2}^{N_g} \frac{\partial F_\Sigma}{\partial S_{j-1}^g} \left(l_j^{(n)} \right)_g + \sum_{j=1}^{\delta} \frac{\partial F_\Sigma}{\partial \xi_j} \left(H_j^{(n)} \right)_g. \quad (6)$$

Универсальная деформация в (4) имеет вид:

$$F_\Sigma(\boldsymbol{\xi}, \mathbf{a}, \boldsymbol{\lambda}) = \varphi_0^\Sigma(a, \xi_1, \dots, \xi_{\bar{\kappa}}) + \sum_{j=1}^L \lambda_j \varphi_j^\Sigma(\xi_1, \dots, \xi_{\bar{\kappa}}) + \sum_{j=1+\bar{\kappa}}^{\kappa} \pm \xi_j^2, \quad (7)$$

где

$$\varphi_0^\Sigma(a, \xi_1, \dots, \xi_{\bar{\kappa}}), \varphi_j^\Sigma(\xi_1, \dots, \xi_{\bar{\kappa}}) \quad (8)$$

это нормальная форма, и возмущения. Аналогичные результаты получены нами при решении задач дифракции на телах с границами, в которых возникают краевые и угловые катастрофы [9, 11, 12]. При этом СВК краевых ($\kappa=1$) и угловых ($\kappa=2$) катастроф имеют вид:

$$I^\Sigma(\boldsymbol{\lambda}, \mathbf{a}) = \int_0^{+\infty} \cdots \int_0^{+\infty} d\xi_1 \dots d\xi_{\bar{\kappa}} \int_{-\infty}^{+\infty} \cdots \int_{-\infty}^{+\infty} \exp [i F_\Sigma(\boldsymbol{\xi}, \mathbf{a}, \boldsymbol{\lambda})] d\xi_{\bar{\kappa}+1} \dots d\xi_{\bar{\kappa}} \quad (9)$$

Каустики: численное моделирование

На рисунках 6 – 8 показаны характерные сечения каустик (толстая линия) и лучевые структуры некоторых основных катастроф в соответствии с их классификацией [1, 2, 5, 10, 15].

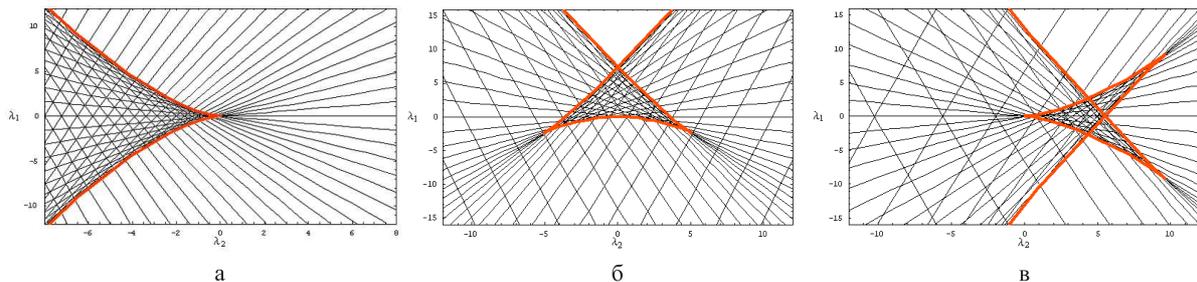


Рис. 6. Лучевая и каустическая структуры простых катастроф: A_3 (каустическое остриё, «клюв») – а; A_4 («ласточкин хвост», $\lambda_3=-4$) – б; A_5 («бабочка» $\lambda_3=0$, $\lambda_4=-4$) – в.

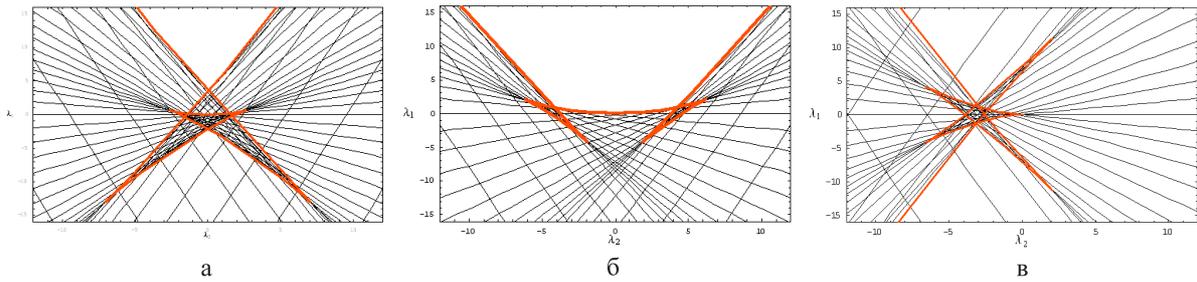


Рис. 7. Лучевая и каустическая структуры простых катастроф: A_6 («вигвам», $\lambda_3=4, \lambda_4=0, \lambda_5=-4$) – а; A_6 («вигвам», $\lambda_3=7, \lambda_4=0, \lambda_5=-4$) – б; A_7 («звезда» $\lambda_3=0, \lambda_4=6,5, \lambda_5=0, \lambda_6=-4,5$) – в.

Каспоидная серия каустик (рис. 6–7) соответствует одномерной фокусировке A_N . Универсальная деформация имеет вид: $F_{A_N} = \xi_1^{N+1} + \lambda_1 \xi_1 + \lambda_2 \xi_1^2 + \dots + \lambda_{N-1} \xi_1^{N-1}$. На рис. 8 показана каустические структуры, соответствующие двумерной фокусировке.

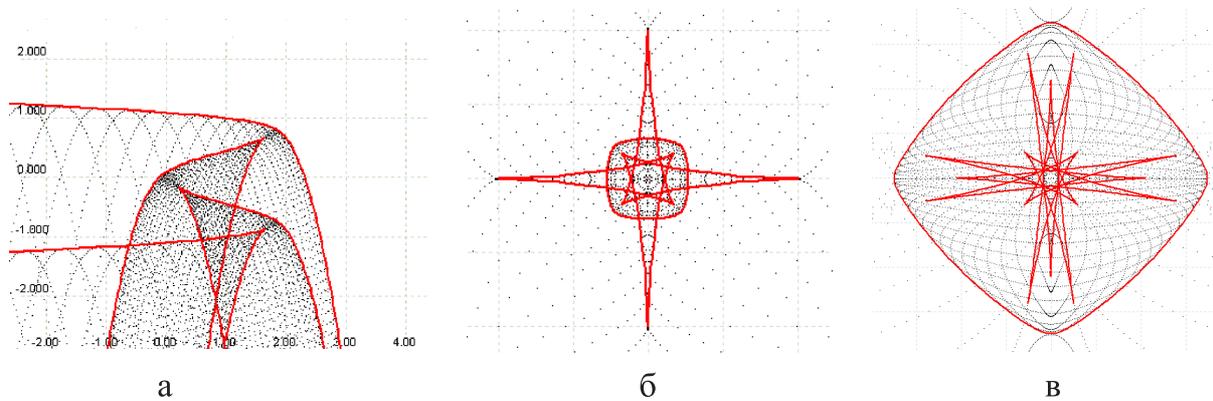


Рис. 8. Лучевая и каустическая структуры унимодальной катастрофы E_8 – а; унимодальной катастрофы X_9 – б и трёхмодальной катастрофы N_{25} – в.

Распространение и фокусировка: численное моделирование

На рисунках 9 – 10 представлены линии равного уровня волновых полей в фокальных областях. Рис. 9 соответствуют каспоидным катастрофам. На рис. 9а показана амплитуда поля в окрестности каустического острия (A_3), а на рис. 9б показаны фазовые структуры СВК этой особенности [5]. Универсальная деформация имеет вид: $F_{A_3} = \xi_1^4 + \lambda_1 \xi_1 + \lambda_2 \xi_1^2$. На рис. 9в показана амплитудная структура катастрофы A_5 («бабочка»):

$$F_{A_5} = \xi_1^6 + \lambda_1 \xi_1 + \lambda_2 \xi_1^2 + \lambda_3 \xi_1^3 + \lambda_4 \xi_1^5.$$

На рис. 10а приведена амплитудная структура поля, соответствующая гиперболической омбилике (D_4^+), а на рис. 10б,в – эллиптической (D_4^-). На рис. 10б показана амплитуда, а на рис. 10в – фаза СВК [5]. Универсальная деформация имеет вид:

$$F_{D_4^\pm} = \frac{1}{3} \xi_1^3 \pm \xi_1 \xi_2^2 + \lambda_1 \xi_2 + \lambda_2 \xi_1 + \lambda_3 \xi_2^2$$

Дифракция: численное моделирование

На рисунках 11 – 14 показаны линии равного уровня амплитуд волновых полей в случае сочетания процессов фокусировки излучения и дифракции на препятствии. На рис. 11 и 12 показана фокусировка краевых лучей типа A_2 , которая возникает или на фоне более сильного основного поля (рис. 11), или в области тени (рис. 12) [5]. Это краевые катастрофы $C_3^+ = (A_1, A_2)$ и $C_3^- = (A_1, A_2)$ соответственно. Универсальная деформация этих особенностей имеет вид:

$$F_{C_3^\pm} = \xi_1 \xi_2 \pm \xi_2^3 + \lambda_1 \xi_2 + \lambda_2 \xi_1$$

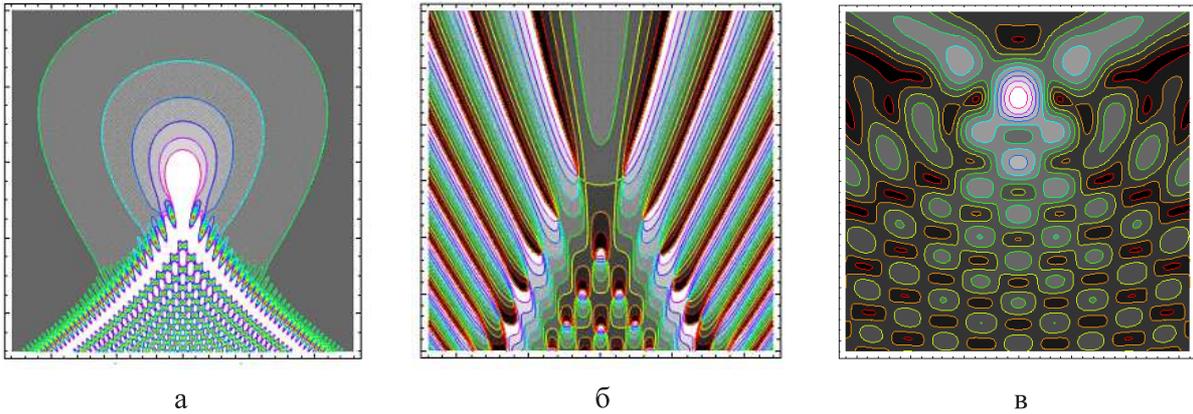


Рис. 9. Линии уровня амплитуды поля – а; линии уровня фазы СВК (3) – б, соответствующие катастрофе A_3 ; линии уровня амплитуды поля катастрофы A_5 . – в.

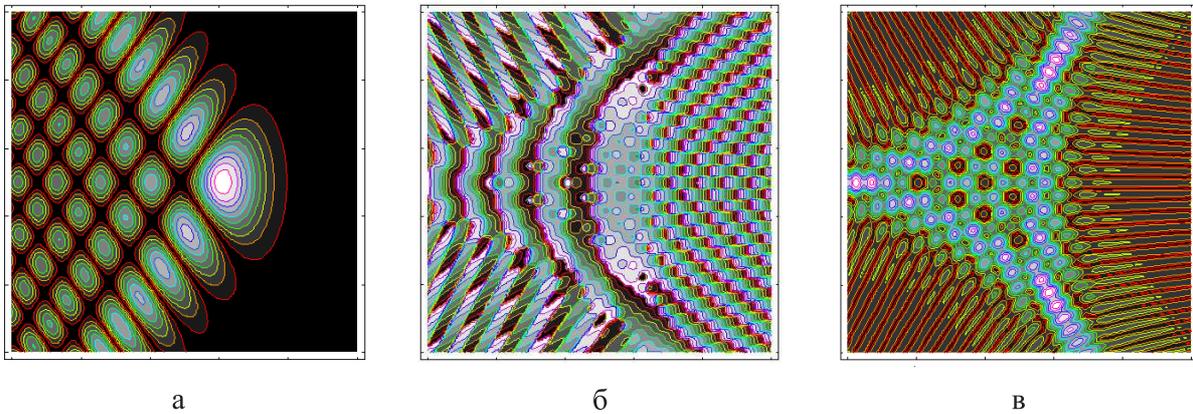


Рис. 10. Линии уровня амплитуды поля, соответствующие катастрофе D_4^+ – а, катастрофе D_4^- – б; линии уровня фазы СВК катастрофы D_4^- – в.

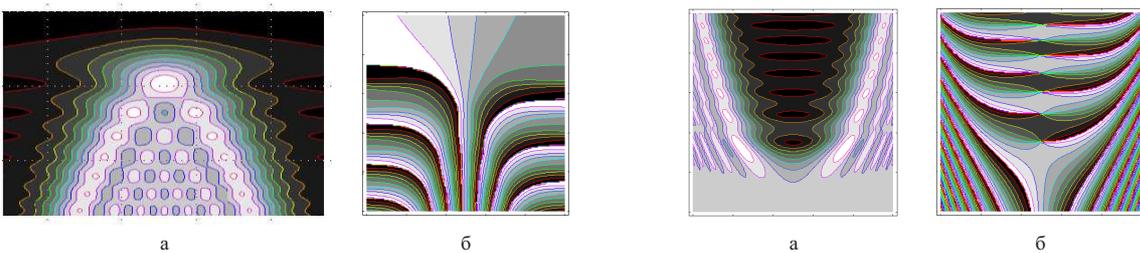
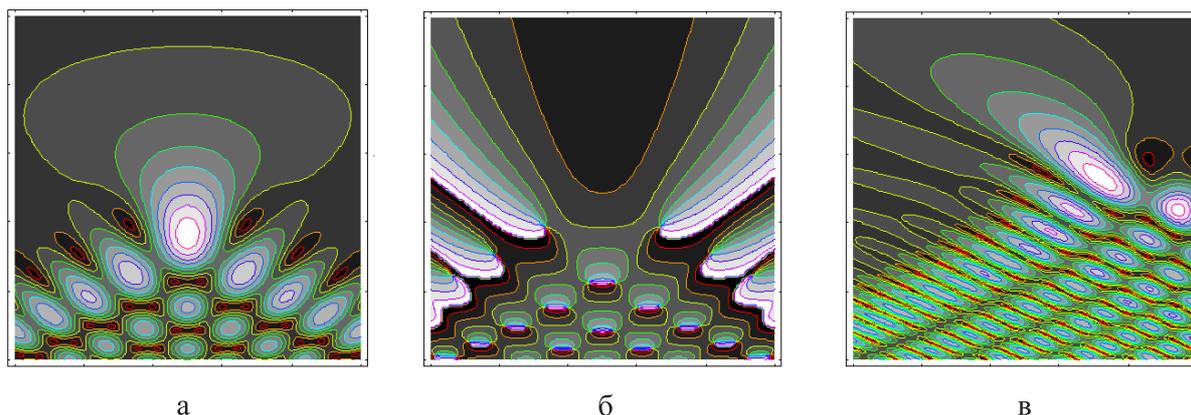
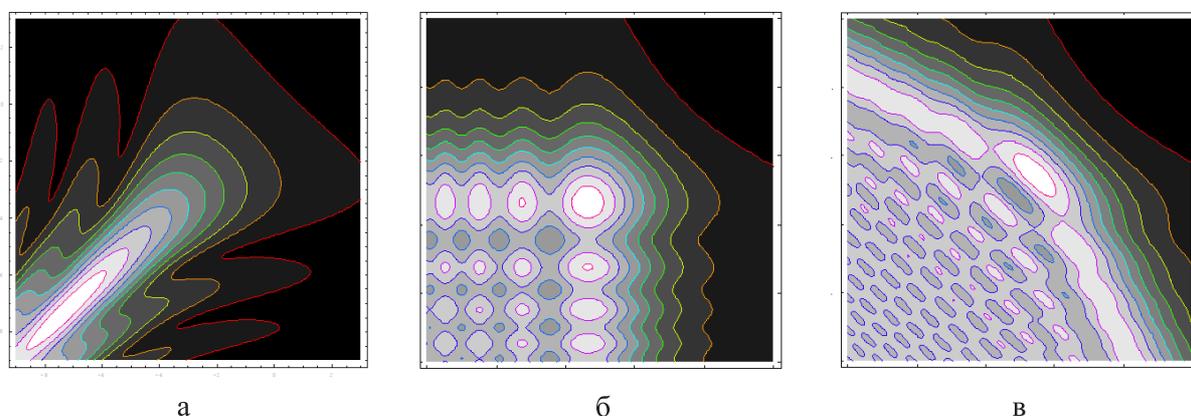


Рис. 11. Линии уровня, соответствующие катастрофе C_3^+ , амплитуда – а, фаза – б.

Рис. 12. Линии уровня, соответствующие катастрофе C_3^- , амплитуда – а, фаза – б.

Рис. 13 описывает совместную фокусировку первичных и вторичных краевых лучей, каждая из которых имеет тип A_3 [5]. Это особенность (краевая катастрофа $K_{4,2} = (A_3, A_3)$). Универсальная деформация катастрофы $K_{4,2}$ имеет вид: $F_{K_{4,2}} = \pm \xi_1^2 \pm \xi_2^4 + \lambda_1 \xi_2 + \lambda_2 \xi_2^2 + \lambda_3 \xi_1 + \lambda_4 \xi_1 \xi_2$.

На рис. 14, показана амплитудная структура, соответствующая угловой катастрофе A_1^4 и возникающая при дифракции волны на вырезе с углом φ [5]. Универсальная деформация имеет вид: $F_{A_1^4} = \xi_1^2 + a \xi_1 \xi_2 + \xi_2^2 + \lambda_1 \xi_1 + \lambda_2 \xi_2$; $a \approx 2 \cos \varphi$.

Рис. 13. Линии уровня амплитуды поля, соответствующие краевой катастрофе $K_{4,2}$.Рис. 14. Линии уровня амплитуды поля, для угловой катастрофы A_1^4 ; $\varphi=\pi/4$ – а, $\varphi=\pi/2$ – б, $\varphi=3\pi/4$ – в.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе приведены результаты решения задач распространения, фокусировки и дифракции излучения, полученные на основе волновой теории катастроф и метода бихарактеристик. Рассмотрены каустические особенности, соответствующие как основным [16], так и краевым (угловым) катастрофам [17, 18]. Помимо стационарных задач распространения, дифракции и фокусировки излучения, методы теории волновой катастрофы нашли широкое применение при решении задач по распространению радио и видео импульсов в дисперсионных средах [19–21], при изучении метаматериалов [22]. Полученные нами результаты представлены в информационной системе <http://wavecat.rosnou.ru> [5].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 18-02-00544-а, № 17-02-01183-а).

Список литературы

1. Kryukovskii A.S., Lukin D.S., Kir'yanova K.S. Method of Extended Bicharacteristic System in Simulating Wave Propagation in Ionospheric Plasma // Journal of Communications Technology and Electronics, 2012. V. 57. No. 9. P. 1039–1045.
2. Kryukovskii A.S., Lukin D.S., Rastyagaev D.V. Construction of Uniform Asymptotic Solutions of Wave-Type Differential Equations by Methods of Catastrophe Theory // Russian Journal of Mathematical Physics, 2009. V. 16. No. 2. P. 232–245.
3. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А., Растягаев Д.В. Теория катастроф и её приложения к описанию фокусировки, дифракции и распространения волновых полей. // Труды МФТИ (ГУ), 2009. Т.1. № 2. С. 54–71.

4. Kryukovskii A.S., Lukin D.S., Palkin E.A., Rastyagaev D.V. Wave catastrophes: Types of focusing in diffraction and propagation of electromagnetic wave // *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2006. V.51. No 10. P. 1087–1125.
5. Дорохина Т.В., Крюковский А.С., Лукин Д.С. Информационная система «Волновые катастрофы в радиофизике, акустике и квантовой механике». // *Электромагнитные волны и электронные системы*. 2007. Т.12. № 8. С.71–75.
6. Казанцев А.Н., Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г. Метод исследования распространения радиоволн в неоднородной магнитоактивной ионосфере. // *Космические исследования*, 1967. Т. 5. Вып. 4. С. 593–600.
7. Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г. Применение метода характеристик для численного решения задач распространения радиоволн в неоднородной и нелинейной среде. // *Радиотехника и электроника*, 1969. Т. 14. № 9. С. 1673–1677.
8. Бова Ю.И., Крюковский А.С., Лукин Д.С. Моделирование распространения частотно-модулированного сигнала в ионосферной плазме с учетом отклоняющего поглощения и влияния внешнего магнитного поля // *Физические основы приборостроения*. 2017. Т. 6. № 4 (26). С. 34–45.
9. Kryukovsky A.S., Lukin D.S., Palkin E.A. Uniform Asymptotics for Evaluating Oscillatory Edge Integrals by Methods of Catastrophe Theory // *Soviet J. Numer. Anal. Math. Modelling*, 1987. V. 2. No 4. P. 279–312.
10. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А. Равномерные асимптотики интегралов от быстроосциллирующих функций с вырожденными седловыми точками: Препринт / ИРЭ АН СССР. М., 1984. 41(413). 75 с.
11. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А. Краевые и угловые катастрофы в задачах дифракции и распространения волн. Казань: Каз. авиационный ин-т, 1988. 199 с.
12. Kryukovskii A.S., Lukin D.S. Geometric Diffraction Theory Created by the Methods of Edge and Angle Catastrophes. // *Journal of Communications Technology and Electronics*. 1998. V. 43. No 9. P. 971–986.
13. Kryukovskii A.S., Lukin D.S. Theoretical calculation of reference focal and diffractive electromagnetic fields based on wave catastrophe special functions. // *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2003. V.48. No 8. P. 831–840.
14. Kryukovsky A.S., Lukin D.S., Rogachev S.V. Special Software for Computing the Special Functions of Wave Catastrophes. // *Revista de Matematica: Teoria y Aplicaciones / San Pedro Montes de Oca, San Jose, Costa Rica: Universidad de Costa Rica*, 2015. V. 22. № 1. P. 21–30.
15. Kryukovsky A.S. The Uniform Asymptotic Theory of Edge and Corner Wave Catastrophes, placeCityMoscow: Russian New University, 2013.–368 p.
16. Kryukovskii A.S., Lukin D.S., Palkin E.A., Rastyagaev D.V. Wave catastrophes: Types of focusing in diffraction and propagation of electromagnetic wave. // *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2006. V.51. No 10. P. 1087–1125.
17. Ипатов Е. Б., Крюковский А. С., Лукин Д. С., Палкин Е. А. Краевые катастрофы и асимптотики // *ДАН СССР*. 1986. Т. 291. № 4. С. 823–827.
18. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А. Равномерные асимптотики и угловые катастрофы.//*Доклады РАН*. 1995. Т.341. № 4. С. 456–459.
19. Kryukovsky A.S., Rastyagaev, D.V., Vergizaev I.A. Three-Dimensional Space-Time Focusing of Catastrophe Wave Fields. // *Journal of Communications Technology and Electronics*. 1999. V. 44. No 4. P. 423–430.
20. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растягаев Д.В. Теория пространственной фокусировки видеоимпульсов в диспергирующих средах. // *Электромагнитные волны и электронные системы*. 2007. Т.12. № 8. С.15–25.
21. Kryukovskii A.S., Lukin D.S., Rastyagaev D.V., Skvortsova Y.I. Mathematical simulation of propagation of frequency-modulated radio waves in ionospheric plasma. // *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2015. Т. 60. № 10. С. 1049–1057.
22. Kryukovskii A.S., Orlov A.V. Singularities of ray and caustic structures of electromagnetic waves in metamaterials. // *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2010. V.55. No 3. P. 270–277.

Том I, с. 41–48

УДК: 530.1

РЕФРАКЦИЯ И ДИФРАКЦИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ СОЛИТОННОГО ТИПА, ИХ ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ

Ю. Н. Черкашин

*Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова
Российской Академии наук, 108840, г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе, д. 4
E-mail: hamelionlera@mail.ru*

Аннотация. В работе рассмотрены три задачи взаимодействия пространственных солитонных пучков в неоднородных средах. Принципиальная особенность задачи состояла в том, что нелинейность и неоднородность одного порядка. Предложен вычислительный подход к решению такого типа задач. Показана эффективность и необычность взаимодействия солитонов в неоднородных средах.

Ключевые слова: солитоны; нелинейная и плавно неоднородная среда; параболическое уравнение теории дифракции

REFRACTION AND DIFFRACTION OF NONLINEAR CONCENTRATED WAVE FIELDS OF SOLITON TYPE, THEIR BASIC PHYSICAL LAWS

Yu. N. Cherkashin

Abstract. The paper deals with three problems of interaction of spatial soliton beams in inhomogeneous media. The principal feature of the problem was that the nonlinearity and heterogeneity of the same order. A computational approach to solving this type of problems is proposed. The efficiency and singularity of interaction of solitons in inhomogeneous media are shown.

Keywords: solitons; nonlinear and smoothly inhomogeneous medium; parabolic equation of diffraction theory

Как известно солитоны в однородных средах проходят сквозь друг друга, сохраняя свою форму и приобретая лишь некоторый поперечный сдвиг в траектории [1]. Первые численные эксперименты для уравнения Кортевега - де Вриза (КДВ) показали, что солитоны не взаимодействуют в однородной среде, обладая сколь малым отличием в параллельном курсе движения. Аналитически этот факт был доказан с появлением метода обратной задачи теории рассеяния [2]. Для нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) было получено аналитическое выражение для сосредоточенных решений, которые авторы так же назвали солитонами [3]. Аналитические выражения для солитонов КДВ и солитонов НУШ слегка отличаются, но поведение их совершенно аналогично в силу общности физического процесса сохранения сосредоточенности. Мы будем проводить исследования в рамках параболического уравнения теории дифракции [4], которое в математическом представлении совпадает с уравнением Шредингера и поэтому результаты [3] нам особенно полезны.

Итак, параболическое уравнение теории дифракции для амплитуда волнового поля u .

$$2ik \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + k^2 (\varepsilon - 1) u = 0 \quad (1)$$

Где k – волновое число, ε – диэлектрическая проницаемость, $\{x, y\}$ – декартовы координаты. Диэлектрическая проницаемость ε представима в виде $\varepsilon = \varepsilon_R(x, y) + \varepsilon_N(x, y, |u|)$, где ε_R – регулярная часть проницаемости, зависящая только от координат (x, y) и ε_N – соответственно, нелинейная часть, зависящая от квадрата модуля волновой амплитуды.

В работе рассматривается широко распространенное представление $\varepsilon_N = \alpha |u|^2$, где α – коэффициент нелинейности, связывающей волновое поле и изменение свойств среды на теле солитона. Регулярная часть проницаемости определяет траекторию солитона, нелинейная часть обеспечивает сосредоточенность волнового пучка.

Принципиальный интерес представляет вопрос о том, каким образом неоднородность среды влияет на взаимодействие нелинейных пучков. Существующие исследования распространения солитонов в слабо неоднородных средах, выполненные на основе методов малых возмущений не предполагают образование новых сосредоточенных решений [4]. И только в регулярно-неоднородных средах специального типа можно обнаружить специфическое взаимодействие солитонов. Существенная особенность такого подхода состоит в том, что сильные физические эффекты возможны только тогда, когда неоднородность среды и нелинейность одного порядка. В этом случае предпочтение имеют исследования, проводимые на основе численного моделирования распространения нелинейных волн в неоднородных средах. Будем использовать вычислительные методы наиболее приемлемые в этом случае. С этой целью удобно перейти к безразмерным координатам $\eta = k\delta \cdot y$, $\xi = k\delta^2 x$, где δ^2 – характерное значение показателя преломления $\delta \approx \sqrt{\varepsilon}$ (так для однородной среды $\delta^2 \approx \alpha |u|_{\max}^2$). Для волновых полей типа бегущих волн $\exp(ix/L_x + iy/L_y)$ характерные масштабы изменения поля (пространственная длина волны) по поперечной координате $L_y = 1/k\delta$ и по продольной координате $L_x = 1/k\delta^2$.

В этих переменных уравнение (1) принимает вид: (все члены одного порядка)

$$2i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + \Phi(\xi, \eta, |u|^2) \cdot u = 0,$$

где $\Phi = \frac{\varepsilon-1}{\delta^2}$, Φ – также представима в виде $\Phi = \Phi_R + \Phi_N$.

Мы задались целью заставить простые сходящиеся солитоны слиться в единое, не очевидное, сложносолитонное образование, сосредоточенное решение. Для этого в качестве начальных данных при $\xi=0$ задаем два солитона с единичной шириной

$$U_0(\eta) = \frac{e^{i\varphi\eta}}{ch(\eta + \eta_0)} + \frac{e^{-i\varphi\eta}}{ch(\eta - \eta_0)},$$

падающих из однородной среды на локализованную неоднородность среды ε_r вида:

$$\varepsilon_r = \begin{cases} 1 & \text{при } |\eta| > h \\ 1 - \mu^2 + \mu^2 \cdot (\eta/h)^2 & \text{при } |\eta| \leq h \end{cases}, \quad (2)$$

где η_0 – начальная координата, φ – угол выхода пучка из начального фронта, величины μ и h , соответственно, характерные масштабы неоднородности.

Траектории движения солитонов, рассматриваемых как независимых сосредоточенных волновых пакетов, находящихся достаточно далеко друг от друга определяются известным уравнением геометрической оптики. Решение хорошо известно и представляется линейной комбинацией гиперболических функций.

$$\eta = \frac{h}{\mu} \left[\varphi \cdot sh\left(\frac{\mu\xi}{h}\right) - \mu \cdot ch\left(\frac{\mu\xi}{h}\right) \right] \text{ или } \eta = \frac{h}{\mu} \left[\varphi \cdot sh\left(\frac{\mu\xi}{h}\right) - \mu \cdot ch\left(\frac{\mu\xi}{h}\right) \right]$$

Из этих формул видно, что отдельный солитон при $\varphi < \mu$ отражается от неоднородности, а при $\varphi > \mu$ проходит сквозь нее. При $\varphi = \mu$ имеем стелющуюся вдоль оси $\eta = 0$ траекторию (луч Педерсена) $\eta = \pm h \exp\left(-\frac{\mu\xi}{h}\right)$. Солитоны движущиеся по таким траекториям сверху и снизу должны неограниченно приближаться к окрестности оси $\eta = 0$ с двух сторон и долго двигаться почти параллельно. Сближаясь солитоны начинают взаимодействовать так, что при углах выхода φ больше некоторого критического солитоны проходят сквозь друг друга а при углах φ меньше этого значения солитоны начинают расходиться, отталкиваясь от неоднородного слоя. Стелющиеся траектории неустойчивы.

Однако ситуация становится существенно иной, если параметр μ заставить меняться вдоль ξ . В момент наибольшего сближения солитонов неоднородность среды начинает уменьшаться. Если траектории солитонов параллельны, то в однородной среде они уже не могут разойтись. В момент слияния солитоны притягиваются друг к другу за счет нелинейного взаимодействия, но антикональная среда компенсирует их притяжение. Таким образом, два конкурирующих механизма позволяют увеличить время взаимодействия и облегчают задачу слияния солитонов.

В численных экспериментах свойства неоднородной среды менялись по закону $\mu = \mu_0 \exp\left(-\left(\frac{\xi - \xi_0}{R}\right)^2\right)$, где ξ_0 точка максимального сближения солитонов. При этом параметр модели выбирались соответственно $\mu_0^2 = 0.5$ а $h = 7.5$. При изменении величины параметра R в диапазоне от 0 до 6 взаимодействующие солитоны уже не будут расходиться и образуют двухсолитонную уединенную волну в образовавшейся однородной среде (при $\xi \rightarrow \infty$). Таким образом, реализована система, обеспечивающая слияние двух простых солитонов в более сложную двухсолитонную систему (см. рис. 1 и рис. 2). Примечательно, что полученное сосредоточенное решение представляет собой сложную колебательную систему, но решение остается сосредоточенным без высвечивания энергии.

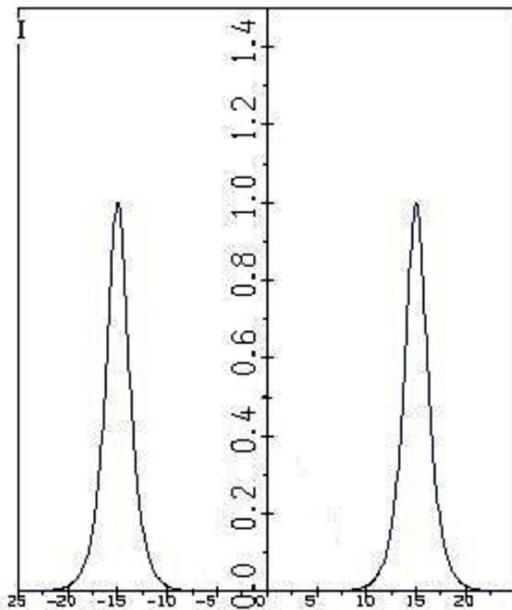


Рис. 1. Начальные данные задачи.

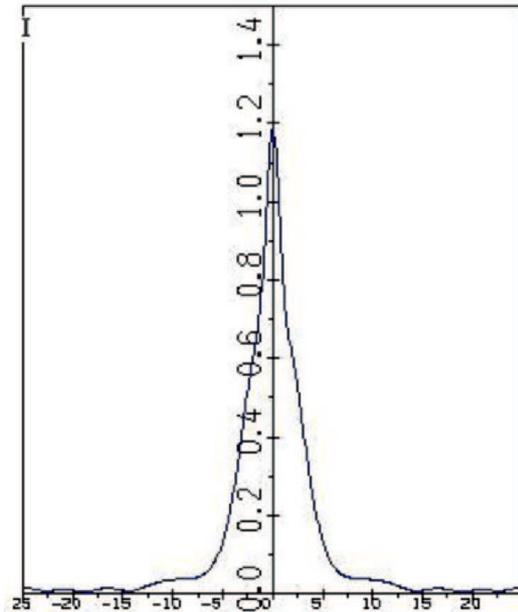


Рис. 2. Результат слияния двух солитонов.

Обычно при описании распространения нелинейных волновых пучков в качестве начальных данных используется волновое поле с постоянной фазой в поперечном сечении. Однако значительные изменения в фазе начальных данных могут приводить к нетривиальным физическим эффектам. Такие изменения в фазе пучка могут возникать при прохождении пучком локализованных неоднородностей среды распространения. В отличие от линейной задачи, в которой волновой пучок разрушается при резких градиентах фазы, в нелинейной задаче остается локализованным, испытывая нетривиальные колебания [7].

Очевидна аналогия параболического уравнения теории дифракции с уравнением Шредингера. Поэтому вполне естественно использование математического аппарата квантовой механики, о именно операторов энергии, импульса, координаты и т. д. [8]. В рамках этих представлений, рассматривая волновой пучок как частицу, вводим среднюю координату $\langle \eta \rangle = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} \eta U U^* d\eta$, где $E = \int_{-\infty}^{+\infty} U U^* d\eta$ - энергия волнового пучка. ($U U^*$ - плотность вероятности). Используя параболическое уравнение и его комплексное сопряжение для сосредоточенных решений, то есть

при условии $|U|_{\eta=\pm\infty} = 0$ можно получить закон сохранения энергии $\frac{dE}{d\xi} = 0$ и выражение для определения траектории энергетического среднего $\langle \eta \rangle$

$$\frac{d^2 \langle \eta \rangle}{d\xi^2} = \frac{1}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} UU^* \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} d\eta$$

Очевидно, что в случае плавного изменения среды, траектория пучка совпадает с классической. В частности, в однородной среде суть прямая линия. Полезно также проследить эволюцию амплитуды вдоль продольной координаты магуды волнового пучка - η_{\max} . В условиях постоянной фазы на начальном сечении пучка две траектории – траектория среднего $\langle \eta \rangle$ и траектория максимума η_{\max} совпадают. Однако в заданных условиях эти траектории могут отличаться значительно. Причем эти различия сильно зависят от степени плавности фазы в начальных данных.

В этой связи интересно проследить за этими траекториями при наличии резких (вплоть до разрывов) изменений фазы в начальных данных. Для этого вместо обычного солитона зададим поле $U|_{\xi=0} = \frac{\exp(i\psi(\eta))}{Ch(\eta)}$, $\psi(\eta)$ - функция меняющаяся на сечении солитона. Такая постановка задачи состоит в подмене влияния локализованной неоднородности резкими изменениями. Можно определить угол выхода средней траектории с линии начальных данных, используя параболическое уравнение и его комплексное сопряжение. После несложных преобразований получим:

$$\frac{d \langle \eta \rangle}{d\xi} = \frac{1}{E} \frac{d}{d\xi} \int_{-\infty}^{\infty} \eta UU^* d\eta = \frac{i}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} \eta \left(U^* \frac{\partial^2 U}{\partial \eta^2} - U \frac{\partial^2 U^*}{\partial \eta^2} \right) d\eta = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \psi}{\partial \eta} UU^* d\eta \quad (3)$$

В случае однородной среды траектория среднего $\langle \eta \rangle$ есть прямая линия с тангенсом угла наклона определяемым по последней формуле. В то время как траектория максимума η_{\max} имеет весьма причудливый вид.

Для численной реализации метода параболического уравнения теории дифракции использовался метод покомпонентного расщепления [5]. Расчеты проводились для фазовой функции $\psi(\eta)$ заданной в виде $\psi(\eta) = \psi_0 \cdot \left\{ \frac{1}{\pi} \arctg \left(\frac{\eta - \eta_0}{h} \right) + \frac{1}{2} \right\}$.

Из расчетов следует, что мы наблюдаем процесс диффузии фазы поперек фронта. Траектории максимума практически ассиметричны относительно средней траектории. Более резкие изменения в фазе приводят возникновению колебательного процесса.

Если значительное изменение фазы находится в центре пучка траектория максимума сразу, при $\xi = 0$ начинает движение. Понятно, что фронт волны в этом случае имеет сильный наклон в максимуме. Если же резкое изменение фазы находится на периферии пучка, то центр пучка не сразу чувствует изменение и только через некоторое расстояние откликается на возмущение фазы.

Далее для примера приводятся результаты расчета для параметров $\eta_0 = 0$, $\psi_0 = 0.25$, $h=0.1$ (рис. 3), и $\eta_0 = 1$, $\psi_0 = 0.25$, $h=0.1$ (рис. 4).

Из этих рисунков видно, что начиная с некоторого расстояния, возникают колебания с нарастанием амплитуды и периода осцилляции. Если возмущение фазы находится на периферии пучка картина движения максимума более сложная из за ассиметрии центра возмущения фазы.

Эта картина говорит о наличии колебательных движений в структуре волнового пучка.

Расстояние, на котором обе траектории сходятся, не зависит от интенсивности и плавности изменений фазы, и по порядку величины оценивается пространственной длиной волны. Начиная с некоторого расстояния характер колебаний приобретает некоторую устойчивую структуру.

Процесс выравнивания фазы пучка складывается из двух процессов – диффузионного и колебательного. Основной процесс диффузия, при плавных изменениях фазы в начальных данных колебания даже не успевают развиться. Постепенно диффузия ведет к выравниванию фазы – превращению к плоскому фазовому фронту, другими словами к повороту солитона. Однако, с увеличением градиента фазы диффузия и нелинейные колебания сосуществуют вместе. Высокочастотные колебательные моды возникают не сразу, должны накопиться напряжения, то есть проявляется некоторая инерционность процесса.

Кроме того асимметрия задачи создает дополнительные колебания траектории максимума амплитуды. Когда возмущения фазы находятся на периферии пучка, то при плавных изменениях фазы имеется причудливая колебательная картина амплитудной траектории.

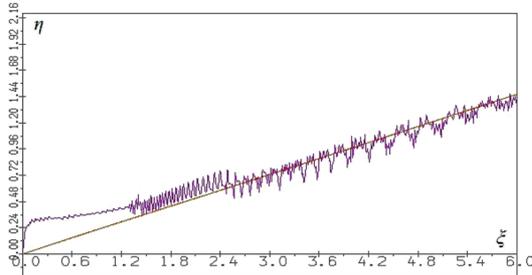


Рис. 3

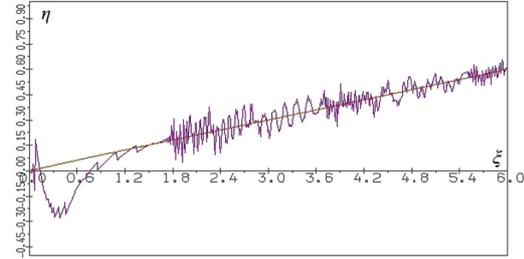


Рис. 4

Анализируя поведение волнового поля можно отметить существенные особенности поведения максимума амплитуды пучка. Диффузия и колебания вдоль продольной координаты возникают одновременно, и чем больше градиент фазы в начальных данных тем амплитуда высокочастотных колебаний больше. В процессе распространения пучка наблюдается перестройка групп колебаний (цугов) и неаналитичность в представлении траектории максимума волновой амплитуды.

Интересно, что даже в такой простой модели можно отчетливо наблюдать турбулентное поведение траектории максимума амплитуды, рождение низкочастотных колебаний переход в высокочастотные, явление бифуркации.

Для нелинейной задачи распространения мощного волнового пучка при постоянном коэффициенте нелинейности можно построить решение. В однородной среде аналитически, в слабонеоднородной среде методом малых возмущений. Однако, когда коэффициент нелинейности меняется ситуация становится существенно сложнее. Нужна особая осторожность при использовании метода плавных возмущений. Выбранный анзатц хорошо подходящий в начальном сечении может оказаться не соответствующим при изменении коэффициент нелинейности. Даже при довольно плавных изменениях односолитонное решение может перейти в двухсолитонное и наоборот. Для примера рассмотрим задачу о распространении мощных парааксиальных волновых полей в рамках параболического уравнения теории дифракции.

В случае постоянного коэффициента нелинейности можно выписать односолитонное решение в простой аналитической форме. Такое решение будем называть согласованным.

$$v = A \exp(i\mu\xi)/ch(\eta/\sigma)$$

Где A - амплитуда волны, σ - полуширина пучка, $\sigma = \sqrt{2/(\check{\alpha}A^2)}$, μ - продольное волновое число $\mu = \check{\alpha}A^2/4$. При этом продольный период изменения поля, вдоль оси ξ есть $\Lambda = 8\pi/(\check{\alpha}A^2)$. Это соотношение будет справедливо и в неоднородной среде при адиабатическом изменении параметров задачи. Используя это соотношение и закон сохранения энергии при заданном увеличении (уменьшении) коэффициента нелинейности однозначно находятся амплитуда и полуширина пучка как функции от продольной переменной. При плавном изменении происходит перестройка параметров солитона под новое значение коэффициента нелинейности, а форма солитона имеет такой же простой аналитический вид. Энергия пучка E_0 при этом сохраняется, и параметры солитона подчиняются соотношениям.

$$\sigma = 4/(\check{\alpha}E_0), A = E_0\sqrt{\check{\alpha}/8}$$

Численные эксперименты показали, что при плавном изменении коэффициента нелинейности адиабатичность решения сохраняется в широком диапазоне изменений вплоть до размеров соизмеримых с шириной солитона, но не меньше.

Таким образом, из закона сохранения энергии следует, что при плавном увеличении коэффициента нелинейности ширина пучка уменьшается обратно пропорционально, а плотность энергии растет прямо пропорционально коэффициенту нелинейности. В этом случае можно, в принципе, получить решение (1) в аналитическом виде. В результате численного эксперимента прослеживается четкая эволюция односолитонного решения с сохранением энергии вдоль трассы распространения.

Совсем другое дело, когда коэффициент нелинейности меняется не так уж плавно. В этом случае целесообразно использовать численные методы. Для этой цели решается задача для разностного аналога параболического уравнения с начальными данными (при $x = 0$) в виде простого солитона. При определенном изменении коэффициента нелинейности, в N^2 раз, можно наблюдать трансформацию односолитонного решения в N -солитонное. При таком изменении коэффициента нелинейности энергия сохраняется и решение становится N -солитонным. Однако, если увеличение коэффициента нелинейности не соответствует «правилу квантования» часть энергии высвечивается и решение преобразуется в N -солитонное решение с непрерывным спектром высвечивания. Даже в этом случае волны с дискретным и непрерывным спектром в поперечном сечении сосредоточены в окрестности исходного солитонного образования. Очень большие расстояния развития процесса не имеют глубокого физического смысла.

В численных экспериментах рассматривался простой солитон – согласованное («резонансное») решение вместе с несогласованными решениями (посторонние поля), которые значительно (вдвое) отличаются от простого солитона амплитудой. В случае постоянного коэффициента нелинейности эти решения просто расходятся по поперечной координате (в силу условной устойчивости). Если же коэффициент нелинейности увеличивается вдоль трассы распространения, то центральный пучок впитывает часть энергии волнового поля соседних пучков и значительно увеличивает свою амплитуду. В этих экспериментах прослеживается очевидная закономерность, чем ближе к основному пучку расположены несогласованные пучки, тем значительно увеличивается амплитуда согласованного пучка в результате нелинейного взаимодействия вдоль трассы распространения. Увеличение числа сосредоточенных волн в окрестности согласованного пучка также приводит к увеличению амплитуды основного пучка.

В следующем эксперименте (рис. 5, 6) величина амплитуды несогласованных пучков приближалась к значению амплитуды основного пучка, а именно, 0,9 от амплитуды согласованного решения. По оси ординат откладываются относительные величины амплитуд нелинейных образований, а по оси абсцисс - относительные поперечные размеры этих образований. Слева (рис. 5) – исходное волновое поле, а справа (рис. 6) на некотором расстоянии много больше ширины солитона. Видно, что и в этом случае амплитуда основного пучка значительно увеличивается, и появляются уходящие волны.

Так же как и в предыдущем случае возникают уходящие волны. Можно отметить отклонение основного солитона в ту или другую сторону (возникновение неустойчивости в решении). Вообще увеличение энергии несогласованных (шумовых) волн создает вышеописанную ситуацию, что может привести к возникновению солитонного пучка с сильно увеличенной амплитудой («волны – убийцы»).

Следует обратить внимание на то, что независимо от того больше или меньше амплитуда основного солитона по отношению к шумовым, в некоторых пределах, именно основной солитон все равно резко возрастает, превращаясь в «волну-убийцу».

Численный эксперимент имеет яркую физическую интерпретацию. Наличие «нерезонансных» солитонов на периферии «резонансного» приводит к поглощению основным солитоном периферийных. Тем самым демонстрируется увеличение амплитуды «резонансного» солитона при возрастании нелинейности вдоль трассы распространения, не только за счет собственных ресурсов основного солитона, но и за счет поглощения периферийных (шумовых) солитонов. Эти высказывания демонстрируются предложенными иллюстрациями.

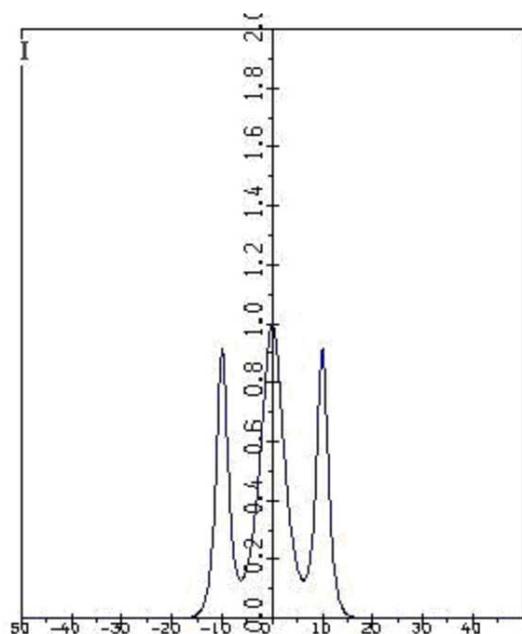


Рис. 5. Начальные данные задачи

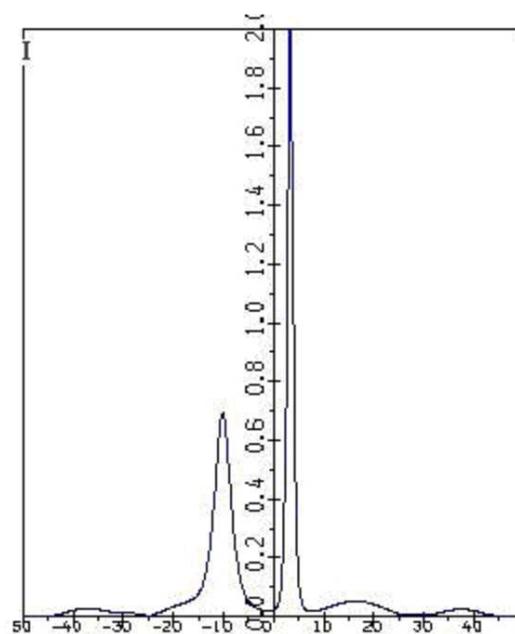


Рис. 6. Результат взаимодействия

В случае, если амплитуда несогласованных полей даже больше чем у основного пучка все равно возникает мощная согласованная волна (рис. 7, 8).

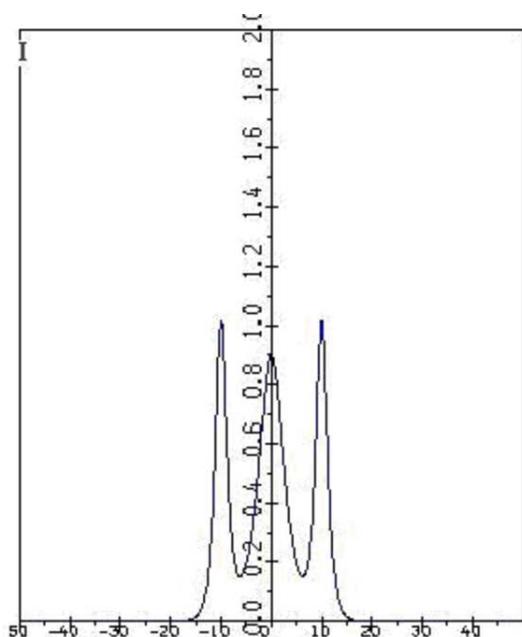


Рис. 7. Начальные данные задачи

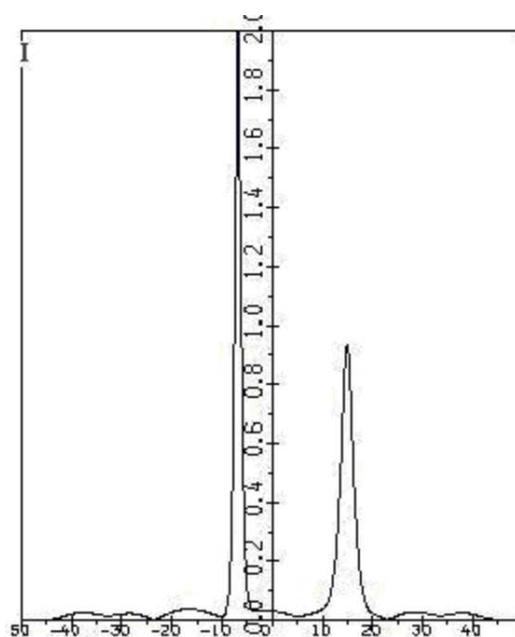


Рис. 8. Результат взаимодействия

Для описания физических эффектов нужно перейти к размерным переменным. Так, например, для коротковолнового излучения в ионосфере волновое число порядка 100 нелинейное возмущение диэлектрической проницаемости порядка 10^{-4} и безразмерная единица по η соответствует 1 км. по y , а безразмерная единица по ξ соответствует 100 км. по x . То есть для ионосферы достаточно плавные изменения на сотнях километров могут приводить к существенному изменению характера сосредоточенных волн. Уменьшение длины волны приводит к про-

порциональному уменьшению размеров по x и y , а увеличение коэффициента нелинейности к пропорциональному уменьшению размеров по y и к квадратичному уменьшению по x .

Список литературы

1. N. J. Zabusky, M. D. Kruskal Interaction of "Solitons" in a Collisionless Plasma and the Recurrence of Initial States. Phys. Rev. Lett., 15 pp. 240–243, 1965.
2. C. S. Gardner, J. Green, M. Kruskal, R. Miura. Method for solving Korteweg – de Vries equation. Phys. Rev. Lett., 19, 1095–1097, 1967.
3. В. Е. Захаров, А. Б. Шабат. Точная теория двумерной самофокусировки и одномерной автомодуляции волн в нелинейных средах. ЖЭТФ, 1971, Т.61, № 1, с. 118–134.
4. В. А. Фок. Проблем дифракции и распространения электромагнитных волн. Москва: «Сов.радио», 1970.
5. Г. И. Марчук. Методы вычислительной математики. Москва: Наука, 1980.
6. А. А. Самарский. Введение в теорию разностных схем. Москва: Наука, 1971.
7. Ю. Н. Черкашин, В. А. Еременко. Физические эффекты, порожденные возмущением фазового фронта солитонного пучка. Электромагнитные волны и электронные системы. 2011. Т. 16. № 8. С. 40–43.
8. Н. Мотт, И. Седдон. Волновая механика и ее приложения. М.: Наука. 1966. с. 40–43
9. Э. Ферми. Научные труды. Т. 2.. М.: Наука, 1972. с.647-651
10. Н. М. Рыскин, Д. И. Трубецков. Нелинейные волны. М.: Наука, 2000. с. 124–126.

Том I, с. 49–57

УДК: 537.87

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ В ВОЗМУЩЁННОЙ ИОНОСФЕРЕ

Н. Н. Зернов, В. Э. Герм, Н. Ю. Заалов

*Санкт-Петербургский государственный университет,
199034, г. Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9*

E-mail: zernov@spbu.ru

Аннотация. Представляются результаты исследований по распространению радиоволн высоких частот в сильно возмущенной ионосфере, проводимых в настоящее время на кафедре радиофизики Санкт-Петербургского государственного университета. Под сильно возмущенной ионосферой понимается ионосфера в присутствии выраженных среднemasштабных неоднородностей электронной плотности (как в полярной или экваториальной ионосфере), а также ионосфера с сильно выраженными флуктуациями электронной плотности, приводящими к режиму сильных флуктуаций высокочастотного поля. Обсуждаются задачи распространения высокочастотных полей в ионосферном отражательном и трансionoсферном радиоканалах.

Ключевые слова: распространение радиоволн; высокочастотные поля; ионосфера; ионосферные возмущения; ионосферный и трансionoсферный каналы распространения; сцинтилляции поля

HIGH-FREQUENCY ELECTROMAGNETIC FIELD PROPAGATION IN THE DISTURBED IONOSPHERE

N. N. Zernov, V. E. Gherm, N. Yu. Zaalov

Abstract. The results of investigations into the high-frequency radio wave propagation in the disturbed ionosphere being performed at the Department of Radio Physics of St.Petersburg State University are presented. The disturbed ionosphere is treated as the ionosphere containing reasonably expressed medium scale inhomogeneities (as in the polar or equatorial ionosphere), as well as strong enough fluctuations of the electron density, which may result in the regime of the high-frequency field strong scintillation when propagating through the ionosphere. Propagation in the ionospheric reflection and transionoсpheric channels are discussed.

Keywords: radio wave propagation; high frequency fields; ionosphere; ionospheric disturbances; ionospheric and transionoсpheric channel of propagation; field scintillations

Введение

В течение десятилетий исследования в области распространения радиоволн высоких частот в околоземном пространстве были одним из основных направлений научных исследований, проводимых на кафедре радиофизики ЛГУ/СПбГУ. Изначально это были исследования в области распространения радиоволн КВ диапазона, сосредоточенные на изучении воздействия детерминированных и квазидетерминированных неоднородностей ионосферы различной природы на КВ - радиоканал. Начиная с 80-х годов прошлого века, наряду с продолжением традиционных исследований в области распространения радиоволн КВ-диапазона в детерминированном радиоканале, на кафедре стали также развиваться исследования в области распространения высокочастотных полей (КВ, УКВ, СВЧ диапазонов) в стохастических ионосферном отражательном и трансionoсферном каналах.

На современном этапе исследования сосредоточены на изучении эффектов, связанных с сильно возмущенными условиями распространения. К их числу относятся задачи распространения высокочастотных полей в ионосфере с квази - детерминированными среднemasштабными

неоднородностями (полярные и экваториальная ионосфера), а также задачи распространения высокочастотных полей в условиях сильных флуктуаций амплитуды поля, вызванных сильными флуктуациями электронной плотности ионосферы.

Исследования эффектов флуктуаций электронной плотности ионосферы было начато обобщением классического метода плавных возмущений на случай неоднородной плоскостройной фоновой среды [1–3], в том числе, для поля точечного источника [4]. На базе этих обобщений исследовалось распространение импульсных сигналов КВ-диапазона в неоднородной фоновой среде с флуктуациями электронной плотности [5, 8, 9], эффект френелевской фильтрации [6], функции рассеяния КВ-радиоканала [10, 12]. В работах [4, 7] с помощью интегрального представления поля точечного источника в неоднородной среде по парциальным волнам дифракционного типа исследовались эффекты рассеяния КВ поля локальными неоднородностями и неоднородностями типа волновых перемещающихся неоднородностей электронной плотности. Здесь, в частности, были описаны эффекты образования локальных каустик КВ поля, обусловленные присутствием среднemasштабных неоднородностей ионосферы (сингулярная теория возмущений). Наконец, метод плавных возмущений был обобщён на случай произвольной трехмерно-неоднородной фоновой среды распространения [13]. Это обобщение стало основой симулятора стохастических сигналов КВ диапазона, распространяющихся в стохастическом ионосферном отражательном радиоканале [14].

Для описания стохастического трансionoсферного радиоканала распространения были разработаны две модели, способные описывать режим сильных флуктуаций высокочастотных полей в таком канале. Модель, представленная в [15], названа гибридной моделью, поскольку представляет собой комбинацию метода комплексной фазы (одна из форм теории возмущений) для неоднородной фоновой среды [11, 13] и классической техники стохастического экрана. Она описывает ситуации, когда режим сильных сцинтилляций поля не формируется внутри неоднородного ионосферного слоя, но может быть сформирован при распространении от нижней кромки ионосферы к поверхности Земли. С помощью этой модели был решен целый ряд задач распространения высокочастотных полей в стохастическом трансionoсферном радиоканале [16–21]. Следует специально отметить работу [16], где описаны сильные флуктуации трансionoсферного сигнала на высокоширотной трассе в присутствии среднemasштабных неоднородностей высокоширотной ионосферы, и работу [17], в которой подобные эффекты описаны для экваториальной трассы в присутствии «пузырей» экваториальной ионосферы.

Наконец, в работах [22–25] развиты методы решения Марковских параболических уравнений для моментов стохастического поля для случая существенно неоднородной фоновой среды. С их помощью оказалось возможным построить модель распространения поля в стохастическом трансionoсферном радиоканале и создать на её базе симулятор случайных сигналов [26, 27] для того случая, когда режим сильных флуктуаций поля формируется уже внутри неоднородного ионосферного слоя.

Завершая краткое описание исследований в области распространения высокочастотных полей в трансionoсферном радиоканале отметим, что недавно [28] была разработана альтернативная традиционной техника учета ионосферных ошибок в фазе зондирующего сигнала. Была введена эффективная сферически-симметричная ионосфера, учитывающая большую часть эффектов, определяемых горизонтальными градиентами фоновой (без флуктуаций) ионосферы. Эта техника позволяет суммировать в явном виде бесконечную подпоследовательность традиционного ряда по обратным степеням рабочей частоты, и оказывается тем более эффективной, чем меньше рабочая частота сигнала.

Для описания КВ радиоканала была создана эффективная модель высокоширотной ионосферы, включающая в себя её характерные особенности (полярные патчи, арки, неоднородности в области аврорального овала и главный ионосферный провал). К настоящему времени для расчёта радиоканала используется пакет программ NIM-RT (Northern Ionosphere Model & Ray Tracing) [30], первоначальная версия которого была разработана на кафедре радиофизики в сотрудничестве с Radio System Laboratory университета г. Лестера, Великобритания. В этом пакете

для расчёта параметров фоновой ионосферы была применена адаптивная феноменологическая модель фоновой ионосферы основанная как на анализе данных вертикального зондирования, так и на базе модели IRI. Создан алгоритм адаптации параметров стандартной модели ионосферы IRI к реальным условиям. Пример реализации этого подхода можно найти в [30].

Мониторинг высокоширотной ионосферы показывает, что процесс образования и эволюции F -слоя пятен (патчей) и арок повышенной электронной концентрации в F -слое имеет не регулярный, а стохастический характер. Для того чтобы учесть это, в модели NIM-RT использован квази-статистический подход. Создано программное обеспечение для моделирования высокоширотной ионосферы при наличии упомянутых крупномасштабных неоднородностей электронной плотности и эффектов распространения КВ поля в полярной ионосфере, которое позволило адекватным образом моделировать ионограммы вертикального и наклонного зондирования с учётом поглощения [31–35]. Пакет программ NIM-RT также позволяет моделировать эффекты распространения КВ радиоволн вне дуги большого круга в области главного ионосферного провала [36], авроральной области и в области полярной шапки [31–35, 37–39].

Одной из особенностей ионосферы, является нерегулярное появление тонкого плазменного слоя с повышенной электронной концентрацией (спорадический E -слой E_s). Существует большое количество работ, связанных с исследованием морфологии и динамики среднеширотного E_s слоя. Однако результаты, представленные в них, носят противоречивый характер. Кроме того, практически не существуют работы, в которых рассчитывается КВ радиоканал с учётом E_s слоя. Нами был проведён статистический анализ распределения критической частоты E_s слоя для различных сезонов, геофизических параметров и показателей солнечной активности. Результаты были применены для разработки модели КВ радиоканала при наличии E_s слоя.

Содержание доклада

В докладе обсуждаются новые результаты исследований, описанных в кратком обзоре, представленном во Введении:

1. Получил дальнейшее развитие гибридный метод описания и симулятор (имитатор) сигналов в высокочастотном трансionoсферном стохастическом радиоканале, представленный в работах [12, 15–17, 19, 20]. Модернизированный в [21] гибридный метод позволяет рассчитывать корреляционные функции поля (и генерировать случайные реализации поля) на выходе из неоднородного ионосферного слоя для случая неоднородностей, сильно вытянутых в направлении магнитного поля Земли и описывать, в том числе, распространение высокочастотных полей вдоль магнитного поля Земли. На рис. 1 (из работы [21]) приведены расчёты спектров флуктуаций фазы и уровня монохроматического поля, полученные с помощью обобщённой техники для сильно анизотропных флуктуаций электронной плотности ионосферы, задаваемых степенной моделью спектра с единственным показателем степени. Как видно из рисунка, отклонение спектров флуктуаций уровня и фазы трансionoсферного сигнала от степенного закона увеличивается по мере уменьшения угла между направлением распространения поля и направлением магнитного поля Земли.

2. Получила дальнейшее развитие техника и метод описания режима сильных флуктуаций поля в высокочастотном трансionoсферном стохастическом радиоканале, которые базируются на решениях марковских параболических уравнений для статистических моментов поля при наличии неоднородной фоновой ионосферы, представленных в работах [22–25, 27]. Было построено аналитическое решение для пространственно-частотной функции когерентности случайного поля, которое учитывает как неоднородную фоновую среду, так и анизотропную форму случайных неоднородностей электронной плотности ионосферы. Детали построения такого решения и результаты расчетов, полученные с его использованием, представлены в настоящем Сборнике в докладе А. В. Дрюка и Н. Н. Зернова «Когерентные свойства высокочастотных полей, распространяющихся в трансionoсферном стохастическом радиоканале» на Секции 1 Конференции.

Здесь продемонстрируем лишь эффект анизотропии случайных неоднородностей электронной плотности в неоднородной фоновой ионосфере на пространственную и частотную когерентность поля. Пространственная и частотная функции когерентности получены как предельные

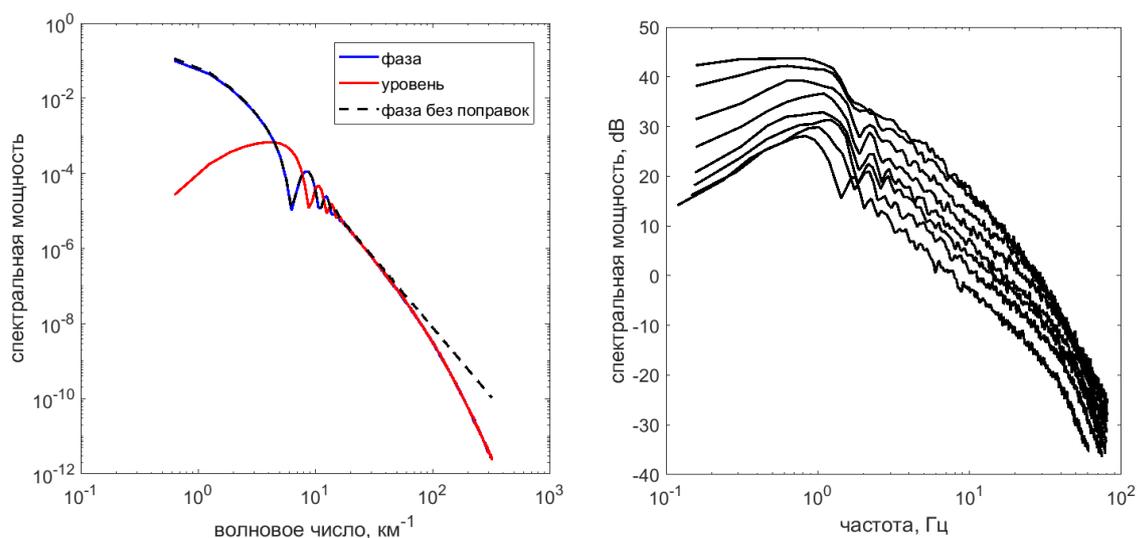


Рис. 1. Слева: одномерное сечение пространственных спектров фазы и уровня на выходе из ионосферного слоя, пунктир – спектр фазы, рассчитанный без учёта сильной анизотропии неоднородностей. Справа: серия частотных спектров уровня поля для различных углов между магнитным полем и направлением распространения, снизу-вверх от 0° до 42° .

случаи аналитического решения общего вида для пространственно-частотной функции когерентности (см. рис. 2). Вычисления проведены для трассы распространения, ориентированной под углом 86° к направлению магнитного поля Земли в точке максимума электронной плотности неоднородной фоновой ионосферы. Распределение вдоль трассы было сгенерировано моделью NeQuick и имеет полное электронное содержание 50,76 ПЭС единиц. Чисто пространственная функция когерентности является вещественной. Частотная функция когерентности – комплекснозначная. Для нее на Рис. 2 приведены только значения модуля.

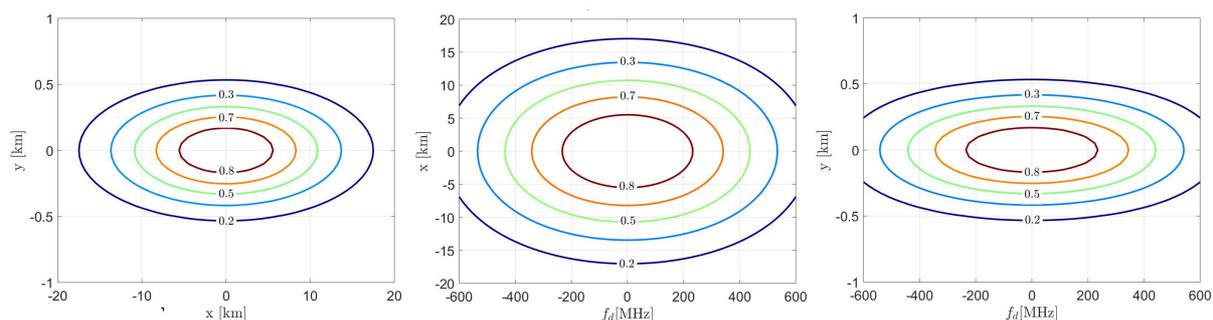


Рис. 2. Пространственная и частотная функции когерентности поля. Оси x, y – в плоскости, ортогональной направлению распространения поля (ось z). Левая панель – вещественная пространственная функция когерентности; две правые панели – модуль частотной функции когерентности в переменных (x, f_d) и (x, f_d) , где f_d – разностная частота.

3. В заключение обсуждения задач трансionoсферного распространения высокочастотных полей укажем, что альтернативная техника расчета набега фазы на трансionoсферной трассе [28] далее модифицирована для расчетов эффектов двухчастотного режима и включения в нее эффектов, обусловленных вкладом тропосферы. На Рис. 3 приведены ошибки расчетов ПЭС, полученных с помощью альтернативной техники, использующей эффективную сферически-

симметричную ионосферы (левая панель), с результатами, полученными с использованием локальной сферически-симметричной ионосферы и ее локальных горизонтальных градиентов, взятых в точке максимума электронной плотности вдоль трассы распространения.

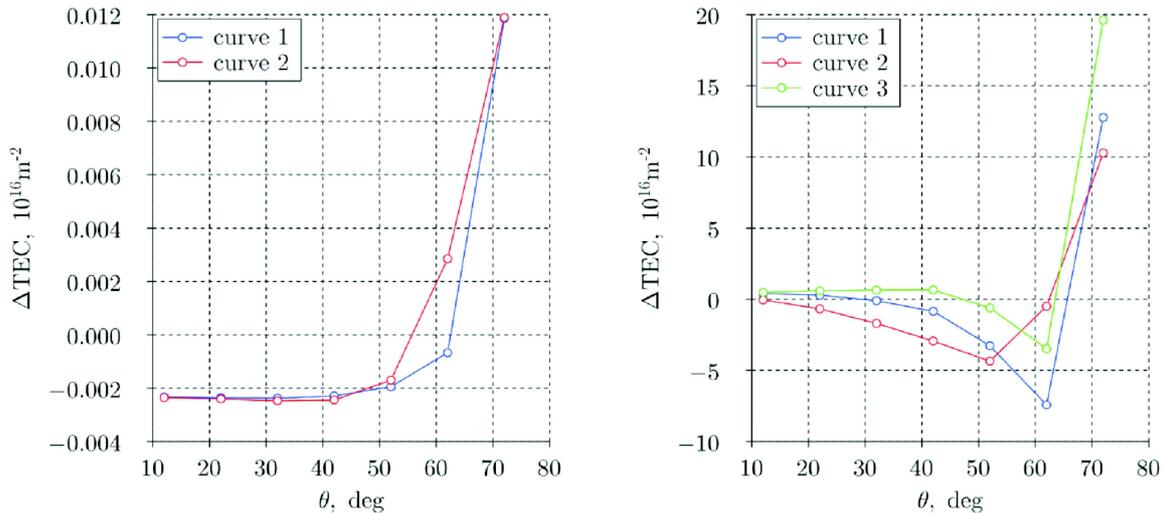


Рис. 3. Ошибки расчёта полного электронного содержания (ПЭС) ионосферы как функция зенитного угла (из презентации на BSS2016, Триест, Италия).

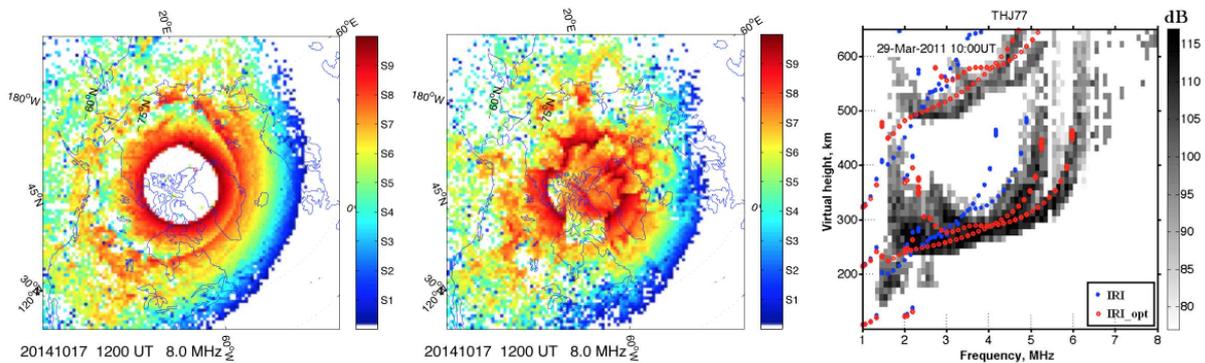


Рис. 4. Карты распределения интенсивности КВ сигнала (левая и средняя панели) и ионограммы. Левая панель: для случая фоновой ионосферы; средняя панель: для модели ионосферы с учётом пятен повышенной электронной плотности (передатчик расположен в Qaanaaq). Правая панель: иллюстрация применения алгоритма адаптации модели IRI к реальным условиям распространения, экспериментальная ионограмма (полутонное изображение), модель IRI (синие точки), адаптированная модель IRI (красные точки).

4. В части исследования распространения радиоволн КВ-диапазона была создана эффективная модель высокоширотной ионосферы, включающая в себя её характерные особенности (полярные патчи, арки, неоднородности в области аврорального овала и главный ионосферный провал). При этом для расчёта параметров фоновой ионосферы была применена адаптивная феноменологическая модель фоновой ионосферы, основанная на анализе данных вертикального зондирования. Однако использование ионозондов не всегда представляется возможным в связи с недостатком данных. В этих случаях представляет несомненный интерес использование

эмпирических моделей ионосферы, адаптированных для описания конкретных событий в высокоширотной ионосфере.

Примеры пространственных распределений интенсивности принимаемого сигнала, рассчитанные с учётом указанных особенностей, приведены на Рис. 4 (левая и средняя панели).

5. Создано программное обеспечение для моделирования эффектов распространения КВ поля в полярной ионосфере, описываемой эффективной моделью, упомянутой выше, которое позволило адекватным образом моделировать ионограммы вертикального и наклонного зондирования при наличии характерных особенностей высокоширотной ионосферы, с учётом поглощения обусловленного ультрафиолетовым и рентгеновским излучением Солнца, а также высыпаниями высокоэнергетических протонов (Рис. 5).

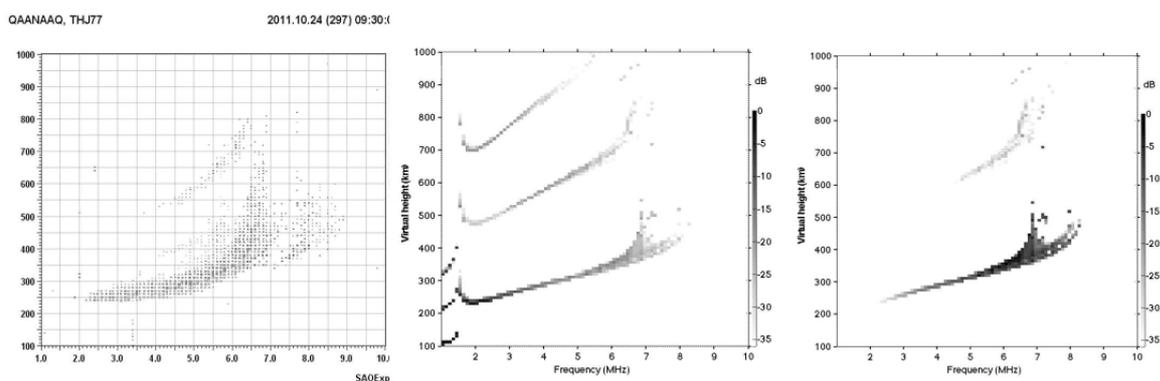


Рис. 5. Ионограммы (иозонд Qaanaaq 24 октября 2011). Левая панель: экспериментальная ионограмма. Средняя панель: модельная ионограмма рассчитанная без учета поглощения. Правая панель: модельная ионограмма рассчитанная с учётом поглощения.

Как видно из рисунка, учёт эффектов поглощения существенным образом изменяет структуру модельной ионограммы приводя её в соответствие с экспериментальной.

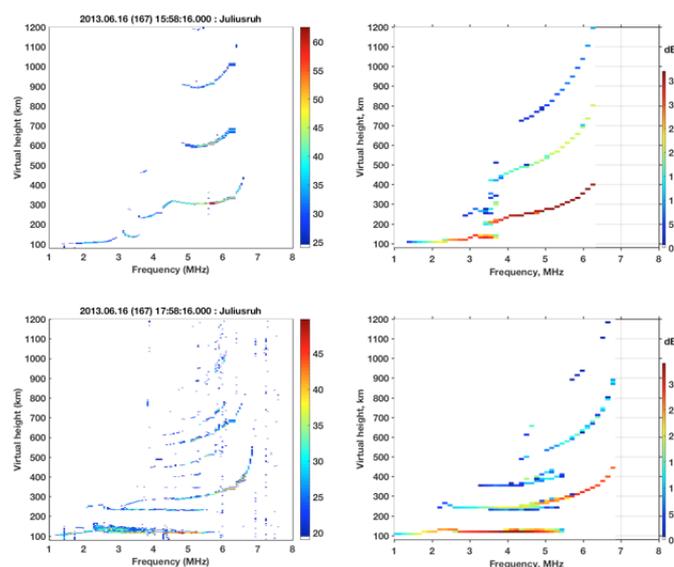


Рис. 6. Измеренные (левый ряд) и модельные (правый ряд) ионограммы вертикального зондирования; 16 июня 2013 15.58 UT (верхний ряд), 17.58 UT (нижний ряд); иозонд Juliusruh. Цветовая шкала справа от каждой панели показывает уровень сигнала (в dB).

6. Была разработана модель КВ радиоканала при наличии спорадического слоя E (E_s) ионосферы. Результаты расчётов ионограмм вертикального зондирования ионосферы при наличии E_s с учётом эффектов поглощения представлены в настоящем Сборнике в докладе Н. Ю. Заалова и Е. В. Москалёвой «Морфология и динамика спорадического слоя E в средних широтах Земли» на Секции 1 Конференции. На рис. 6 приведён пример расчёта ионограмм вертикального зондирования.

Заключение

В работе был представлен краткий обзор научной активности кафедры радиофизики СПбГУ в области исследований распространения высокочастотных полей в возмущённой ионосфере.

Благодарности

В течение долгих лет описанные выше исследования финансировались и продолжают финансироваться из различных источников. В настоящее время исследования поддерживаются, в том числе, Грантом РФФИ (проект РФФИ № 19-02-00274).

Список литературы

1. Зернов Н. Н. Рассеяние волн КВ диапазона при наклонном распространении в ионосфере // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. — 1980. — Т. 23, № 2. — С. 151–158.
2. Зернов Н. Н. Обобщение метода плавных возмущений на случай поля сосредоточенного излучателя в неоднородной среде // Радиотехника и электроника. — 1990. — Т. 35, № 8. — С. 1590–1595.
3. Zernov N. N., Gherm V. E., Zaalov N. Yu, Nikitin A. V. The generalization of Rytov's method to the case of inhomogeneous media and HF propagation and scattering in the ionosphere // Radio Science. — 1992. — Vol. 27. — P. 235–244.
4. Зернов Н. Н. Метод комплексной фазы для поля точечного источника в неоднородной ионосфере с флуктуациями диэлектрической проницаемости // Радиотехника и электроника. — 1994. — Т. 39, № 2. — С. 241–252.
5. Zernov N. N., Lundborg B. The influence of the ionospheric electron density fluctuations on HF pulse propagation // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. — 1995. — Vol. 57. — P. 65–73.
6. Gherm V. E., Zernov N. N. Fresnel filtering in HF ionospheric reflection channel // Radio Science. — 1995. — Vol. 30. — P. 127–134.
7. Zernov N. N., Lundborg B. An integral representation of the wave field in inhomogeneous media in terms of diffracting component waves // Radio Science. — 1995. — Vol. 31. — P. 67–80.
8. Gherm V. E., Zernov N. N., Lundborg B., Vastberg A. The two-frequency coherence function for the fluctuating ionosphere; narrowband pulse propagation // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. — 1997. — Vol. 59. — P. 1831–1841.
9. Gherm V. E., Zernov N. N., Lundborg B. The two-frequency, two-time coherence function for the fluctuating ionosphere; wideband pulse propagation // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. — 1997. — Vol. 59. — P. 1843–1854.
10. Gherm V. E., Zernov N. N. Scattering function of the fluctuating ionosphere in the HF band // Radio Science. — 1998. — Vol. 33. — P. 1019–1033.
11. Gherm V. E., Zernov N. N., Radicella S. M., Strangeways H. J. Propagation model for signal fluctuations on transionospheric radiolinks // Radio Science. — 2000. — Vol. 35. — P. 1221–1232.
12. Gherm V. E., Zernov N. N., Lundborg B., Darnell M., Strangeways H. J. Wideband scattering functions for HF ionospheric propagation channels // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. — 2001. — Vol. 63. — P. 1489–1497.
13. Герм В. Э., Гогин Ю. А., Зернов Н. Н. Дифракция волнового поля на слабых неоднородностях диэлектрической проницаемости в трехмерной плавно-неоднородной среде // Вестник СПбГУ. — 2001. — Серия 4, № 12, — С. 32–38.

14. Gherm V. E., Zernov N. N., Strangeways H. J. HF Propagation in a Wideband Ionospheric Fluctuating Reflection Channel: Physically Based Software Simulator of the Channel // *Radio Science*. — 2005. — Vol. 40. — RS1001, doi:10.1029/2004RS003093.
15. Gherm V. E., Zernov N. N., Strangeways H. J. Propagation Model for Transionospheric Fluctuational Paths of Propagation: Simulator of the Transionospheric Channel // *Radio Science*. — 2005. — Vol. 40. — RS1003, doi:10.1029/2004RS003097.
16. Maurits S. A., Gherm V. E., Zernov N. N., Strangeways H. J. Modeling of scintillation effects on high-latitude transionospheric paths using ionospheric model (UAF EPPIM) for background electron density specifications // *Radio Science*. — 2008. — Vol. 43. — RS4001, doi:10.1029/2006RS003539.
17. Zernov N. N., Gherm V. E., Strangeways H. J. On the effects of scintillation of low-latitude bubbles on transionospheric paths of propagation // *Radio Science*. — 2009. — Vol. 44. — RS0A14, doi:10.1029/2008RS004074.
18. Gherm V. E., Zernov N. N., Strangeways H. J. Effects of diffraction by ionospheric electron density irregularities on the range error in GNSS dual-frequency positioning and phase decorrelation // *Radio Science*. — 2011. — Vol. 46. — RS3002, doi:10.1029/2010RS004624.
19. Zernov N. N., Gherm V. E., Strangeways H. J. Further determinations of strong scintillation effects on GNSS signals using the Hybrid Scintillation Propagation Model // *Radio Science*. — 2012. — Vol. 47. — RS0L06, 2011RS004935R, doi:10.1029/2011RS004935.
20. Strangeways H. J., Zernov N. N., Gherm V. E. Comparison of four methods for transionospheric scintillation evaluation // *Radio Science*. — 2014. — Vol. 49. — P. 899–909, doi:10.1002/2014RS005408.
21. Gherm V. E., Zernov N. N. Extension of Hybrid Scintillation Propagation Model to the case of field propagation in the ionosphere with highly anisotropic irregularities // *Radio Science*. — 2017. — Vol. 52. — P. 874–883, 2017, doi:10.1002/2017RS006264.
22. Bitjukov A. A., Gherm V. E., Zernov N. N. On the solution of Markov's parabolic equation for the second order spaced frequency and position coherence function // *Radio Science*. — 2002. — Vol. 37. — RS1066, doi:10.1029/2001RS002491.
23. Bitjukov A. A., Gherm V. E., Zernov N. N. Quasi-classic approximation in Markov's parabolic equation for spaced position and frequency coherency // *Radio Science*. — 2003. — Vol. 38. — doi:10.1029/2002RS002714.
24. Битюков А. А., Герм В. Э., Зернов Н. Н. Двухчастотная двухпозиционная функция когерентности случайного поля. Разделение переменных в параболическом уравнении // *Радиотехника и электроника*. — 2005. — Т. 50, № 7. — С. 821–827.
25. Битюков А. А., Герм В. Э., Зернов Н. Н. Двухчастотная двухпозиционная функция когерентности случайного поля. Модельные задачи // *Радиотехника и электроника*. — 2005. — Т. 50, № 7. — С. 828–833.
26. Zernov N. N., Gherm V. E. Strong Scintillation of GNSS Signals in the Inhomogeneous Ionosphere. 1: Theoretical Background // *Radio Science*. — 2015. — Vol. 50. — P. 153–167, doi: 10.1002/2014RS005603.
27. Gherm V. E., Zernov N. N. Strong Scintillation of GNSS Signals in the Inhomogeneous Ionosphere. 2: Simulator of Transionospheric Channel // *Radio Science*. — 2015. — Vol. 50. — P. 168–176, doi: 10.1002/2014RS005604.
28. Danilogorskaya E. A., Zernov N. N., Gherm V. E., Strangeways H. J. On the determination of the effect of horizontal ionospheric gradients on ranging errors in GNSS positioning // *Journal of Geodesy*. — 2017. — Vol. 91. — P. 503–517, doi: 10.1007/s00190-016-0978-6. 2017-04-22.
29. Zaalov N. Y., Warrington E. M., Stocker A. J. A ray-tracing model to account for off-great circle HF propagation over northerly paths // *Radio Science*. — 2005. — Vol. 40, doi: 10.1029/2004RS003183.
30. Zaalov N. Y., Moskaleva E. V., Burmakina T. S. Application of the IRI model to the HF propagation model with optimization of the ionosphere parameters to day-to-day variation // *Advances in Space Research*. — 2017. — Vol. 60. — P. 2252–2267, doi:10.1016/j.asr.201708.018.

31. Moskaleva E. V., Zaalov N. Y. Signature of polar cap inhomogeneities in vertical sounding data // *Radio Science*. — 2013. — Vol. 48. — P. 547–563, doi: 10.1002/rds.20060.
32. Moskaleva E. V., Zaalov N. Y. Multi-beam sounding ionograms in the polar cap region: Absorption induced by proton precipitations // *Advances in Space Research*. — 2014. — Vol. 54. — P. 1743–1750.
33. Zaalov N. Y., Moskaleva E. V. A polar cap absorption model optimization based on the vertical ionograms analysis // *Advances in Space Research*. — 2016, doi: 10.1016/j.asr.2016.07.024.
34. Rogov D. D., Moskaleva E. V., Zaalov N. Y. Modeling of high frequency radio wave absorption on oblique sounding during a solar X-ray flare // *Advances in Space Research*. — 2015. — Vol. 55. — P. 597–604 doi: 10.1016/j.asr.2014.11.001.
35. Zaalov N. Y., Moskaleva E. V., Rogov D. D., Zernov N. N. Influence of X-ray and polar cap absorptions on vertical and oblique sounding ionograms on different latitudes // *Advances in Space Research*. — 2015. — Vol. 56. — P. 2527–2541, doi: 10.1016/j.asr.2015.09.008.
36. Zaalov N. Y., Rothkaehl H., Stocker A. J., Warrington E. M. Comparison between HF propagation and DEMETER satellite measurements within the mid-latitude trough // *Advances in Space Research*. — 2013. — Vol. 52. — P. 781–790, doi:10.1016/j.asr.2013.05.023.
37. Siddle D. R., Stocker A. J., Warrington E. M., Zaalov N. Y., Homam M. J. Simultaneous observations of trans-ionospheric and HF ionospheric propagation within the polar cap // *Radio Science*. — 2013. — doi: 10.1002/rds.20062.
38. Warrington E. M., Stocker A. J., Siddle D. R., Hallam J., Al-Behadili H. A. H., Zaalov N. Y., Honary F., Rogers N. C, Boteler D. H., Danskin D. W. Near real-time input to a propagation model for nowcasting of HF communications with aircraft on polar routes // *Radio Science*. — 2015. — Vol. 51. — P. 1048–1059.
39. Zaalov N. Y., Moskaleva E. V., Shekhovtsov F. V. Method of the HF wave absorption evaluation based on GIRO network data // *Advances in Space Research*. — 2019. — Vol. 63. — P. 2075–2087.

Том I, с. 58–66

УДК: 533.951+537.868+551.510.535

ИССЛЕДОВАНИЯ ИСКУССТВЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ НА СТЕНДЕ СУРА (ОБЗОР)

С. М. Грач¹, И. А. Насыров², Д. А. Когогин², А. В. Шиндин¹, В. В. Клименко³,
А. Б. Белецкий⁴, Р. И. Гумеров², Г. П. Комраков¹, Е. Н. Сергеев¹

¹Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,
603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

E-mail: sgrach@rf.unn.ru

²Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

³Институт прикладной физики Российской академии наук,

603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

⁴Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126А, а/я 291

Аннотация. Представлен обзор результатов исследований ионосферы, возмущённой мощным КВ радиоизлучением стенда «Сура», с помощью измерений оптического свечения ионосферы.

Ключевые слова: оптическое свечение, мощное радиоизлучение, стенд «Сура»

STUDYING OF ARTIFICIAL AIRGLOW AT THE SURA FACILITY (A REVIEW)

S. M. Grach, I. A. Nasyrov, D. A. Kogogin, A. V. Shindin, V. V. Klimenko, A. B. Beletsky,
R. I. Gumerov, G. P. Komrakov, E. N. Sergeev

Abstract. A review of studies of the ionosphere pumped by powerful high-frequency radio radiation of the Sura facility, carried out by measuring the optical emission of the ionosphere, is presented.

Keywords: optical emission, powerful radiowave, pumping, “Sura” facility, ionosphere

Введение

Воздействие мощных радиоволн на свечение ионосферы в оптическом диапазоне широко исследуется в экспериментах начиная с 70-х годов XX века [1–20], в том числе на стенде «Сура» [11–20]. Оптическое свечение ночного неба (в докладе речь идёт об F -области ионосферы) наблюдается, в частности, в линиях атомарного кислорода $O(^1D)$, $O(^1S)$, и иона молекулярного азота $N_2^+(B_2\Sigma_u^+)$ с длинами волн 630 нм (красная линия), 557.7 нм (зелёная линия), и 427.8 нм (синяя линия), порогами возбуждения ~ 2 эВ, 4.2 эВ, и 18.6 эВ, и характерными радиационными временами жизни ~ 110 с, 0.7 с и 10^{-6} с, соответственно. Свечение возникает при переходе электронов с возбуждённых уровней атомов, молекул и ионов ионосферы на более низкие энергетические уровни. В ночное время излучение в атмосферных линиях кислорода всегда имеет место в качестве фонового свечения неба, вызванного возбуждением атомов в ионно-молекулярных реакциях. В $F2$ -области ночной ионосферы основным источником возбуждения атомарного кислорода является последовательность реакций перезарядки и диссоциативной рекомбинации электронов с ионами молекулярного кислорода: $O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$; $O_2^+ + e^- \rightarrow O + O(^1D)$. При рекомбинации высвобождается достаточно энергии для возбуждения атомов в состояние $O(^1D)$. Коэффициент диссоциативной рекомбинации уменьшается с ростом температуры электронов: $\alpha(T_e) \propto T_e^{-1/2}$. Поэтому одним из оптических эффектов воздействия мощного коротковолнового радиоизлучения на $F2$ -область ионосферы является уменьшение яркости фонового свечения при включении нагрева и его увеличение после выключения. Такие эффекты ожидалось при проведении первых экспериментов и действительно были обнаружены. Другой канал возбуждения соответствующих уровней — это столкновения атомов (O) и ионов (N_2^+) с электронами, энергия которых превышает потенциал возбуждения. Энергичные электроны появляются в возмущённой мощными КВ радиоволнами области ионосферы в результате их ускорения плазменными (квазиэлектростатическими) волнами. Эти волны возникают в результате развития различных

параметрических неустойчивостей в ионосферной плазме в поле мощной радиоволны в области плазменных резонансов [21]. В результате увеличивается концентрация возбужденных атомов и ионов, и, следовательно, имеет место усиление оптического свечения (искусственное оптическое свечение, или «искусственное полярное сияние») под действием мощных радиоволн. В большинстве случаев генерация искусственного свечения преобладает над подавлением фона.

С помощью анализа данных измерений оптического свечения в линиях с различными потенциалами возбуждения можно оценивать функцию распределения и, следовательно, эффективность ускорения электронов в возмущенной области ионосферы. Регистрация портретов ночного неба с помощью ПЗС камер позволяет изучать пространственную структуру области генерации свечения, и, следовательно, получать изображение крупномасштабных (2–20 км) неоднородностей и их перемещение ионосферной плазмы в области, засвеченной волной накачки. Дополнительную информацию при этом дает одновременное использование радиометодов исследования возмущенной области ионосферы. В частности, измерения искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ), представляющего собой продукт обратной трансформации плазменных волн в электромагнитные, позволяет изучать свойства плазменных волн, ответственных за ускорение электронов, в том числе определять величину бесстолкновительного затухания. Характеристики эффекта самовоздействия волны накачки, наряду с измерениями ИРИ, дают ответ на вопрос, какие именно плазменные волны (ленгмюровские либо верхнегибридные) ответственны за ускорение электронов. Измерения сигналов навигационных ИСЗ систем GPS и ГЛОНАСС позволяет измерять полное электронное содержание на траектории распространения сигнала от спутника до приемника, т. е. изучать крупномасштабную неоднородную структуру ионосферы. Одновременные измерения этих сигналов и искусственного оптического свечения при пролете ИСЗ над возмущенной областью ионосферы позволяют определять, в областях повышенной или пониженной концентрации происходит генерация свечения. Анализ фотохимических реакций, ответственных за генерацию оптического свечения ионосферы и подавление фона показывает, что имеется принципиальная возможность на основе регистрации свечения осуществлять диагностику не только плазменных образований в возмущенной области ионосферы, но и аэрономических параметров нейтральной атмосферы на высотах F -области. В частности, речь идет о концентрации атомарного азота не только в возбужденном, но и в основном состоянии, о влиянии молекулярного азота на интенсивность свечения. Кроме этого, существует возможность определения (оценки) электронной температуры в возмущенной области на основе измерений динамики яркости свечения в красной линии после выключения волны накачки.

Первые эксперименты по исследованию искусственного оптического свечения на стенде «Сура» были проведены по инициативе А. М. Насырова и Г. П. Комракова в 1983 году с помощью телескопа АЗТ-14, расположенного в 170 км к востоку от стенда в Астрономической обсерватории Казанского федерального университета. В этих экспериментах измерялась яркость свечения в зелёной линии с длиной волны 557.7 нм при воздействии импульсным радиоизлучением с большой скважностью [12]. Следующая серия экспериментов, в которых исследовалась динамика свечения в зелёной линии при различных режимах воздействия, была проведена в 2001 г. [13]. В 1990-е и 2000-е годы на стенде была проведена серия исследований, в которых в качестве регистрирующей аппаратуры использовались ПЗС-камеры коллег из США и Великобритании [10, 11, 14]. Начиная с 2006 года, эксперименты на стенде «Сура» проводятся с помощью фотометрической аппаратуры стенда (НИРФИ, ННГУ), Казанского федерального университета и Института солнечно-земной физики СО РАН.

В настоящем докладе представлен краткий обзор полученных «собственными силами» результатов исследований процессов и явлений, происходящих в области ионосферы, возмущенной мощным радиоизлучением стенда «Сура» (56.15° с. ш., 46.10° в. д.), с помощью измерений оптического свечения ионосферы и некоторых радиометодов диагностики при различных режимах излучения стенда. Подробное описание полученных результатов дано в работах [12–20].

Результаты экспериментов

Напомним, что искусственное оптическое свечение можно наблюдать в ясную погоду приблизительно через полтора часа после захода Солнца в период, близкий к новолунию, при критических частотах F -слоя ионосферы, превышающих частоту волны накачки. В большинстве сеансов воздействия изображение области свечения в красной линии (630 нм), полученное с помощью ПЗС-камеры, представляет собой серию полос (страт), вытянутых вдоль проекций силовых линий геомагнитного поля \mathbf{V} (показанных тонкими белыми линиями на рис. 1), с поперечными и продольными угловыми размерами $0.5 - 2^\circ$ и $3 - 6^\circ$ соответственно (на высоте порядка 250–300 км это соответствует линейным размерам $l_\perp \sim 2 - 10$ км и $l_\parallel \sim 15 - 30$ км). Серия портретов ночного неба в линии 630 нм во время воздействия радиоизлучением стенда «Сура» представлена на рис. 1.

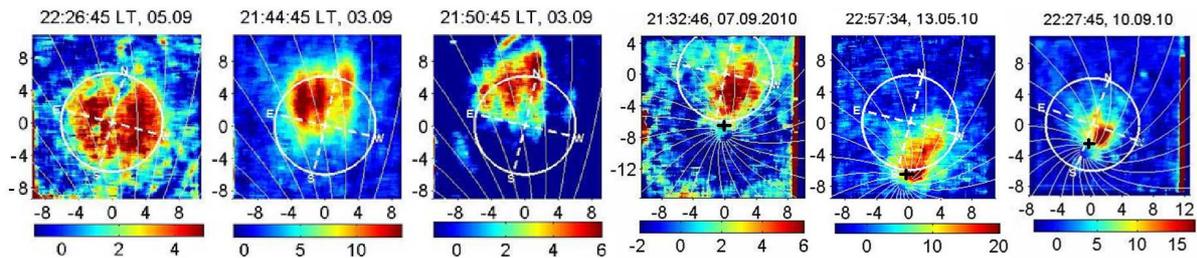


Рис. 1. Серия портретов ночного неба в линии 630 нм, зарегистрированных в конце двухминутных циклов воздействия в 2010 г. Три панели слева — вертикальное воздействие, четвёртая и пятая — наклон к югу на 12° , пятая — на 16° . Координаты по осям указаны в градусах поля зрения ПЗС-камеры, яркость — в единицах АЦП ПЗС-камеры после вычитания темного кадра, 1 единица соответствует примерно 2.6 Рл. Крест соответствует направлению вдоль магнитного поля (магнитный зенит), при этом наклон луча зрения составляет 18° .

При вертикальном излучении волны накачки (три левых портрета), страты расположены в центре диаграммы направленности (белая окружность) при высоте отражения ВН $h_r \sim 250$ км и смещаются к северу соответственно на 3° и 6° при увеличении h_r до ~ 265 и 280 км. Такое смещение связано с высыпанием электронов, ускоренных плазменной турбулентностью в области возбуждения плазменных (по всей видимости, верхнегибридных) волн, несколько ниже h_r , вниз в более плотные слои атмосферы на высоты ~ 250 км, где и происходит генерация свечения, вдоль поля \mathbf{V} , которое наклонено к северу. При достаточно больших (> 15 Рл) яркостях свечения страты в процессе развития сливаются.

При наклоне диаграммы направленности стенда к югу в направлении магнитного поля, пятно свечения смещается, наоборот, к югу и при достаточно низких частотах воздействия наиболее яркое пятно свечения наблюдается вблизи магнитного зенита вне зависимости от угла наклона диаграммы. Это хорошо видно на правых панелях рис. 1 и верхних панелях рис. 2. Стратификация пятен свечения на снимках на вытянутые вдоль проекций магнитного поля структуры связаны, скорее всего, с самофокусировочной неустойчивостью волны накачки, в результате которой в области существования плазменных волн образуются неоднородности концентрации плазмы с поперечными размерами $0.5 \div 5$ км, причём волна накачки должна фокусироваться в областях пониженной концентрации плазмы. Там же, естественно, более эффективно возбуждаются плазменные волны и ускоряются электроны, в результате столкновений с которыми появляются атомы в состояниях $O(^1D)$ и $O(^1S)$. Эти неоднородности вытягиваются вдоль магнитного поля за пределы области возбуждения плазменных волн на 15–30 км. Также с самофокусировочной неустойчивостью связан эффект магнитного зенита — усиление модификации ионосферы при запираии пучка мощных радиоволн, направленного вдоль магнитных силовых линий, в вытянутой вдоль магнитного поля каверне (полости) электронной концентрации [22]. Такая модель получила подтверждение при анализе взаимного расположения пятен искусственного свечения

и областей пониженной электронной концентрации, исследования которых проводились с помощью измерений полного электронного содержания ионосферы (ПЭС) при пролете навигационных спутников системы NAVSTAR над диаграммой направленности станда «Сура» во время измерений искусственного оптического свечения (рис. 2). Из приведенного рисунка видно, что в случае воздействия в направлении магнитного зенита положение области максимальной яркости свечения соответствовало минимальным значениям ПЭС. Такая же ситуация имела место при вертикальном воздействии.

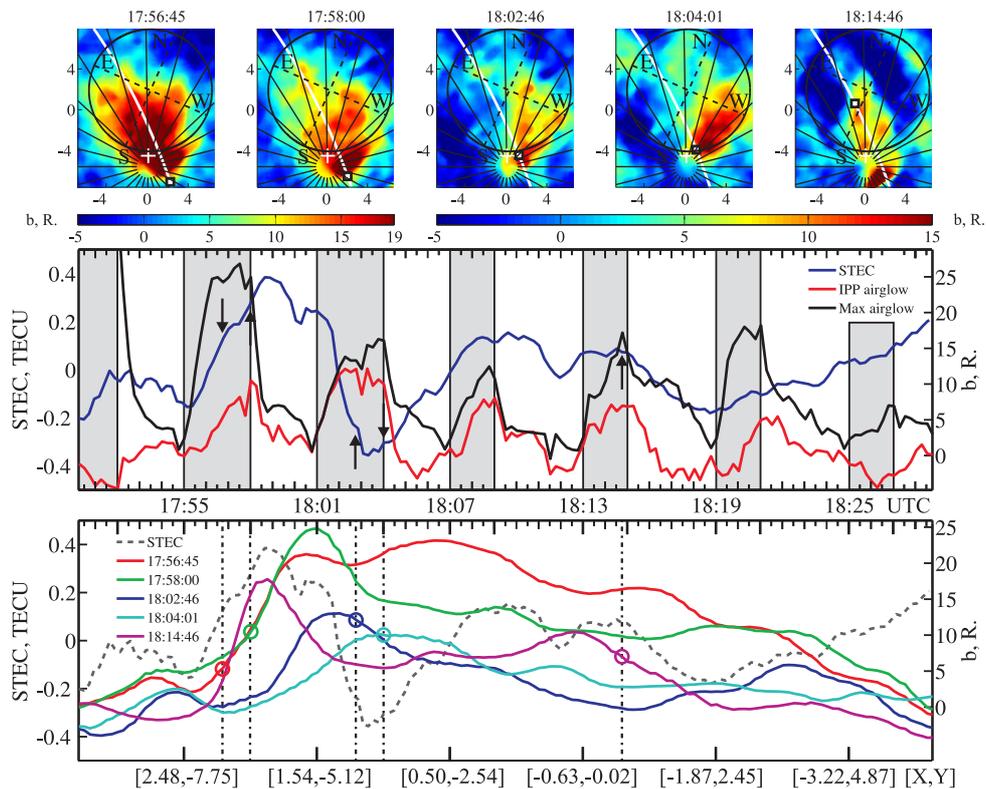


Рис. 2. Результаты совместных измерений ПЭС и искусственного оптического свечения в линии 630 нм (17.03.10) при наклоне ДН станда «Сура» на юг на 12° . На изображениях нанесены траектория (красная линия) и положение спутника GPS28 в моменты времени, отмеченные на средней панели вертикальными стрелками. Черной окружностью показана проекция главного лепестка диаграммы направленности станда «Сура» на плоскость кадра. Координаты указаны в угловых градусах поля зрения камеры, положение магнитного зенита отмечено белым крестом. Средняя панель — вариации ПЭС после удаления тренда (синяя линия), динамика интенсивности оптического свечения из области, соответствующей положению спутника в указанный момент времени (красная линия), и динамика максимальной яркости пятна свечения (чёрная линия). Серыми вертикальными прямоугольниками показано время работы передатчиков станда «Сура». Нижняя панель — распределение яркости свечения вдоль траектории подыоносферной точки спутника в моменты времени, соответствующие регистрации портретов, приведённых на верхней панели.

Приведенные на рис. 1, 2 портреты ночного неба в линии 630 нм получены с помощью ПЭС-камеры, расположенной в непосредственной близости от станда «Сура». При этом на портретах появляется проекция области генерации свечения на плоскость объектива камеры. Для получения представления об объемной структуре области генерации необходимо проводить многопозиционную регистрацию свечения. Первый такой эксперимент на станде «Сура» был проведен в августе 2014 г. Регистрация искусственного свечения проводилась в двух пунктах: в непосредственной близости от станда и в 170 км к востоку от него на территории магнитной обсерватории КФУ (55.56° с. ш., 48.45° в. д.). На рис. 3 приведена динамика высоты центра пятна свечения h_M в

эксперименте 24.08.2014, полученная по данным двухпозиционных измерений. Значения высоты отмечены маркерами, различные типы маркеров соответствуют различным моделям распределения яркости свечения. Рядом с каждым маркером сплошной линией дан интервал высот, на котором концентрация возбуждённых атомов кислорода выше уровня $1/e$ от максимальной. Синими линиями показана динамика высоты отражения волны накачки h_r (сплошная линия) и высоты верхнегибридного резонанса волны накачки $h_{ВГ}$ (пунктирная линия). Чёрными прямоугольниками в нижней части рисунка обозначены интервалы включения волны накачки. В результате экспериментов установлено, что высота центра области генерации свечения равнялась примерно 250 км и не зависела от высоты резонансов волны накачки. Характерный размер области составлял ~ 35 км, а форма изоповерхностей распределения хорошо описывалась наклонными сферами или каплевидной формой.

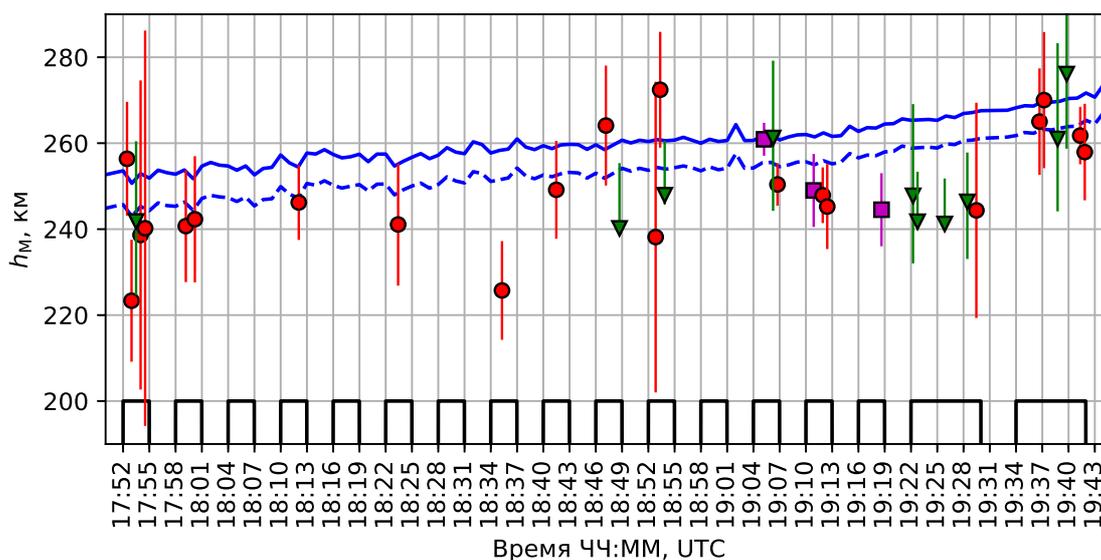


Рис. 3. Динамика высоты центра пятна свечения h_M и вертикального размера пятна в эксперименте 24.08.2014.

Генерация искусственного оптического свечения вследствие ускорения электронов обычно преобладает над подавлением фонового свечения ночной ионосферы вследствие температурной зависимости коэффициента диссоциативной рекомбинации. Однако, при послезаходном снижении критической частоты F -слоя до значений, превышающих частоту волны накачки не более, чем на 0.5 МГц, генерация искусственного свечения заметно убывает, и подавление фонового свечения обнаруживается в эксперименте. Такая же ситуация имеет место при уменьшении эффективной мощности станда. На рис. 4 продемонстрирован пример записи фотометра, на которой хорошо видна смена генерации свечения на его подавление (приблизительно в 21:40 LT, в этот момент упала мощность излучения). После выключения волны накачки наблюдается наоборот, временное увеличение фонового свечения, которое регистрируется и в тех случаях, когда генерация искусственного свечения во время воздействия преобладает.

Важным для построения адекватной физической модели искусственной турбулентности ионосферы являются а) зависимость наблюдаемых явлений от соотношения частоты волны накачки и гармоник электронной циклотронной частоты, и б) определение энергетических характеристик ускоренных электронов и того, какие именно электростатические волны их ускоряют. На рис. 5 приведена зависимость яркости свечения в красной и зеленой линиях атомарного кислорода (630 нм и 557.7 нм) в зависимости от разницы частоты волны накачки и 4-й гармоники гирочастоты электронов, полученная в экспериментах, проведенных в сентябре 2014 г. При вертикальном излучении волны накачки какой-либо регулярной зависимости яркости свечения в

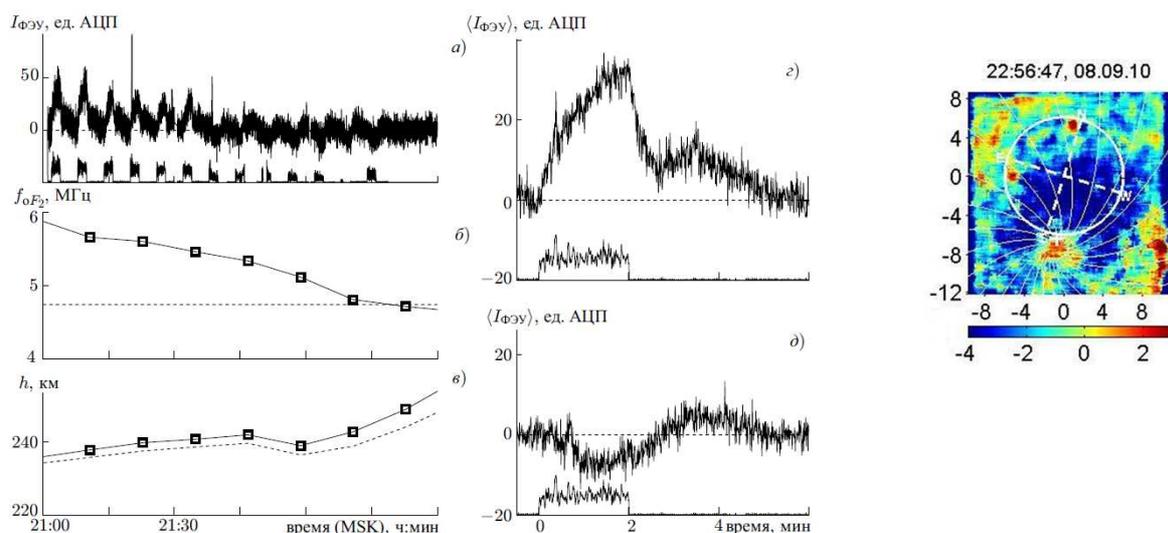


Рис. 4. Временные вариации яркости свечения 08.09.2010 после вычитания естественного фонового уровня (а), критической частоты ионосферы f_oF_2 (б), высот отражения волны накачки (сплошная линия, в) и верхнегибридного резонанса (штриховая линия, в). Частота волны накачки 4.375 МГц (штриховая линия, б), наклон диаграммы направленности равен 12° к югу. На панели ε — средняя по 6 циклам вариация свечения в интервале 21:01–21:37 MSK, на панели δ — средняя по 7 циклам вариация свечения в интервале 21:37–22:19 MSK. Справа — портрет ночного неба, на котором ясно различаются области подавления и генерации (вблизи магнитного зенита) свечения в линии 630 нм.

красной линии от отстройки Δf в диапазоне $-15 < \Delta f [\text{кГц}] < 280$ отмечено не было. В зелёной линии свечение наблюдалось, если только частота волны накачки находилась непосредственно вблизи циклотронной гармоники, при $-15 < \Delta f [\text{кГц}] < 5$, и в диапазоне сильного излучения, $230 < \Delta f [\text{кГц}] < 280$. Причём во втором диапазоне отстроек искусственное свечение в зелёной линии было наиболее интенсивным.

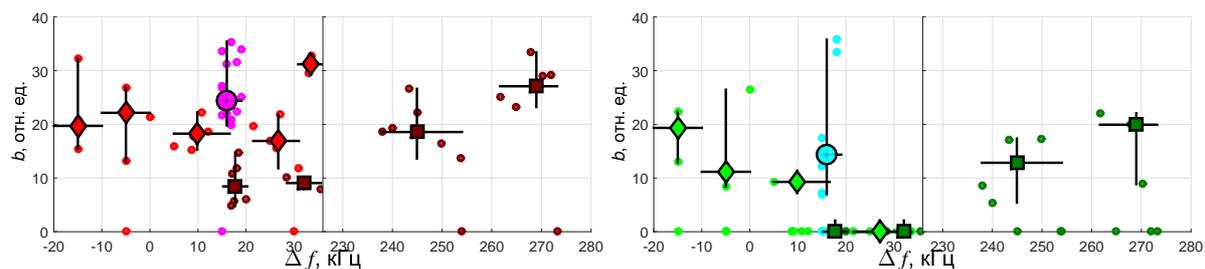


Рис. 5. Максимальная по области возбуждения яркость свечения b в красной линии (630 нм, панель а) и зелёной линии (557.7 нм, панель б) в зависимости от отстройки частоты волны накачки Δf от 4-й гармоники гирочастоты электронов ($4f_c$) в экспериментах 11, 13 и 14 сентября 2012 года. Кружки соответствуют экспериментам 11.09.12 (наклонное излучение вн на юг), квадраты — 13.09 и ромбы — 14.09 (вертикальное излучение).

На рис. 6 показана фотометрическая кривая в зелёной линии атомарного кислорода, зарегистрированная телескопом АЗТ-14, расположенным в 170 км к востоку от стенда «Сура», при воздействии на ионосферу импульсами с длительностью 5 мс и периодом повторения 10 с. В канале регистрации оптического излучения использовалось суммирование по периодам повторения

импульсов воздействия, что дало улучшение отношения сигнал/шум и уменьшение случайных флуктуаций яркости неба. Видно увеличение яркости свечения на 15–20% от среднего уровня, инициированное волной накачки. При таких режимах воздействия возбуждаются только ленгмюровские волны, распространяющиеся вдоль \mathbf{B} , которые обеспечивали необходимое ускорение электронов.

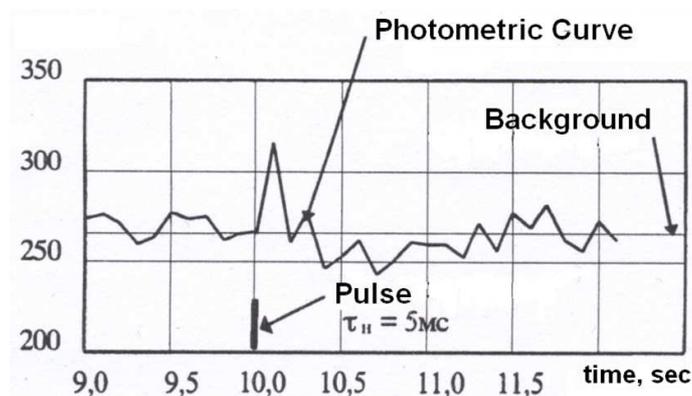


Рис. 6. Фотометрическая кривая возмущенной области ионосферы в линии 557.7 нм. 20.07.1983.

Другой характер генерации свечения в линии 557.7 нм имел место в эксперименте, представленном на рис. 7. Здесь на панели *a)* показана фотометрическая кривая в зелёной линии, (телескоп АЗТ-14) в течение отрезка времени, соответствующего прозрачному прямоугольнику на оси времени на панели *c)*; на панели *b)* — характерное время релаксации искусственного радиоизлучения ионосферы, измеренное в эксперименте, на панели *c)* — интенсивность искусственного радиоизлучения (SEE). Стенд «Сура» излучал на частоте 5.32 МГц в режиме чередования импульсов с длительностью 20 мс и периодом повторения 2 с и непрерывного излучения (в течение 1 мин., черный прямоугольник на оси времени). Поведение представленных параметров свидетельствует о том, что зарегистрированное свечение (модуляция фона) имела место во время импульсного воздействия и была связана с ускорением электронов верхнегибридными волнами.

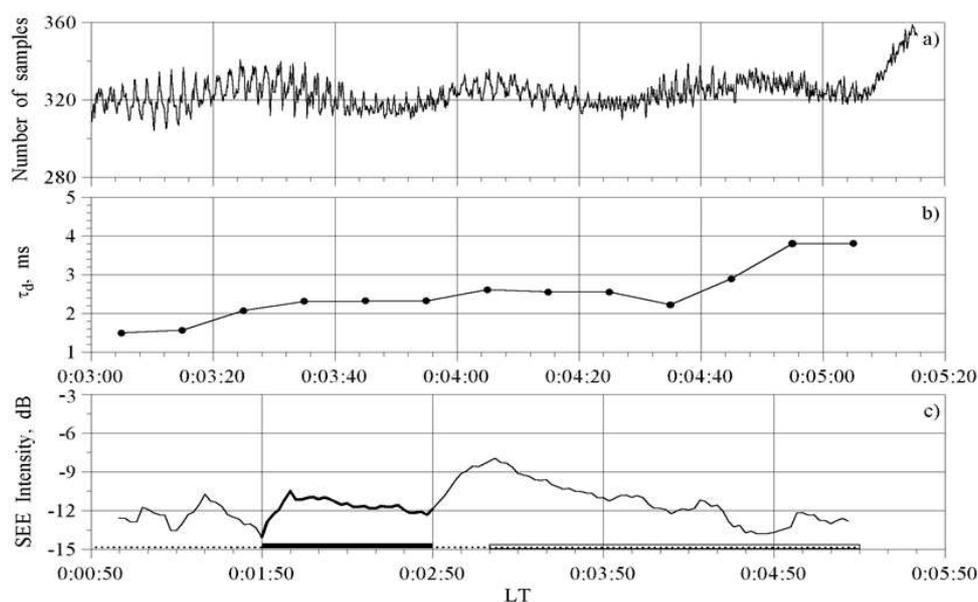


Рис. 7. Одновременные наблюдения свечения ионосферы в линии 557.7 нм и искусственного радиоизлучения ионосферы 22.08.2001.

Наконец, в единичном сеансе воздействия 26.08.2014 г. нам удалось зарегистрировать свечение в линии 427.8 нм с высоким порогом возбуждения 18.6 эВ (рис. 8).

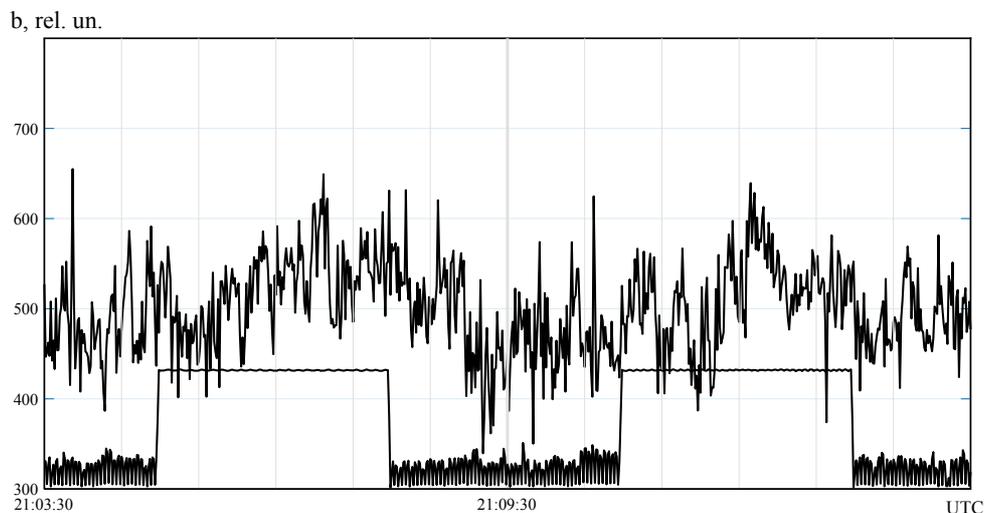


Рис. 8. Фотометрическая кривая в линии 427.8 нм. Стенд «Сура», 26.08.2014.

Заключение

В докладе дан краткий обзор данных измерений оптического свечения ионосферы при воздействии на нее радиоизлучением стенда «Сура». В обзор не вошли результаты, полученные в сотрудничестве с иностранными коллегами. Следует отметить, что научный потенциал исследований оптического свечения возмущенной ионосферы к настоящему времени далеко не исчерпан. Новых интересных результатов следует ожидать в ближайшие несколько лет, когда будет иметь место увеличение солнечной активности. При этом важным является одновременное использование оптических и радио методов исследований возмущенной области ионосферы.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проекты № 17–72–10181 (в части двухпозиционных измерений оптического свечения) и № 14–12–00706).

Список литературы

1. Utlaut W. F., Cohen R. Modifying the Ionosphere with Intense Radio Waves // *Science*. — 1971. — Vol. 174, No. 4006. — P. 245.
2. Bernhardt P. A., Duncan L. M., Tepley C. A. Artificial airglow excited by high-power radio waves // *Science*. — 1988. — Vol. 242. — P. 1022–1027.
3. Pedersen T. R., Carlson H. C. First observations of HF heater-produced airglow at the high frequency active auroral research program facility: thermal excitation and spatial structuring // *Radio Sci.* — 2001. — Vol. 36. — P. 1013–1026.
4. Rietveld M. T., Kosch M. J., Blagoveshchenskaya N. F. et al. Ionospheric electron heating, optical emissions and striations induced by powerful HF radio waves at high latitudes: aspect angle dependence // *J. Geophys. Res.* — 2003. — Vol. 108, No. 4. — P. 1141, doi:10.1029/2002JA009543.
5. Djuth F. T., Pedersen T. R., Gerken E. A. et al. Ionospheric modification at twice the electron cyclotron frequency // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94 — Art. no. 125001
6. Gustavson B., Sergienko T., Kosch M. J. et al. // *Ann. Geophys.* — 2005. — Vol. 23. — P. 1 747.
7. Ashrafi M., Kosch M. J., Isham B., Kaila K. Spatio-temporal evolution of HF-induced artificial optical emissions, radar backscatter and Stimulated Electromagnetic Emissions at EISCAT // *J. Geophys. Res.* — 2007 — Vol. 112. — A05314, doi:10.1029/2006JA011938.

8. Pedersen T., Gustavsson B., Mishin E. et al. Optical ring formation and ionization production in high-power HF heating experiments at HAARP // *Geophys. Res. Lett.* — 2009. — Vol. 36. — Art. no. L18107, doi:10.1029/2009GL040047.
9. Kvammen A., Gustavsson B., Sergienko T., Brändström U., Rietveld M., Rexer T., Vierinen J. The 3-D distribution of artificial aurora induced by HF radio waves in the ionosphere // *Journal of Geophysical Research: Space Physics.* — 2019. — Vol. 124, <https://doi.org/10.1029/2018JA025988>
10. Bernhardt P. A., Wong M., Huba J. D. et al. Optical remote sensing of the thermosphere with HF pumped artificial airglow // *J. Geophys. Res.* — 2000. — Vol. 105. — P. 10657–10671.
11. Kosch M. J., Pedersen T., Rietveld M. et al. Artificial optical emissions in the high-latitude thermosphere induced by powerful radio waves: An observational review // *Advances in Space Research.* — 2007. — Vol. 40. — P. 365–376.
12. Гумеров Р. И., Капков В. Б., Комраков Г. П., Насыров А. М. Искусственное свечение ионосферы при кратковременном воздействии мощного радиоизлучения // *Изв. вузов. Радиофизика.* — 1999. — Т. 42, № 6. — С. 524–527.
13. Grach S. M., Sergeev E. N., Nasyrov A. M. et al. Simultaneous observations of the 557.7 nm airglow and stimulated electromagnetic emission during HF pumping of the ionosphere with diagnostic schedule: First results // *Adv. Space Res.* — 2004. — Vol. 34, No. 11. — P. 2422–2427.
14. Grach S. M., Kosch M. J., Yashnov V. A. et al. On the location and structure of the artificial 630-nm airglow patch over sura facility // *Annales Geophysicae.* — 2007. — Vol. 25. Iss. 3. — P. 689–700. <https://doi.org/10.5194/angeo-25-689-2007>
15. Грач С. М., Клименко В. В., Шиндин А. В. и др. Оптическое свечение при воздействии на ионосферу радиоизлучением станда «Сура»: результаты экспериментов 2010 года // *Известия вузов. Радиофизика.* — 2012. — Т. 55, № 1–2. — С. 36–56.
16. Грач С. М., Насыров И. А., Когогин Д. А. и др. О связи пространственного поведения полного электронного содержания ионосферы на трассе GPS-сигналов и искусственного оптического свечения ионосферы в линии 630 нм // *Известия вузов. Радиофизика.* — 2018. — Т. 61, № 3. — С. 181–197.
17. Grach S. M., Nasyrov I. A., Kogogin D. A. et al. Mutual allocation of the artificial airglow patches and large-scale irregularities in the HF-pumped ionosphere // *Geophysical Research Letters.* — 2018. — Vol. 45, Iss. 23. — P. 12,749–12,756 — <https://doi.org/10.1029/2018GL080571>
18. Gumerov R. I., Nasyrov I. A. et al. Photometry of artificial airglow emission of the ionosphere stimulated by "Sura" facility radiation // *Conference Proceedings — 2017 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves, RSEMW 2017* — 8103578. — P. 105–108.
19. Шиндин А. В., Грач С. М., Клименко В. В. и др. Оптическое свечение на длинах волн 630 и 557,7 нм при воздействии на ионосферу коротковолновым излучением станда «Сура» в области 4-й гармоники электронного гирорезонанса // *Известия вузов. Радиофизика.* — 2014. — Т. 57, № 11. — С. 849–864.
20. Шиндин А. В., Клименко В. В., Когогин Д. А. и др. Пространственные характеристики области генерации искусственного свечения ионосферы в линии 630 нм при воздействии радиоизлучением станда «Сура» // *Известия вузов. Радиофизика.* — 2017. — Т. 60, № 11. — С. 949–966.
21. Грач С. М., Сергеев Е. Н., Мишин Е. В., Шиндин А. В. Динамические характеристики плазменной турбулентности ионосферы, инициированной воздействием мощного коротковолнового радиоизлучения // *УФН.* — 2016. — Т. 186, № 11. — С. 1189 – 1228.
22. Gurevich A. V., Carlson H., Zybin K. P. Nonlinear structuring and southward shift of a strongly heated region in ionospheric modification // *Physics Letters A* — 2001. — Vol. 288. — P. 231–239.

Том I, с. 67–74

УДК: 523.43-87 + 533.951

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА В СИСТЕМЕ МАРСА

С. И. Попель^{1,2,3}, А. П. Голубь², Л. М. Зеленый^{1,2,3}

¹ *Институт космических исследований РАН, 117997, г. Москва, ул. Профсоюзная, 84/32*

E-mail: popel@iki.rssi.ru

² *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 20*

³ *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000, г. Москва, ул. Мясницкая, 20*

Аннотация. Представлено описание происхождения частиц пыли, их динамики и эволюции в атмосфере Марса и в окрестностях его спутников, Фобоса и Деймоса. Разработаны теоретическая и численная модели, описывающие конденсацию вещества (например, водяных паров или углекислого газа) в атмосфере Марса, зарядку сконденсированных частиц. Определены параметры сконденсированных частиц (размеры, заряды и т.д.) в атмосфере Марса. Проведен анализ условий и возможностей для наблюдений и исследования плазменно-пылевых облаков в атмосфере Марса в будущих космических миссиях «ExoMars 2020», «Бумеранг» и др. Разработаны теоретические и численные модели для самосогласованного описания пылевой плазмы и электрических полей у поверхностей Фобоса и Деймоса, выполнено численное моделирование плазменно-пылевой системы и электрических полей, определены распределения пылевых частиц по высотам и размерам, распределений электронов и ионов по высотам и скоростям, электрических полей по высотам. Обсуждается формирование плазменно-пылевого гало на орбите Марса в окрестностях Фобоса и Деймоса.

Ключевые слова: Марс; Фобос; Деймос; ионосфера; пылевая плазма; фотоэффект

DUSTY PLASMAS IN THE SYSTEM OF MARS

S. I. Popel, A. P. Golub', L. M. Zelenyi

Abstract. A description of the origin of dust particles, their dynamics and evolution in the atmosphere of Mars and in the vicinity of its moons, Phobos and Deimos, is presented. Theoretical and numerical models are developed that describe the condensation of a substance (for example, water vapor or carbon dioxide) in the atmosphere of Mars, the charging of condensed particles. The parameters of the condensed particles (sizes, charges, etc.) in the atmosphere of Mars are determined. The analysis of the conditions and possibilities for observations and studies of plasma-dust clouds in the atmosphere of Mars in the future space missions ExoMars 2020, Boomerang, etc. is carried out. Theoretical and numerical models are developed for the self-consistent description of dusty plasmas and electric fields at the surfaces of Phobos and Deimos. Numerical modeling of the plasma-dust system and electric fields is carried out. The distributions of dust particles by heights and sizes, the distributions of electrons and ions by heights and speeds, as well as height-distributions of electric fields are determined. The formation of a dusty plasma halo at Mars orbit in the vicinity of Phobos and Deimos is discussed.

Keywords: Mars; Phobos; Deimos; ionosphere; dusty plasmas; photoelectric effect

Введение

Пылевая плазма широко представлена в природе. Так, заряженные пылевые частицы встречаются в магнитосферах и ионосферах планет, атмосферах комет и межзвездной среде. Исследование плазменно-пылевых систем за пределами земной атмосферы представляет существенный интерес не только с точки зрения понимания и описания процессов, происходящих в природе, но и в связи с планированием космических миссий, в том числе, на Марс и его спутники, а также с интерпретацией данных существующих космических миссий. В настоящее время система

Марса успешно изучается такими космическими аппаратами, как Mars Express, ExoMars Trace Gas Orbiter и др. Поверхность Марса исследуют марсоходы Mars Exploration Rover Opportunity и Mars Science Laboratory Curiosity. Готовится миссия Бумеранг (Phobos-Grunt 2) на спутник Марса Фобос.

В атмосфере Марса присутствие пылевых частиц не подвергается сомнению, поскольку частицы марсианского грунта могут быть подняты с поверхности в результате множества различных процессов. Роль пылевой компоненты в радиационном балансе может быть весьма существенной, а в некоторых случаях определяющей. Пылевые частицы могут заряжаться под воздействием солнечного излучения, взаимодействия с заряженными частицами атмосферы и солнечного ветра, трибоэффекта в пылевых вихрях и других факторов.

Атмосфера Марса имеет некоторую схожесть с земной атмосферой. В частности, на Марсе присутствует ионосфера с характерными концентрациями заряженных частиц до 10^5 электронов в кубическом сантиметре на высотах 135–140 км. Нижняя граница ионосферы обычно находится на высотах около 80 км, но в некоторых случаях может опускаться до 65 км [1]. Данный факт указывает на возможность развития в атмосфере Марса плазменно-пылевых процессов, имеющих определенную схожесть с процессами формирования плазменно-пылевых облаков, протекающими в земной атмосфере [2].

В последние годы проводится моделирование глобальной циркуляции атмосферы на Марсе. Указанная модель позволяет определять высотный профиль температуры для нескольких режимов. Однако, например, данные [3] наблюдений SPICAM на Mars Express говорят о более низких температурах и более низких высотах мезопаузы, чем это предсказывает модель глобальной циркуляции. Существуют также другие наблюдательные данные и явления, объяснение которых в рамках этой модели на данный момент не представляется возможным. На высотах до 50–70 км важными в атмосфере Марса являются пылевые частицы, процессы с участием которых не учитываются в рамках модели глобальной циркуляции. Таким образом, адекватное описание плазменно-пылевых процессов в атмосфере Марса представляется весьма важным и своевременным с точки зрения разработки ее моделей.

Интерес к исследованию спутников Марса – Фобоса и Деймоса обусловлен, в частности, тем, что из-за слабого гравитационного поля спутники Марса оказываются более доступными для пилотируемых полетов, чем Марс. Так, например, ускорение свободного падения на Фобосе составляет приблизительно 0.0057 м/с^2 , и посадка на него космического аппарата скорее напоминает стыковку с другим аппаратом, чем приземление на планету. Согласно наблюдениям космического аппарата Viking [4, 5], а затем космических аппаратов Фобос-2 и Mars Express [6] поверхность Фобоса и Деймоса покрыта пылью, которая состоит из несвязанных друг с другом небольших крупинок реголита, образовавшегося в результате микрометеороидной бомбардировки. Слабая гравитация усиливает роль пыли на Фобосе и Деймосе, поскольку даже слабое возмущение может привести к формированию массивного пылевого облака над поверхностями спутников Марса. В рамках миссии Бумеранг (Phobos-Grunt 2) предполагается обнаружение пылевых частиц на орбите вокруг Марса и у поверхности Фобоса, а также определение основных параметров пылевых частиц (импульса, массы, скорости, заряда). Кроме того, ожидается измерение параметров плазмы и определение локального электрического поля у поверхности Фобоса. Для этих целей будут использованы пьезоэлектрические ударные сенсоры, работа которых основана на ударном воздействии пылевой частицы, а также зонды для измерения параметров плазмы и локального электрического поля у поверхности Фобоса.

Все отмеченное выше указывает на актуальность исследований происхождения, свойств и проявлений пылевой плазмы в атмосфере Марса и в окрестностях его спутников Фобоса и Деймоса. Целью настоящей работы является краткий обзор результатов исследований мелкодисперсных частиц и пылевой плазмы в атмосфере Марса и в окрестностях его спутников Фобоса и Деймоса, проведенных за последнее время в Институте космических исследований РАН.

Пыль в атмосфере Марса

Атмосфера Марса сильно разрежена по сравнению с земной и ее несущая способность весьма низкая. Высокие концентрации пыли могут наблюдаться только непосредственно во время пылевых бурь и других событий, приводящих к поднятию пыли с поверхности. Данные о наличии в атмосфере Марса пыли поступают с марсоходов и приборов на орбитальных станциях, но встречаются расхождения в определении основных физических параметров пылевых частиц при проведении оценок различными методами [7]. Одним из объяснений расхождений могут быть облака сконденсированных частиц. На высотах мезосферы вблизи 100 км, где температуры достаточно низки для замерзания углекислого газа, с помощью инфракрасного спектрометра SPICAM на Mars Express [8] наблюдались облака частиц размерами около 100 нм, напоминающие серебристые облака на Земле. К тому же с помощью спектрометра OMEGA на Mars Express наблюдались облака микронных частиц на высотах около 80 км [9]. Высоты, на которых отмечалось формирование облаков, отмечены на рис. 1 [10]. Также на этом рисунке отмечены области вблизи поверхности и около 4 км высоты, где по ночам наблюдались облака из замерзшей воды [11]. Полярные облака расположены обычно довольно низко над поверхностью (на высоте менее 10 км) и по данным Mars Climate Sounder на Mars Reconnaissance Orbiter представляют собой тонкие образования из льда H_2O в летний период и CO_2 зимой [12].

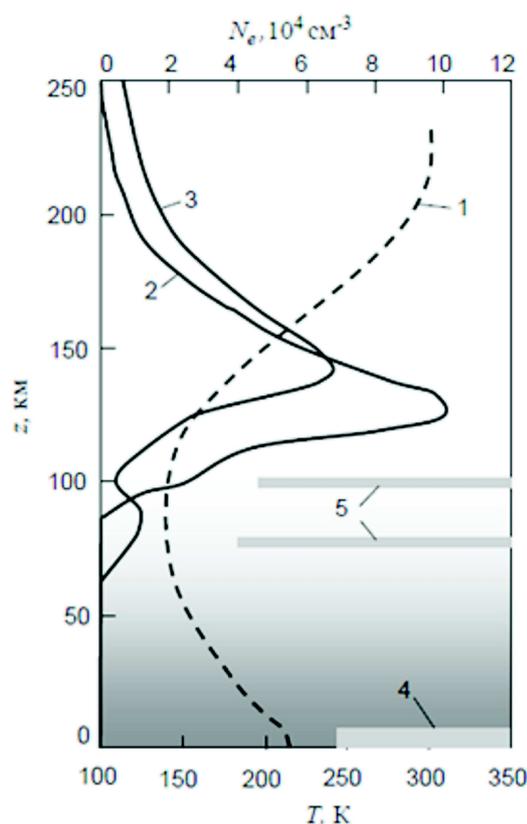


Рис. 1. Высотные зависимости [10]: 1 - температуры, 2 - концентрации электронов дневной ионосферы (ниже 80 км концентрации заряженных частиц уменьшаются до $\sim 1 \text{ см}^{-3}$), 3 - концентрации электронов ионосферы во время возникновения спорадического слоя на высотах 65-100 км; 4-5 - слои облаков льда CO_2 и H_2O . На высотах до 100 км по данным наблюдений могут присутствовать пылевые частицы различных концентраций, имеющие сильную широтно-временную вариативность [13, 14].

В последние годы с помощью инфракрасного и ультрафиолетового спектрометра SPICAM на борту орбитальной станции Mars Express было обнаружено [13, 14], что в атмосфере Марса присутствуют несколько мод аэрозолей. Возможности спектрометра SPICAM не позволяют однозначно определить материал частиц, и имеющаяся трактовка характеризует частицы в атмосфере Марса как частицы пыли с эффективным радиусом 0,76 мкм и концентрациями 0,4-2 см⁻³, либо как лед с эффективным радиусом 0,9-1,2 мкм и концентрациями от 0,005-0,05 см⁻³ в южном полушарии до 0,01-0,3 см⁻³ в северном. Кроме того, мелкая мода со средним диаметром около 44 нм стабильно фиксировалась в течение всего времени наблюдения – около 76 марсианских суток. В северном полушарии частицы мелкой моды присутствовали преимущественно на высотах 30-40 км и наблюдались до высот около 70 км в южном полушарии. Концентрации уменьшались с ростом высоты от 10³-10⁴ см⁻³ на высоте 20 км до 1-5 см⁻³ на высотах 60-70 км. Оценки времени жизни с учетом процесса коагуляции мелких частиц дают существенно более низкие значения, что дает основания искать дополнительные источники таких частиц на высотах 20-70 км. Метеорные потоки по оценкам [14] дают поток вещества, на порядок ниже необходимого для поддержания наблюдаемых параметров пылевых частиц. Более вероятным источником является поднятие пыли с поверхности. Еще одним объяснением устойчивости к коагуляции может быть зарядка мелкодисперсных частиц в атмосфере. Таким образом, практически на всех высотах марсианской атмосферы вплоть до 100 км могут присутствовать частицы пыли. Учитывая присутствие электронов и ионов на различных высотах, начиная от поверхности планеты, а также учитывая фотоэффект в дневное время, можно говорить о наличии плазменно-пылевых систем в атмосфере Марса.

Теоретическое исследование роли процессов конденсации при формировании пылевой плазмы в марсианской ионосфере проведено в [15]. Расчеты в рамках модели [15] позволяют сделать следующие основные выводы, касающиеся облаков сконденсированных частиц.

1. Частицы льда CO₂, находящиеся первоначально в зоне перенасыщения паров CO₂, собирают на своих поверхностях основную часть паров CO₂ и происходит их осаждение вниз вместе с поглощенными молекулами CO₂. Частицы разных пылевых слоев поглощают различное количество молекул углекислого газа. Это приводит к возможности смешения слоев и образования пылевых облаков. Характерное время осаждения твердых пылевых частиц, состоящих из молекул CO₂, в зоне конденсации составляет около нескольких минут. Ниже зоны конденсации происходит испарение частиц. Соответственно характерное время оседания пыли в зоне конденсации определяет характерное время существования пылевых облаков, аналогичных серебристым облакам [2] в ионосфере Земли. В зоне конденсации частицы льда CO₂ могут достигать размеров порядка 100 нм. Это значение находится в соответствии с данными наблюдений, выполненным на орбитальном аппарате Mars Express с помощью инфракрасного спектрометра SPICAM [8]. В дневное время частицы пыли могут приобретать заряды порядка 100e, где -e - заряд электрона.
2. Аналогично ситуации на Земле частицы с характерным размером в несколько нанометров могут существовать в ионосфере Марса над зоной конденсации вследствие бомбардировки Марса микрометеоритами. Те частицы, которые изначально находятся над верхней границей зоны конденсации (даже при достижении зоны конденсации через некоторое время), не могут значительно увеличиться в размере из-за недостаточного (остаточного) количества молекул CO₂ в этой зоне. Эти наномасштабные частицы существуют на высотах от 112 до 115 км в течение нескольких часов, что может привести к явлениям в атмосфере Марса, аналогичным полярным мезосферным радиоотражениям [2] на Земле.
3. Частицы водяного льда растут очень медленно и оседают в зоне конденсации в течение десятков часов. Максимальные значения размеров льдинок H₂O имеют тот же порядок величины, что и исходные (до поглощения водяных паров в зоне конденсации на частицах). Различные слои, состоящие из льдинок H₂O, не смешиваются друг с другом. Причиной такого их поведения являются очень низкие значения концентрации водяных паров

в ионосфере Марса. Все эти факты объясняют отсутствие наблюдений пылевых облаков, состоящих из частиц водяного льда, на больших высотах (88-116 км) в атмосфере Марса.

Пылевая плазма у Фобоса и Деймоса

Фобос и Деймос, подобно Луне, являются безатмосферными космическими телами. Фактически общепринятым в настоящее время считается, что пыль над лунной поверхностью является составной частью плазменно-пылевой системы [16]. Ожидается, что аналогичная ситуация складывается и над поверхностями Фобоса и Деймоса. Поверхности Фобоса и Деймоса заряжаются под действием электромагнитного излучения Солнца и плазмы солнечного ветра. При взаимодействии с солнечным излучением поверхности Фобоса и Деймоса испускают электроны вследствие фотоэффекта, что приводит к формированию над поверхностью каждого из спутников Марса слоя фотоэлектронов. К появлению фотоэлектронов приводит также их испускание пылевыми частицами, присутствующими над поверхностями Фобоса и Деймоса, вследствие взаимодействия последних с электромагнитным излучением Солнца. Пылевые частицы, находящиеся на поверхностях Фобоса и Деймоса или в приповерхностных слоях, поглощают фотоэлектроны, фотоны солнечного излучения, электроны и ионы солнечного ветра. Все эти процессы приводят к зарядке пылевых частиц, их взаимодействию с заряженными поверхностями Фобоса и Деймоса, подъему и движению пыли.

Основная часть пылевых частиц содержится именно в приповерхностных слоях над Фобосом и Деймосом, где образование пылевой плазмы связано с процессами зарядки пылевых частиц, их взаимодействием с заряженными поверхностями спутников Марса, подъемом и движением заряженной пыли в электрическом и гравитационном полях, а скорости пылевых частиц существенно меньше 10 м/с. Свойства пылевой плазмы у поверхности Фобоса и будут, в частности, изучаться в рамках будущей миссии Бумеранг (Phobos-Grunt 2).

Для описания плазменно-пылевой системы в приповерхностном слое освещенной части каждого из спутников Марса используется модель [17], в которой зарядка пылевых частиц над поверхностями Фобоса и Деймоса вычисляется с учетом влияния фотоэлектронов, электронов и ионов солнечного ветра, а также солнечного излучения. Не учитывается воздействие светового давления на динамику пылевых частиц, поскольку, как показывают оценки, указанное воздействие сказывается лишь для частиц с размерами, заведомо не превышающими 1 нм. Производится учет фотоэлектронов как от поверхностей Фобоса и Деймоса, так и от поверхностей парящих над ними пылевых частиц. Рассмотрение фотоэлектронов от поверхностей пылевых частиц требует самосогласованного описания, поскольку фотоэлектроны влияют на распределения пылевых частиц, в то время как распределения пылевых частиц определяют количество фотоэлектронов. Ввиду самосогласованного характера задачи решить ее удается только численными методами.

Для нахождения концентраций фотоэлектронов над поверхностями Фобоса и Деймоса производится решение системы уравнений, состоящей из стационарного кинетического уравнения для функции распределения фотоэлектронов и уравнения Пуассона для электростатического потенциала с соответствующими граничными условиями, характеризующими поведение потенциала у поверхностей Фобоса и Деймоса и на бесконечном удалении от них [18, 19].

На основе физико-математической модели [18, 19] удастся численными методами получить величины, характеризующие высотные распределения пылевых частиц над поверхностями Фобоса и Деймоса с учетом, в том числе, процесса испускания фотоэлектронов пылевыми частицами, присутствующими над ней. Данные, характеризующие пылевые частицы и электрические поля над поверхностями Фобоса и Деймоса для условий, соответствующих солнечному максимуму, работе выхода реголита $W = 5.5$ эВ и углам между местной нормалью и направлением на Солнце $\theta = 77^\circ$, 82° и 87° приведены на рис. 2 и 3, где a представляет собой максимальный размер частиц на соответствующей высоте h . Значения зарядового числа Z_d вычислялись для приведенных на рисунках значений a . Характерные скорости пылевых частиц на высотах $h \sim 1$ м составляют порядка 10 см/с.

Таким образом, из-за малой гравитации над поверхностями Фобоса и Деймоса поднимаются существенно более крупные пылевые частицы ($a \sim 1$ мкм), чем над поверхностью Луны ($a \sim 0,1$ мкм [17]). В этом случае роль адгезии, которая представляется существенным процессом, препятствующим отрыву пылевых частиц от лунной поверхности, на Фобосе и Деймосе значительно уменьшается. Фактически можно считать формирование пылевой плазмы над поверхностями Фобоса и Деймоса связанным с фотоэлектрическими и электростатическими процессами. Роль метеороидов при формировании пылевой плазмы в приповерхностном слое над каждым из спутников Марса также оказывается существенно меньшей, чем в ситуации с Луной. Вместе с тем, на больших расстояниях от Фобоса и Деймоса (существенно превосходящих их линейные размеры ~ 10 км) именно эффекты метеороидов приводят к формированию пылевого гало, состоящего из частиц с размерами порядка 10 мкм и концентрацией $N_d \sim 10^3$ км $^{-3}$ [20] (которая оказывается значительно меньшей концентрации пылевых частиц у поверхностей Фобоса и Деймоса, связанной с фотоэлектрическими и электростатическими процессами).

Что касается особенностей пылевой плазмы у поверхности Деймоса по сравнению с пылевой плазмой у Фобоса, следует отметить большие максимальный размер и электрический заряд пылевых частиц на определенных высотах над поверхностью Деймоса по отношению к соответствующим значениям на тех же высотах у поверхности Фобоса. При этом число пылевых частиц на одних высотах над Деймосом и Фобосом практически одинаковое. Данные факты связаны с тем, что на Деймосе ускорение свободного падения меньше, чем на Фобосе.

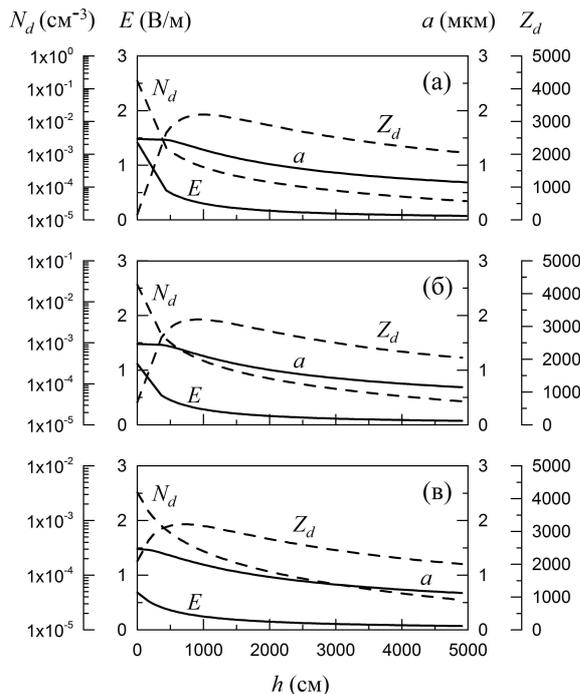


Рис. 2. Максимальные размеры a , зарядовые числа Z_d , концентрации N_d пылевых частиц, а также электрические поля E в зависимости от высоты h над поверхностью Фобоса для углов $\theta = 77^\circ$ (а), 82° (б) и 87° (в).

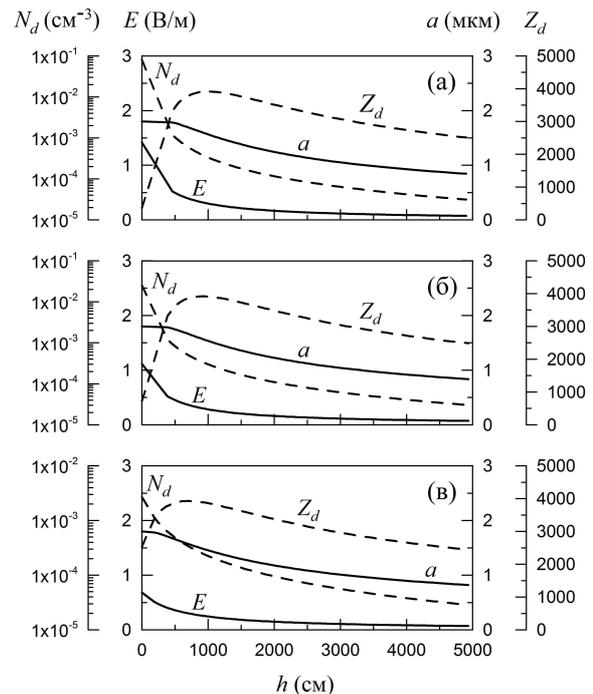


Рис. 3. Максимальные размеры a , зарядовые числа Z_d , концентрации N_d пылевых частиц, а также электрические поля E в зависимости от высоты h над поверхностью Деймоса для углов $\theta = 77^\circ$ (а), 82° (б) и 87° (в).

Заключение

Итак, показана важность пылевой плазмы в системе Марса. Описаны наблюдения пыли в атмосфере Марса, и перечислены источники ее появления, среди которых выделяется процесс конденсации вещества (например, водяных паров или углекислого газа). Сформулированы основ-

ные выводы теоретического исследования роли процессов конденсации в марсианской атмосфере, касающиеся облаков сконденсированных частиц. Оказывается, что благодаря конденсации CO_2 возможно образование плазменно-пылевых облаков, аналогичных серебристым облакам в атмосфере Земли. Кроме того, на Марсе оказываются возможными явления, аналогичные полярным мезосферным радиоотражениям на Земле. В отличие от Земли существование пылевых облаков, состоящих из частиц водяного льда, на больших высотах в атмосфере Марса маловероятно. Формирование пылевой плазмы над поверхностями Фобоса и Деймоса связано с фотоэлектрическими и электростатическими процессами. Роль метеороидов при формировании пылевой плазмы в приповерхностном слое над каждым из спутников Марса оказывается существенно меньшей, чем в ситуации с Луной. Вместе с тем, на больших расстояниях от Фобоса и Деймоса, существенно превосходящих их линейные размеры, именно эффекты метеороидов приводят к формированию пылевого гало.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00341-а), а также Программы № 12 фундаментальных исследований Президиума РАН «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований».

Список литературы

1. Pätzold M., Tellmann S., Häusler B., Hinson D., Schaa R., Tyler G. L. A Sporadic Third Layer in the Ionosphere of Mars // *Science*. – 2005. – Vol. 310(5749). – P. 837–839.
2. Клумов Б. А., Морфилл Г. Е., Попель С. И. Формирование структур в запыленной ионосфере // *ЖЭТФ*. – 2005. – Т. 127, № 1. С. 171–185.
3. Forget F., Montmessin F., Bertaux J. L., González-Galindo F., Lebonnois S., Quemerais E., Reberac A., Dimarellis E., López-Valverde M. A. Density and temperatures of the upper Martian atmosphere measured by stellar occultations with Mars Express SPICAM // *J. Geophys. Res.* – 2009. – Vol. 114. – P. E01004, 19 pages.
4. Thomas P. Surface features of Phobos and Deimos // *Icarus*. – 1979. – Vol. 40. – P. 223–243.
5. Thomas P., Veverka J. Downslope movement of material on Deimos // *Icarus*. – 1980. – Vol. 42. – P. 234–250.
6. Zakharov A., Horányi M., Lee P., Witasse O., Ciriani F. Dust at the Martian moons and in the circummartian space // *Planet. Space Sci.* – 2014. – Vol. 102. – P. 171–175.
7. Dlugach Z. M., Korablev O. I., Morozhenko A. V., Moroz V. I., Petrova E. V., Rodin A. V. Physical properties of dust in the Martian atmosphere: analysis of contradictions and possible ways of their resolution // *Solar Syst. Res.* – 2003. – Vol. 37. – P. 1–19.
8. Montmessin F., Bertaux J. L., Quémerais E., Korablev O., Rannou P., Forget F., Perriera S., Fussen D., Lebonnois S., Réberaca A. Subvisible CO_2 ice clouds detected in the mesosphere of Mars // *Icarus*. – 2006. – Vol. 183. – P. 403–410.
9. Montmessin F., Gondet B., Bibring J.P., Langevin Y., Drossart P., Forget F., Fouchet T. Hyperspectral imaging of convective CO_2 ice clouds in the equatorial mesosphere of Mars // *J. Geophys. Res.* – 2007. – Vol. 112. – P. E11S90, 14 pages.
10. Извекова Ю. Н., Попель С. И. Плазменные эффекты в пылевых вихрях у поверхности Марса // *Физика плазмы*. – 2017. – Т. 43, № 12. – С. 1010–1017.
11. Whiteway J. A., Komguem L., Dickinson C., Cook C., Illnicki M., Seabrook J., Popovici V., Duck T. J., Davy R., Taylor P. A., Pathak J., Fisher D., Carswell A. I., Daly M., Hipkin V., Zent A. P., Hecht M. H., Wood S. E., Tamppari L. K., Renno N., Moores J. E., Lemmon M. T., Daerden F., Smith P. H. Mars water-ice clouds and precipitation // *Science*. – 2009. – Vol. 325(5936). – P. 68–70.
12. Hayne P. O., Paige D. A., Schofield J. T., Kass D. M., Kleinböhl A., Heavens N. G., McCleese D. J. Carbon dioxide snow clouds on Mars: South polar winter observations by the Mars Climate Sounder // *J. Geophys. Res.* – 2012. – Vol. 117. – P. E08014, 23 pages.

13. Määttänen A., Listowski C., Montmessin F., Maltagliati L., Reberac A., Joly L., Bertaux J.L. A complete climatology of the aerosol vertical distribution on Mars from MEx/SPICAM UV solar occultations // *Icarus*. – 2013. – Vol. 223. – P. 892-941.
14. Fedorova A. A., Montmessin F., Rodin A. V., Korablev O. I., Määttänen A., Maltagliati L., Bertaux J.-L. Evidence for a bimodal size distribution for the suspended aerosol particles on Mars // *Icarus*. – 2014. – V. 231. – P. 239-260.
15. Reznichenko Yu. S., Dubinskii A. Yu., Popel S. I. On dusty plasma formation in Martian ionosphere // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019, in press.
16. Popel S. I., Golub' A. P., Zelenyi L. M., Dubinskii A. Yu. Lunar dust and dusty plasmas: Recent developments, advances, and unsolved problems // *Planet. Space. Sci.* – 2018. – Vol. 156. – P. 71-84.
17. Попель С. И., Копнин С. И., Голубь А. П., Дольников Г. Г., Захаров А. В., Зеленый Л. М., Извекова Ю. Н. Пылевая плазма у поверхности Луны // *Астрономический вестник*. – 2013. – Т. 47, № 6. – С. 455-466.
18. Попель С. И., Голубь А. П., Захаров А. В., Зеленый Л. М. Пылевая плазма у поверхности Фобоса // *Письма в ЖЭТФ*. – 2017. – Т. 106, № 8. – С. 469-475.
19. Попель С. И., Голубь А. П., Зеленый Л. М. Пылевая плазма в окрестностях спутника Марса – Деймоса // *Физика плазмы*. – 2018. – Т. 44, № 8. – С. 635-641.
20. Krivov A. V., Hamilton D. P. Martian dust belts: Waiting for discovery // *Icarus*. – 1997. – V. 128. – P. 335-353.

Том I, с. 75–82

УДК: 537.876.2

СЕРВИС ДОЛГОСРОЧНОГО И ОПЕРАТИВНОГО ПРОГНОЗА УСЛОВИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН КВ ДИАПАЗОНА

А. Ю. Репин¹, М. М. Анишин², Б. Г. Барабашов², Д. С. Демин¹, В. И. Денисова¹,
С. В. Журавлев¹, Н. Г. Котонаева¹, К. Г. Цыбуля¹

¹ *Институт прикладной геофизики им. ак. Е. К. Федорова,
129128, г. Москва, ул. Ростокинская, 9
E-mail: director@ipg.geospace.ru*

² *Южный федеральный университет, 344065, г. Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 5*

Аннотация. Описываются принципы работы сервиса Института прикладной геофизики, позволяющего производить как долгосрочный, так и оперативный прогноз условий распространения радиоволн КВ диапазона. Источником исходных данных является сеть ионосферных станций, расположенных по всему миру. Программное обеспечение, в основе которого лежит ионосферная модель SIMP–2, ассимилирует эти данные, предоставляя возможность вычислить основные ионосферные параметры и вертикальные профили ионосферной электронной концентрации в любой географической точке. Также существует возможность краткосрочного (до 24 часов) прогноза критической частоты слоя F2, основанного на локальных моделях ионосферных станций и долгосрочного прогноза параметров ионосферных слоев, основанного на статистике эмпирической информации. Полученные результаты распространяются по сети Интернет в стандартизованном формате с помощью протокола HTTP. Как пример использования сервиса рассматривается программное обеспечение, позволяющее производить расчеты распространения коротких радиоволн.

Ключевые слова: короткие волны; распространение радиоволн; ионосфера, ионосферные модели, ионосферный прогноз.

THE LONG- AND SHORT-TERM FORECAST SERVICE FOR THE SHORTWAVE PROPAGATION CONDITIONS

A. Yu. Repin, M. M. Anishin, B. G. Barabashov, D. S. Demin, V. I. Denisova,
S. V. Zhuravlev, N. G. Kotonayeva, K. G. Tsybulya

Abstract. The report describes functioning of the shortwave propagation forecast service developed in the Institute of Applied Geophysics. The global network of the ionospheric stations is used as the source of the input data. A software, based on the ionospheric model SIMP–2, assimilates the data and calculates the most important ionospheric parameters and vertical electron concentration profiles over any geographic point. Also, there is a possibility to make short-term forecasts (up to 24 hours) of the critical F2-layer frequency based on the local ionospheric-station models as well as long-term forecasts of the ionospheric layer characteristics based on statistical analysis of the empirical data. The results are distributed in a standard format via the Internet by means of the HTTP protocol. As an example application, a shortwave propagation software is discussed.

Keywords: shortwaves, radio wave propagation, ionosphere, ionospheric models, ionospheric forecast

Введение

Прогноз условий распространения коротких радиоволн традиционно является наиболее важной задачей ионосферной службы. С учетом возросшей мощности компьютеров и возможности быстро получать и распространять данные по сети Интернет, появилась необходимость серьезной модернизации подходов к этой задаче.

Сбор данных

Основным источником ионосферных данных по Российской Федерации являются ионозонды двух институтов Росгидромета — сеть ионозондов «Парус», поддерживаемая Институтом прикладной геофизики (ИПГ), и сеть ионозондов CADI, поддерживаемая Арктическим и антарктическим научно-исследовательским институтом.

Также, данные предоставляются такими институтами Российской академии наук как Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн Российской академии наук (ИЗМИРАН) и Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения РАН (ИСЗФ СО РАН).

Важнейшим источником информации является международный обмен данными. Между Росгидрометом и Университетом Массачусетса (США) заключено меморандум о взаимопонимании соглашение, по которому ионосферные данные 10 десяти станций сети ИПГ поставляются в глобальную международную базу данных GIRO в Центре атмосферных исследований Университета Массачусетса (UML CAR). В свою очередь, ИПГ получает оперативный доступ к данным более чем 70 ионозондов по всему миру. Большая часть из них – это Дигизонды различных моделей.

Кроме этого ионосферные данные поступают из открытых источников сети Интернет, данные предоставляются по отдельным соглашениям некоторыми международными организациями, в том числе Европейским цифровым сервером верхней атмосферы (DIAS) и Национальным институтом геофизики и вулканологии (INGV) в Италии. Хотя информация поставляется достаточно оперативно и имеет хорошее качество, фактически отсутствуют юридически обязывающие соглашения об обмене данными.

В качестве резервного источника данных используются сервера открытого доступа, например, сервер Центра космической погоды (SWPC) в Боулдере, США. Недостатком этих серверов является неполная информация и большие, до получаса, задержки в получении данных.

Программное обеспечение, работающее на серверах ИПГ, регулярно собирает новые файлы с ионосферной информацией со всего множества серверов-источников, использующих интернет-протокол FTP (и, в некоторых случаях, HTTP). Получаемые файлы имеют самые разнообразные форматы, в том числе международные стандарты SAO 4 и SAO XML. Многие источники используют свои собственные форматы. При загрузке все файлы приводятся в общую форму и сохраняются в базе данных, совместимой с MySQL. В каждой записи базы, кроме номера станции, координат и времени зондирования, сохраняются стандартные ионосферные параметры, такие как критические частоты и высоты слоев, а также, последовательности действующих высот на разных частотах для видимых слоев и вертикальные профили плазменной частоты, если они доступны.

В настоящее время, даже с учетом того, что в любой момент времени часть ионосферных станций неактивна, ежедневно в среднем база данных пополняется данными 12 000 зондирований от примерно 75 станций. Полное число записей результатов ионосферного зондирования, накопленных в базе за период с 2011 г., превышает 13 000 000.

Кроме результатов обработки ионограмм, в центральной базе данных ИПГ содержатся и непрерывно обновляются следующие индексы геомагнитной, солнечной и ионосферной активности:

- месячный глобальный ионосферный индекс IG , необходимый для работы ионосферной модели IRI [1];
- месячный глобальный ионосферный индекс T [2], используемый ионосферной моделью SIMP;
- суточные, месячные и усредненные по 12 месяцам значения потока солнечного радиоизлучения $F_{10.7}$, а также его прогноз на 3 дня;
- месячные и усредненные по 12 месяцам значения солнечного индекса R_z ;
- трехчасовые, суточные, месячные и усредненные по 12 месяцам значения планетарного индекса магнитной активности A_p , а также его прогноз на 3 дня.

Модели

В основе системы краткосрочного и долгосрочного прогноза лежит модель SIMP-2. Эта модель дает прогноз таких ионосферных параметров, как критические частоты слоев F2, F1 и

E (f_oF2 , f_oF21 , f_oE) и высота максимума слоя F2 (h_mF2) на всех географических широтах и долготах, для любого дня года и часа мирового времени, для широкого диапазона уровней солнечной активности как для магнитоспокойных, так и для магнитовозмущенных условий.

Для параметров слоя E используется глобальная динамическая модель, которая для оценки солнечной активности использует эффективный индекс солнечной активности $F = (F_{10.7} + F_{10.7m})/2$, где $F_{10.7m}$ – среднее за 81 день значение $F_{10.7}$, центрированное на данный день. Для оценки уровня геомагнитной активности используется эффективный индекс геомагнитной активности $K_p^* = 2.1 \ln [a_p(4.5) + 1]$, где $a_p(\tau)$ – средневзвешенное значение a_p -индекса геомагнитной активности в нТл [3]:

$$a_p(\tau) = (1 - \exp(-3/\tau)) \sum a_p(-n) \exp(-3n/\tau).$$

Суммирование ведется по индексу $n = 0, 1, \dots, 15$; где $a_p(0), a_p(2) \dots$, – значения a_p -индекса для данного, предыдущего, и т. д. трехчасовых интервалов по мировому времени (т. е. для данного и 15 предыдущих трехчасовых интервалов).

E-слой рассматривается как совмещение двух компонентов, порожденных Солнцем и авроральной активностью: $f_oE = (f_oE_{sol}^4 + f_oE_{avr}^4)^{1/4}$. Зависимость солнечного компонента от зенитного угла и солнечной активности та же, что и в модели NeQuick [4] (за исключением того, что используется эффективный солнечный индекс F , а не бегущее среднее $F_{10.7}$ за 12 месяцев). Авроральный компонент представляет собой модель усиленной ионизации на высоте слоя E в области аврорального овала, в которую включены зависимости от солнечной и геомагнитной активности, а также и местного времени. Высота максимума слоя E считается постоянной и равной 120 км.

Глобальная динамическая модель слоя F2 включает в себя медианные модели для критической частоты (f_oF2) и высоты максимума (h_mF2). Они построены на основе обобщения большого массива данных наблюдений: данных наземного зондирования ионосферы и спутниковых измерений, на основе которых построены наборы коэффициентов для разложения параметров ряд по системе взаимно-ортогональных функций.

Для модели f_oF2 были использованы данные 234 ионозондов за период с 1957 по 2012 г. Наряду с данными наземных наблюдений, были обработаны данные внешнего зондирования со спутника Интеркосмос-19 (1979–1980 гг.). Воздействие активности Солнца на электронную концентрацию учитывается интерполяцией между двумя наборами коэффициентов разложения для высокой и низкой активности. Модель f_oF2 включает в себя процедуру кратковременного прогноза этого параметра на срок до 24 часов. Прогноз производится только для отдельных ионосферных станций, для которых имеются достаточно длинные ряды данных. Для прогноза требуются наблюдения f_oF2 на данной станции за последние 28 дней. На их основе, с помощью стандартных мультирегрессионных методов определяется зависимость отклонений f_oF2 от геомагнитной активности. Таким образом, имея прогноз индекса a_p и вычисленный набор коэффициентов, можно сделать обоснованное предсказание f_oF2 с учетом магнитных возмущений на срок до 24 часов.

Модель высоты максимума h_mF2 основана, прежде всего, на радиозатменных измерениях, полученных на спутниках CHAMP, COSMIC и GRACE в 2001–2012 г. Они были дополнены данными зондирования спутника Интеркосмос-19 и наземными данными. В отличие от модели IRI высоты максимума h_mF2 рассчитываются непосредственно, а не косвенно, исходя из ионосферного параметра $M(3000)F2$.

Модель слоя F1 аналогична той, что используется в модели IRI.

Ассимиляция данных

В случае, если имеются данные радиозондирования (см. пункт Сбор данных), можно уточнить предсказания модели с использованием реально измеренных величин. Например, построенная географическая карта (фактически, зависимость параметра от широты и долготы, как ($f_oF2(\varphi, \lambda)$) может быть изменена таким образом, чтобы приравнять значения параметра к экспериментально измеренным в географических точках измерения ($f_oF2(\varphi, \lambda) = f_oF2_{изм i}$). При этом качественное поведение модели остается прежним. Прежними остаются и модельные значения вдали от имеющихся точек измерений.

Для проведения ассимиляции данных используется метод картирования, известный как метод мультиквадриков [4], который обладает целым рядом преимуществ [5]. Поскольку производится моделирование распределения ионосферных параметров по земному шару, метод мультиквадриков удобно использовать в сферических координатах. В этом случае функцию, описывающую отклонение поверхности f_oF2 от модели, и строго проходящую через заданные точки, можно записать в виде:

$$F(\varphi, \lambda) = C_i [1 - \cos\varphi \cos\varphi_i \cos(\lambda - \lambda_i) \sin\varphi \sin\varphi_i]^{1/2},$$

где φ_i – широта и λ_i – долгота станции, C_i – неизвестные коэффициенты, подлежащие определению по известным значениям картируемого параметра в N точках. Задача проведения поверхности через заданные точки сводится к нахождению коэффициентов C_i , то есть, к обращению матрицы. Следует подчеркнуть, что этот метод позволяет проводить поверхность строго через данный набор точек, в отличие от некоторых других методов, применяемых в практике ионосферного картирования.

В текущей реализации сервиса ассимиляция используется только для параметров f_oF2 и h_mF2 . Хотя не возникает технических трудностей с ассимиляцией параметра f_oE , но имеются сложности, связанные с тем, что программы автоматической обработки многих ионосферных радиозондирующих систем не выдают определенные по ионограмме значения f_oE , а заменяют их на модельные. Таким образом, уточнения модельных данных не происходит.

Доставка сведений о состоянии ионосферы конечным потребителям

При разработке комплекса большое внимание было уделено возможности доводить до конечного пользователя сведения о текущем состоянии ионосферы или результаты прогнозирования. Для этого отводится специальный сервер, обратившись к которому по сети Интернет можно получить требуемую информацию. Для передачи используется протокол HTTP. Фактически это означает, что для проверки работы сервера можно использовать веб-браузеры, такие как Internet Explorer. Однако формат данных рассчитан не на показ информации в графическом браузере, а, в первую очередь, на ее передачу программному обеспечению, предназначенному, например, для расчета распространения радиоволн или любых других целей, для которых нужна ионосферная информация. Такие программы могут подсоединяться к серверу и получать данные через тот же протокол HTTP, но не показывать их оператору, а использовать для расчетов.

В настоящее время сервер ионосферных данных установлен по адресу <http://space-weather.ru/>. Для запроса данных следует сформировать запрос определенного вида, например:

<http://space-weather.ru/simp2?model=corrected&grid=map&output=foF2>

В запросе указываются:

- тип модели (corrected, т. е., с ассимилированными данными, median – долговременный прогноз, forecast – кратковременный прогноз);
- тип вывода (map – карта, profile – вертикальный профиль);
- выводимая величина (foF2, hmF2, foF1, foE, TEC);

Также могут быть указаны: дата и время, на которое производится запрос, ограничения карты по широте и долготе, разрешение карты и другие необходимые параметры. Могут быть также запрошены данные наблюдений. Подробная инструкция может быть получена по запросу <http://space-weather.ru/simp2?help>.

В качестве ответа, запрашивающий компьютер получает информационный блок в текстовом формате IONMODEL 1.1. Эти блоки могут быть сохранены в файлы или использованы непосредственно без сохранения. Следует подчеркнуть, что они не являются статическими файлами на сервере, а формируются «на лету» в момент запроса, поэтому для формирования большого блока данных, такого как глобальная карта прогноза f_oF2 с разрешением 1 градус, может потребоваться довольно значительное время (больше минуты).

Для удобства считывания программами, формат является текстовым, состоящим из строк, причем первые 16 символов каждой строки являются полем служебной информацией, описывающей тип данных строки, остаток строки содержит данные. Например, значение f_oF2 в заданной точке описывается строкой:

#OUTPUT foF2 4.89

Подробная информация по формату также может быть получена по запросу <http://space-weather.ru/simp2?help>.

Вычислительный комплекс QRG как пример использования сервиса

Как пример использования сервиса, опишем вычислительный комплекс QRG, предназначенный для расчета распространения коротких радиоволн с учетом состояния ионосферы. Программное обеспечение реализовано на языке C++ для операционной системы Linux на платформах с Intel-совместимыми процессорами. Комплекс QRG позволяет:

- прогнозировать пространственно-временное распределение электронной концентрации регулярных слоев ионосферы на основе модели SIMP-2 (ИПГ) и международной справочной модели (IRI-2016), причем возможна ассимиляция данных собственных измерений;
- рассчитывать параметры геомагнитного поля вдоль трассы на основе глобальной модели магнитного поля Земли (IGRF);
- определять модовую и лучевую структуру поля в точке приема в рамках скачкового механизма распространения, при этом находить нижние и верхние лучи;
- находить максимальную применимую частоту (МПЧ) всей трассы и отдельных скачков;
- находить оптимальную рабочую частоту (ОРЧ) и наименьшую рабочую частоту (НПЧ) для заданных трасс, включая построение графиков суточного хода МПЧ, ОРЧ, НПЧ;
- рассчитывать для каждого луча (обыкновенного и необыкновенного) следующие характеристики: углы места (вылета и прихода), групповое время распространения, фазовый путь, ионосферное поглощение, пространственное ослабление, потери при отражении от Земли, параметры эллипсов поляризации при входе и выходе волны из ионосферы, максимальную частоту отражения;
- вычислять суммарную напряженность поля (при некогерентном сложении лучей) в точке приема;
- рассчитывать память канала при заданном динамическом диапазоне уровней лучей;
- прогнозировать помеховую обстановку на момент связи для заданной рабочей частоты и полосы пропускания приемного устройства, а именно медианные эффективные значения атмосферных, космических, промышленных помех по методике Международного союза электросвязи (МСЭ-R);
- рассчитывать и отображать на дисплее угловые, дистанционно- и амплитудно-частотные характеристики трасс;
- для заданных частот строить лучевые траектории.

Описание алгоритмов комплекса

При расчете траекторных и энергетических характеристик в задачах радиосвязи можно перейти от трехмерно-неоднородной среды к среде с изменениями свойств в двух измерениях. В этом случае ионосферная плазма принимается двумерно неоднородной, и учитываются только продольные градиенты электронной концентрации вдоль трассы. В использованном методе двумерное пространственно-временное распределение ионизации задается в равноудаленных узловых точках вдоль дуги большого круга, соединяющей пункты передачи и приема, с шагом по угловому расстоянию и по времени. В результате получается равномерная пространственно-временная сетка. Равномерный шаг обеспечивает максимальное быстроедействие при вычислении распределения электронной концентрации.

В узловых точках невозмущенный высотный профиль электронной концентрации в регулярных слоях описывается моделью из семи квазипарабол, которые сопрягаются друг с другом с учетом непрерывности профиля и его первой производной по высоте. Параметры квазипарабол (критические частоты, высоты максимумов и полутолщины) находятся по алгоритмам, заложенным в основу моделей ионосферы SIMP (ИПГ) и международной справочной модели (IRI-2016) [1]. Одним из преимуществ используемых моделей является возможность их коррекции по данным текущей диагностики, в частности по результатам вертикального зондирования. В качестве адаптационного (управляющего) параметра, максимально влияющего на распространение коротких волн, берется критическая частота слоя ионосферы F2.

Для расчета ионосферного поглощения, в дополнение к модели профиля электронной концентрации в алгоритме используется неизменный вдоль трассы профиль высотного распределения эффективных частот соударений, близкий к газокинетическому [7], который корректируется по данным мировых карт МСЭ-Р по поглощению на частоте 2.2 МГц [8].

Для расчета траекторных характеристик используется модифицированный метод рефракционного интеграла, в западной литературе получившего название «сегментный метод аналитического расчета траекторий лучей (SMART)» [9, 10]. При выбранном способе задания зависимости электронной концентрации от высоты элементы траектории в изотропной среде находятся аналитически и весь процесс вычисления лучевых траекторий сводится к суммированию аналитических функций.

Отличительная особенность модифицированного метода заключается в том, что пространственная сетка разбиений дуги большого круга не является жестко заданной и изменяется при переходе к новой лучевой траектории. Это обстоятельство сближает предложенный способ с методом характеристик в случае изотропной ионосферы без существенной потери точности. Положительным моментом рассматриваемого способа является и то, что шаг пространственной сетки может быть достаточно большим, и лучевая траектория строится за малое число таких шагов, что позволяет заметно сократить затраты машинного времени [11].

Действие магнитного поля Земли на траекторные характеристики (углы места парциальных лучей, групповые задержки) учитывается приближенно при помощи поправок к рабочей частоте [12].

Во всех случаях параметры геомагнитного поля в узлах пространственно-временной сетки находятся по компонентам вектора напряженности поля, заданного глобальной моделью. В промежуточных точках параметры поля, аналогично параметрам ионосферной модели, аппроксимируются кубическими сплайнами в плоскости большого круга. При этом для определения поправок используются значения, найденные в средней точке трассы на высоте 100 км. Подробно алгоритм построения траекторий описан в работе [13].

После вычисления поправок к рабочей частоте для каждой компоненты решается задача точка-точка (граничная задача). Для вычисления корней (углов места) используется комбинация методов бисекции и секущих, что обеспечивает быструю сходимость итерационного процесса при минимальном количестве вычислений. С решением граничной задачи также связан процесс поиска МПЧ для данной трассы и предельных частот лучей. При этом нет необходимости искать все решения граничной задачи, достаточно только установить факт их существования.

Пространственное ослабление в горизонтально-неоднородной ионосфере определяется соотношением, определяющим пространственную расходимость лучей [14].

Ионосферное поглощение рассчитывается по обобщенной теореме эквивалентности, устанавливающей связь между интегральным поглощением при наклонном и вертикальном распространении в сферической горизонтально-неоднородной магнитоактивной ионосфере при произвольной ориентации трассы относительно магнитного меридиана [15].

Расчет поглощения при вертикальном падении для каждой из нормальных волн выполняется численным интегрированием мнимой части показателя преломления Эпплтона по высоте с помощью квадратурных формул Гаусса с двадцатью узлами. Таким образом, находится поглощение во всех слоях ионосферы вплоть до точки отражения. При этом погрешность расчета столкновительных потерь обоих магнитоионных компонент не превышает 2 дБ.

Поляризационные потери, обусловленные несоответствием поляризации характеристических волн с поляризационными характеристиками передающих и приемных антенн, могут достигать 20–30 дБ. Количественно поляризационные потери принято характеризовать коэффициентом связи, который записывается в виде суммы $F = F_1 + F_2$. Коэффициент F_1 определяет долю энергии, переходящую из падающей волны в волну характеристическую при входе в ионосферу, а F_2 – равен отношению энергии, принятой антенной, к энергии волны, вышедшей из ионосферы. Параметры эллипсов поляризации на входе и выходе из ионосферы рассчитываются по известной методике на основе теории предельной поляризации [16, 17].

Потери за счет отражения от Земли при многоскачковом распространении осуществляется в следующей последовательности:

- в результате построения траектории вычисляются координаты точки прихода луча на земную поверхность;
- по встроенной цифровой карте определяются параметры подстилающей поверхности: диэлектрическая проводимость и проницаемость;
- рассчитываются потери, методика расчета базируется на формулах Френеля [18].

Суммарная напряженность электрического поля (действующее значение) i -го луча, отразившегося от регулярных слоев ионосферы, находится по формуле:

$$E_i = 104.77 + 10 \lg(P) - L - L_s - L_p - L_r + G, \text{ дБ (мкВ/м)},$$

где P – мощность передатчика в кВт; остальные слагаемые в дБ: L – ионосферное поглощение, L_s – пространственное ослабление, L_p – потери за счет поляризационного рассогласования эллипса поляризации падающей на ионосферу волны и эллипса поляризации возбуждаемой магнитоионной компоненты, L_r – потери при отражении от поверхности Земли, G – коэффициент усиления передающей антенны. Суммарная напряженность интерференционного поля в точке приема (действующее значение) вычисляется как результат некогерентного сложения n парциальных лучей с напряженностью поля E_i каждый. Суммарное действующее значение напряжения сигнала на входе приемника в дБ относительно 1 мкВ находится с учетом действующей длины приемной антенны и ее коэффициента усиления.

При выборе алгоритма расчета ОРЧ принималось во внимание следующее:

- минимальное столкновительное поглощение соответствует высокочастотной части диапазона возможных рабочих частот, т. е. вблизи МПЧ;
- частотная зависимость напряженности поля вблизи МПЧ слабо выражена;
- на этих же частотах наблюдается минимальная многолучевость, и память канала.

В результате ОРЧ должна находиться вблизи МПЧ, и основным критерием при выборе алгоритма целесообразно считать обеспеченность отражения в течение времени, на которое распространяется прогноз. Эта частота равна $k \cdot \text{МПЧ}$.

Известно, что при спокойном состоянии ионосферы связь в течение 90% можно осуществлять на частотах, которые в среднем на 15% ниже медианной за месяц МПЧ, т.е. $k \approx 0,85$. В общем же случае k зависит от географической широты и времени суток. Поэтому используется соотношение $\text{ОРЧ} = k \cdot \text{МПЧ}$.

МПЧ рассчитывается, согласно рекомендации [19], как минимальная рабочая частота, на которой при заданной мощности излучения напряженность электрического поля сигнала в пункте приема (или напряжение на входе приемника) превышает напряженность поля шумов (или уровень шума на входе приемника) на заданное значение ΔE .

Радиопомехи (шумы) на входе приемника являются случайными процессами, закономерности которых зависят от многих факторов. Напряженность поля непреднамеренных помех складывается из помех атмосферных, космических, станционных и промышленных. Прогноз атмосферных, космических и промышленных помех, проверенный на практике и рекомендованный МСЭ-Р [20] представляет собой данные о предполагаемых величинах перечисленных помех, их зависимости от географических координат пункта приема, от частоты и изменчивости во времени. Все данные сгруппированы по четырем сезонам: зима, весна, лето, осень и по четырехчасовым интервалам местного времени в пункте приема. В свою очередь, прогноз для каждого сезона и временного интервала состоит из трех семейств кривых: изолиний, соответствующих медианным значениям рабочего коэффициента помех в зависимости от географических координат на карте мира и рабочей частоты.

Суммарная напряженность поля помех естественного происхождения определяется наибольшей величиной из значений космических шумов и атмосферных помех.

Промышленные помехи находятся в соответствии с рекомендацией МСЭ-Р [20].

Определение качества связи осуществляется по алгоритму [21], основанному на рекомендациях МСЭ-Р. При этом качество связи характеризуется категорией обслуживания, временем действия и вероятностью обслуживания.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-05-80023 .

Список литературы

1. Bilitza D., IRI the International Standard for the Ionosphere // *Adv. Radio Sci.* — 2018. — Vol 16. — P. 1–11.
2. Caruana J., The IPS monthly T index, Solar-Terrestrial Predictions // *Proc. of a Workshop at Leura, Australia Oct 16–20*, — 1990. — P. 257–263.
3. Wrenn G. L., Time-weighted accumulations $ap(\tau)$ and $Kp(\tau)$ // *J. Geophys. Res.* — 1987. — Vol. 92. — P. 10125–10129.
4. Nava B., Coisson P., Radicella S. M., A new version of the NeQuick ionosphere electron density model // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* — 2008. — Vol. 70, № 15 — P. 1856–1862.
5. Hardy R. L., Multiquadric equations of topography and other irregular surfaces // *J. Geophys. Res.* — 1971. — Vol. 67. — P. 1905–1915.
6. Терехин Ю. Л. и Михайлов А. В. Новый подход к решению задачи пространственной аппроксимации поля наблюдаемых значений foF2 // *Геомагнетизм и аэрономия* — 1992. — Т. 32, № 2. — P. 60–67.
7. Barabashov B. G., Anishin M. M., and Radio L. P. Field Strength Prediction for Short and Medium-Range Ionospheric Radiopaths // *Proceedings of Ionospheric Effects Symposium, Alexandria, VA, (USA), May 13-15*. — 2008. — P. 341–346.
8. Barabashov B. G., Anishin M. M., and Pelevin O. Y. High-frequency field strength prediction for ionospheric propagation at short- and medium- range radio paths // *Radio Sci.* — 2009. — Vol. 44. — RS0A18, doi:10.1029/2008RS004038.
9. https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php
10. Curtis A. R. A two-dimensional ray-tracing program // *U.K. Atom. Energy AWRE Report* — 1972. — No. 34/72.
11. Рекомендация МСЭ-R P.533-11 (02/2012). Метод для прогнозирования рабочих характеристик ВЧ-линий. Серия Р. Распространение радиоволн <http://www.itu.int/rec/R-REC-P.533-11-201202-I/en>.
12. Кияновский М. П., Зарянова Л. и др. Метод рефракционного интеграла и его применение к расчету радиотрасс // *Техника средств связи, Сер. СС.* — 1987. — № 5. — С. 4–13.
13. Norman R. J., Cannon P. S. An evaluation of a new two-dimensional analytic ionospheric ray tracing technique // *Segmented method for analytic ray tracing (SMART)*. *Radio Sci.* — 1999. — Vol. 34, № 2. — P. 489–499.
14. Барабашов Б. Г., Анишин М. М. Прогнозирование характеристик декаметровых каналов связи. // *Труды НИИР.* — 2002. — С. 99–103.
15. Барабашов Б. Г., Вертоградов Г. Г. Расчет максимальных применимых частот КВ линий связи с учетом магнитного поля Земли // *Радиотехника.* — 1981. — Т. 36, № 12. — С. 35–37.
16. Анишин М. М. Моделирование и исследование полей декаметровых волн. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. Ростов-на-Дону, РГУ, 2003. — 277 с.
17. Керблай Т. С., Ковалевская Е. М. О траекториях коротких радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1974. — 160 с.
18. Барабашов Б. Г., Вертоградов Г. Г. Обобщение теоремы эквивалентности по поглощению декаметровых радиоволн на случай сферической магнитоактивной ионосферы // *Труды НИИР.* — 1989. — № 2. — С. 50–54.
19. Moorat A. J. G., Bradley P. A. Wave polarization and its influence on the power available from a radio signal propagated through the ionosphere. - Part 1, 2. // *Electronics Record*. Reprinted from *Proceed. IEEE.* — 1968. — Vol. 115, № 5/6. — P. 771–781.
20. Phillips G. J., Knight P. Effects of polarization on a medium-frequency sky-wave service, including the case of multihop paths // *Proc. IEEE.* — 1965. — Vol. 112, № 1. — P. 31–39.
21. CCIR. Supplement to report 252-2. Second CCIR computer based interim method for estimating sky-wave field strength and transmission loss at frequencies between 2 and 30 MHz — Geneva. — 1982. — 32 p.

Том I, с. 83–91

УДК: 530.1

ДИНАМИКА НЕОДНОМЕРНЫХ ВОЛНОВЫХ СТРУКТУР СОЛИТОННОГО И ВИХРЕВОГО ТИПОВ В КОМПЛЕКСНЫХ СПЛОШНЫХ СРЕДАХ, ВКЛЮЧАЯ АТМОСФЕРУ, ГИДРОСФЕРУ И КОСМИЧЕСКУЮ ПЛАЗМУ

В. Ю. Белашов¹, Е. С. Белашова², О. А. Харшиладзе³

¹ Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: vybelashov@yahoo.com

² Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева

КНИТУ–КАИ, 420111, г. Казань, ул. К. Маркса, 10

E-mail: bel_lena@mail.ru

³ Тбилисский государственный университет им. Ив. Джавахишвили,

Грузия, 380043, г. Тбилиси, ул. Университетская, 2

E-mail: oleg.kharshiladze@gmail.com

Аннотация. Представлены результаты теоретических и численных исследований структуры и динамики 2D- и 3D-солитонов и нелинейных волн, описываемых уравнениями классов Кадомцева–Петвиашвили, 3-DNLS, а также вихревых систем, описываемых уравнениями эйлерового типа. Рассматриваются обобщения, относящиеся к комплексным физическим средам, учитывающие высшие дисперсионные поправки, диссипацию, неустойчивости и стохастические флуктуации соответствующих волновых полей. Особое внимание уделено приложениям теории в различных областях современной физики, включая физику плазмы, гидродинамику и физику верхней атмосферы.

Ключевые слова: солитоны; вихри; обобщенное уравнение КП; уравнение DNLS; уравнения Эйлера; теория; численное моделирование; устойчивость; асимптотики; взаимодействие; БМЗ волны; ионно-звуковые волны; плазма; атмосфера

DYNAMICS OF MULTIDIMENSIONAL WAVE STRUCTURES OF THE SOLITON AND VORTEX TYPES IN COMPLEX CONTINUOUS MEDIA INCLUDING ATMOSPHERE, HYDROSPHERE AND SPACE PLASMA

V. Yu. Belashov, E. S. Belashova, O. A. Kharshiladze

Abstract. The results of theoretical and numerical study of the structure and dynamics of 2D and 3D solitons and nonlinear waves described by Kadomtsev–Petviashvili, 3-DNLS classes of equations and also the vortex systems described by Euler-type equations are presented. The generalizations (relevant to various complex physical media), accounting for high-order dispersion corrections, dissipation, instabilities, and stochastic fluctuations of the wave fields are considered. Special attention is paid to the applications of the theory in different fields of modern physics including plasma physics, hydrodynamics and physics of the upper atmosphere.

Keywords: solitons; vortices; generalized KP equation; DNLS equation; Euler equations; theory; numerical simulation; stability; asymptotes; interaction; FMS waves; ion-acoustic waves; plasma; atmosphere

Введение

В работе представлены основные результаты по теоретическому и численному исследованию динамики 2D и 3D нелинейных волновых структур солитонного и вихревого типов, описываемой уравнениями класса Кадомцева–Петвиашвили (КП), обобщенными на случай переменной в пространстве и во времени дисперсии, с учетом дисперсионных эффектов высшего порядка и процессов диссипации, уравнениями типа 3-DNLS и системой дифференциальных уравнений эйлерового типа. Такие объекты интересны тем, что их изучение играет важную роль как при исследовании их общей динамики, так и при моделировании нелинейных волновых процессов в

верхней атмосфере (ионосфере) и гидросфере, а также при изучении распространения волновых структур в замагниченной плазме. Актуальность тематики определяется существующими проблемами теории неоднородных нелинейных волн и вихревых образований в средах с дисперсией, той ролью, которую могут играть волновые процессы гидродинамического типа в диспергирующих средах, а также необходимостью учета, в отличие от классических моделей, эффектов, свойственных реальным средам.

Классы нелинейных GKP- и DNLS-моделей

В качестве исходных, считая дисперсию пренебрежимо малой, будем рассматривать следующую систему уравнений гидродинамики с граничными условиями [1]:

$$\begin{aligned} \partial_t \mathbf{v} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} + (c^2/\rho) \nabla \rho = 0, \quad \partial_t \rho + \nabla (\rho \mathbf{v}) = 0; \\ \partial_t \Phi + \frac{1}{2} (\nabla \Phi)^2 + \frac{c^2(\rho - \rho_0)}{2\rho} + \frac{c^2 z}{\rho} = 0, \quad \Delta \Phi = 0, \\ \partial_t \eta + \partial_x \eta \partial_x \Phi + \partial_y \eta \partial_y \Phi - \partial_z \Phi = 0, \quad \partial_t \Phi + \frac{1}{2} (\nabla \Phi)^2 + (c^2/\rho) \eta = 0, \\ z = \eta(x, y, t), \quad \partial_z \Phi|_{z=-\rho_0} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где введены понятия обобщенных плотности ρ и скорости «звука» $c(\rho)$ в пренебрежении дисперсией. Система (1), в зависимости от смысла, который мы придаем входящим в неё функциям и переменным, описывает:

- волны на поверхности жидкости: $\rho \equiv H$ – имеет смысл глубины жидкости, а скорость $c(\rho) = c_0 = \sqrt{gH}$ – фазовая скорость волн малой амплитуды;
- ионно-звуковые волны в плазме: ρ – плотность газа, $c(\rho) = c_0 = c_s = \sqrt{T_e/m}$ – скорость ионного «звука»;
- быстрые магнитозвуковые (БМЗ) волны в замагниченной плазме: $\rho \equiv B$ – имеет смысл магнитного поля волны, $c(\rho) = c(B) = v_A = B/\sqrt{4\pi n m}$ – альфвеновская скорость; n – концентрация электронов, $m = m_e + m_i$ – сумма масс плазменных компонент – электрона и иона.

Остальные обозначения стандартные. Первые два уравнения – это уравнения движения и непрерывности для обобщенных скорости и плотности соответственно. Для волн на мелкой воде \mathbf{v} – скорость частиц («массовая» скорость), для ионно-звуковых волн – скорость ионного «звука», для МЗ волн $\mathbf{v} \equiv \mathbf{h} = \mathbf{H}_\sim/\mathbf{H}_0$ – безразмерное магнитное поле (\mathbf{H}_\sim – магнитное поле волны). Следующие два уравнения – уравнения для потенциала (движение газа предполагается потенциальным: $\mathbf{v} = \text{grad}\Phi$), последние четыре соотношения – граничные условия, где, например, для жидкости третье и четвертое соотношения могут быть интерпретированы соответственно как уравнение поверхности жидкости и граничное условие на дне, т. е. при $z = -H$.

Таким образом, будем осуществлять общий подход, отвлекаясь от конкретного вида среды, т. е. будем в дальнейшем работать с обобщенными уравнениями.

Используя разложение по степеням малых параметров, как это сделано в [1, 2], можно получить следующее обобщенное уравнение:

$$\partial_t u + \alpha u \partial_x u + \beta \partial_x^3 u = \mathfrak{R} \quad (2)$$

в котором, например, для волн на поверхности жидкости

$$\alpha = 3c_0/2H, c_0 = (gH)^{1/2}, \quad \mathfrak{R} = -(c_0/2)\nabla_\perp w, \quad \partial_x w = \nabla_\perp u; \quad \beta = \frac{c_0}{6} \left(\frac{3\sigma}{\rho g} - H^2 \right).$$

Отметим, что когда $H \rightarrow (3\sigma/\rho g)^{1/2}$, дисперсия в среде как бы исчезает, и чтобы учесть этот «нефизичный» эффект, необходимо удержать следующий по порядку член в разложении полного дисперсионного уравнения по k , в функционале $\mathfrak{R}[u]$ появляется при этом дисперсионная поправка $-\gamma \partial_x^5 u$, где коэффициент $\gamma = (c_0/6) [H^2(\frac{2}{3}H^2 - \sigma/\rho g) - \frac{1}{12}(3\sigma/\rho g - H^2)^2]$.

Для БМЗ-волн в замагниченной плазме, возбуждаемых при $B_0^2 \gg 8\pi nT$ в области частот $\omega \ll \omega_{Bi}$, в уравнении (2) $\mathfrak{R} = \kappa \nabla_{\perp} w$, $\partial_x w = \nabla_{\perp} u$ и дисперсионный коэффициент имеет вид $\beta = v_A (c^2/2\omega_{0i}^2)(\cot^2 \theta - m_e/m_i)$. Понятно, что когда угол между волновым вектором и магнитным полем $\theta \rightarrow \arctan(m_i/m_e)^{1/2}$, имеет место аналогичная ситуация, и функционал $\mathfrak{R}[u]$ в (2) должен быть дополнен членом $-\gamma \partial_x^5 u$, с коэффициентом дисперсии следующего порядка: $\gamma = v_A (c^4/8\omega_{0i}^4)[3(m_e/m_i - \cot^2 \theta)^2 - 4 \cot^4 \theta (1 + \cot^2 \theta)]$.

При учете диссипативных эффектов в среде могут иметь место два случая. Если затухание Ландау мало, тогда в дисперсионном соотношении появляется поправка $-i\nu k_x^2$, оно приобретает вид $\omega = c_0 k (1 - i\mu k - \beta k^2/c_0)$ и, следовательно, в правой части (2) появляется член $\mathfrak{R}[u] = \nu \partial_x^2 u$, где, как показано в [1, 2], например, для ионно-звуковых волн в плазме без магнитного поля коэффициент $\nu = (\rho_0/2\rho)(c_{\infty}^2 - c_0^2) \tau \int_0^{\infty} \xi \varphi(\xi) d\xi$ имеет смысл коэффициента релаксационного затухания «звуковых» колебаний, а c_{∞} и c_0 представляют собой скорости высокочастотного и низкочастотного «звука» (последняя совпадает с $c_s = (T_e/m_e)^{1/2}$); функция $\varphi(t, \tau)$ определяет релаксационный процесс. Если же затухание Ландау является существенным, то диссипация может быть учтена введением в правую часть (2) интегрального члена $\mathfrak{R}[u] = -\hat{L}[u] = -\sigma \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk}{2\pi} |k| \int_{-\infty}^{\infty} u(x') e^{ik(x-x')} dx'$, где $\sigma = c_0(\pi m_e/8m_i)^{1/2}$. Закон дисперсии примет вид $\omega = c_0 k (1 - i\sigma|k|/c_0 - \beta k^2/c_0)$. Ограничимся гидродинамическим приближением, когда, например, для плазмы $\omega \ll \omega_{0e}$, т.е. обратный временной масштаб ионных колебаний много меньше электронной плазменной частоты $\tau^{-1} \ll (4\pi n_0 e^2/m)^{1/2}$ (в этом случае для $T_e \gg T_i$ затухание Ландау пренебрежимо мало). С учетом всех рассмотренных эффектов можно записать обобщенное уравнение КП (уравнение GKP) в следующем виде:

$$\partial_x (\partial_t u + \alpha u \partial_x u - \nu \partial_x^2 u + \beta \partial_x^3 u + \gamma \partial_x^5 u) = \kappa \Delta_{\perp} u, \quad (3)$$

что соответствует в линейном приближении дисперсионному соотношению

$$\omega \approx c_0 k_x [1 + k_{\perp}^2/2k_x^2 - i\nu k_x/c_0 + (-\beta k_x^2 + \gamma k_x^4)/c_0].$$

Обобщим теперь (3) на еще один класс моделей, описывающих другую ветвь колебаний – альфвеновские волны. Следуя [3] запишем модифицированную GKP+DNLS модель в виде: $\partial_t u + \hat{A}(t, u)u = f$, $f = \kappa \int_{-\infty}^x \Delta_{\perp} u dx$, $\Delta_{\perp} = \partial_y^2 + \partial_z^2$. Данная модель описывает два класса систем:

- уравнения класса GKP, если $\hat{A}(t, u) = \alpha u \partial_x - \partial_x^2 (\nu - \beta \partial_x - \gamma \partial_x^3)$, тогда она приобретает вид, аналогичный (3): $\partial_{\eta} (\partial_t u + \alpha u \partial_{\eta} u - \nu \partial_{\eta}^2 u + \beta \partial_{\eta}^3 u + \gamma \partial_{\eta}^5 u) = \kappa \Delta_{\perp} u$, $\Delta_{\perp} = \partial_{\zeta_1}^2 + \partial_{\zeta_2}^2$;
- уравнения класса DNLS, если $\hat{A}(t, u) = 3s |p|^2 u^2 \partial_x - \partial_x^2 (i\lambda + \nu)$, где

$$u = h = (B_y + iB_z)/2B_0 |1 - \beta|^{1/2}, \quad \mathbf{h} = \mathbf{B}_{\perp}/B_0, \quad p = (1 + ie).$$

В этом случае модель приобретает вид 3D обобщенного уравнения DNLS – 3-DNLS:

$$\partial_t h + s \partial_x (|h|^2 h) - i\lambda \partial_x^2 h - \nu \partial_x^2 h = \sigma \int_{-\infty}^x \Delta_{\perp} h dx.$$

Обе модели не являются в математическом смысле полностью интегрируемыми, аналитически мы можем только выполнить анализ устойчивости неодномерных решений – на основе метода исследования трансформационных свойств гамильтониана соответствующей системы [2], и качественный и асимптотический анализ неодномерных решений: построить классификацию решений в $(n-1) \times d$ – фазовом пространстве и по характеру асимптотик [4].

Анализ устойчивости неодномерных решений

Уравнение GKP запишем в гамильтониновском виде: $\partial_t u = \partial_x (\delta \mathcal{H} / \delta u)$ с гамильтонианом $\mathcal{H} = \int [-(\varepsilon/2)(\partial_x u)^2 + (\lambda/2)(\partial_x^2 u)^2 + (\nabla_{\perp} \Delta_{\perp} v)^2/2 - u^3] d\mathbf{r}$ имеющим смысл энергии системы. Рассмотрим вариационную задачу: $\delta(\mathcal{H} + vP_x) = 0$, $P_x = \frac{1}{2} \int u^2 d\mathbf{r}$. Такая запись означает, что

все финитные решения есть стационарные точки гамильтониана \mathcal{H} при фиксированной проекции импульса P_x . Задача устойчивости состоит в том, что, в соответствии с теоремой Ляпунова, в динамической системе точки, которые отвечают минимуму или максимуму \mathcal{H} , являются абсолютно устойчивыми. Рассмотрим деформации \mathcal{H} , сохраняющие проекцию импульса P_x :

$$u(x, \mathbf{r}_\perp) \rightarrow \zeta^{-1/2} \eta^{(1-d)/2} u(x/\zeta, \mathbf{r}_\perp/\eta)$$

Гамильтониан уравнения GKP, как функция деформационных переменных, приобретает вид $\mathcal{H}(\zeta, \eta) = a\zeta^{-2} + b\zeta^2\eta^{-2} - c\zeta^{-1/2}\eta^{(1-d)/2} + e\zeta^{-4}$ где $a = -(\varepsilon/2) \int (\partial_x u)^2 dr$, $b = (1/2) \int (\nabla_\perp \partial_x v)^2 dr$, $c = \int u^3 dr$, $e = (\lambda/2) \int (\partial_x^2 u)^2 dr$. Необходимое условие экстремума:

$$\partial_\zeta \mathcal{H} = 0, \quad \partial_\eta \mathcal{H} = 0. \quad (4)$$

Достаточное условие минимума гамильтониана:

$$\begin{vmatrix} \partial_\zeta^2 \mathcal{H}(\zeta_i, \eta_j) & \partial_{\zeta\eta}^2 \mathcal{H}(\zeta_i, \eta_j) \\ \partial_{\zeta\eta}^2 \mathcal{H}(\zeta_i, \eta_j) & \partial_\eta^2 \mathcal{H}(\zeta_i, \eta_j) \end{vmatrix} > 0, \quad \partial_\zeta^2 \mathcal{H}(\zeta_i, \eta_j) > 0. \quad (5)$$

Совместное решение (4), (5) позволяет получить результаты, представленные на рис. 1, 2. Таким образом, мы доказали возможность существования в GKP модели абсолютно и локально устойчивых решений, условия устойчивости 2D- и 3D-солитонных решений представлены в [3].

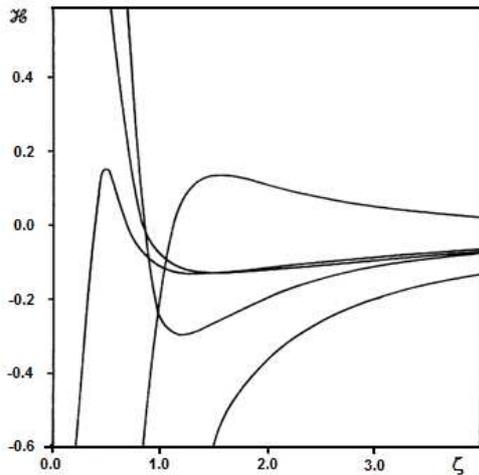


Рис. 1. Изменение $\mathcal{H}(\zeta, \eta)$ при $d=2$ для различных значений коэффициентов вдоль линий $\eta = [(4b/c)^2 \zeta^5]^{1/3}$.

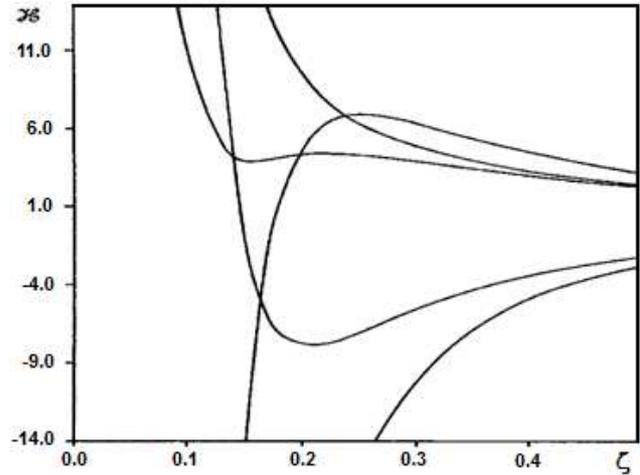


Рис. 2. Изменение $\mathcal{H}(\zeta, \eta)$ при $d=3$ для различных значений коэффициентов вдоль линий $\eta = (2b/c) \zeta^{5/2}$.

Для исследования устойчивости решений уравнения 3-DNLS оно также записывается в гамильтонианском виде [2]: $\partial_t h = \partial_x (\delta \mathcal{H} / \delta h)$ с гамильтонианом

$$\mathcal{H} = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{2} |h|^4 + \lambda s h h^* \partial_x \varphi + \frac{1}{2} \sigma (\nabla_\perp \partial_x w)^2 \right] dr, \quad \partial_x^2 w = h, \quad \varphi = \arg(h).$$

Вариационная задача формулируется следующим образом: $\delta(\mathcal{H} + v P_x) = 0$, $P_x = \frac{1}{2} \int |h|^2 dr$. Как и в предыдущем случае, все финитные решения есть стационарные точки гамильтониана при фиксированной проекции импульса P_x . Решая задачу устойчивости, рассмотрим деформации \mathcal{H} , сохраняющие проекцию импульса P_x : $h(x, \mathbf{r}_\perp) \rightarrow \zeta^{-1/2} \eta^{-1} h(x/\zeta, \mathbf{r}_\perp/\eta)$, $\zeta, \eta \in \mathbb{C}$.

Гамильтониан уравнения 3-DNLS приобретает вид $\mathcal{H}(\zeta, \eta) = a\zeta^{-1}\eta^{-2} + b\zeta^{-1} + c\zeta^2\eta^{-2}$, где $a = (1/2) \int |h|^4 dr$, $b = \lambda s \int h h^* \partial_x \varphi dr$, $c = (\sigma/2) \int (\nabla_\perp \partial_x w)^2 dr$. Анализ ограниченности гамильтониана \mathcal{H} выполнялся аналогично случаю GKP. Доказана возможность существования в модели 3-DNLS абсолютно и локально устойчивых 3D-решений и получены условия их устойчивости (т. е. области значений коэффициентов уравнения) [3].

Асимптотики и структура 2D-решений уравнений GKP-класса

Асимптотики решений уравнений GKP-класса были подробно исследованы в работе [4] для функции $w = u(\eta, \zeta, t)/V$. При этом было получено

– для случаев $V > 0, \gamma = -1$ и $V < 0, \gamma = -1$:

$$w = A_1 \exp \left\{ (2\gamma)^{-1/2} \left[C^2 + \sqrt{C^4 \pm 2\gamma} \right]^{1/2} \chi \right\},$$

т. е. решения экспоненциально затухают на $\pm\infty$;

– для случая $V < 0, \gamma = 1$:

$$w = A_2 \exp \left\{ \left(2C^{-1}\gamma^{-1/2} \right)^{-1} \left(2C^{-2}\gamma^{1/2} - 1 \right)^{1/2} \chi \right\} \times \\ \times \cos \left\{ \left(2C^{-1}\gamma^{-1/2} \right)^{-1} \left(2C^{-2}\gamma^{1/2} + 1 \right)^{1/2} \chi + \Theta \right\},$$

где A_1, A_2 и Θ – произвольные постоянные, $C = |V|^{-1/4}$, $\chi = (\eta \pm \zeta + (\kappa - V)t)$, т. е. асимптотики являются затухающими осцилляторными.

Таким образом, в зависимости от знаков V и β уравнение GKP может иметь 2D-солитонные решения с монотонными и осциллирующими асимптотиками.

Взаимодействие 2D-солитонов уравнения GKP

При исследовании взаимодействия 2D-солитонов уравнения GKP использовались специально развитые методы численного интегрирования, основанные на конечно-разностных и спектральных подходах [2]. В многочисленных сериях компьютерных экспериментов было установлено, что при некоторых значениях дисперсионных коэффициентов могут наблюдаться тривиальные, аналогичные 2D-солитонам уравнения КП, случаи взаимодействия; при некоторых же значениях параметров уравнения (следовательно, среды распространения) может иметь место совершенно нетривиальный (и невозможный в «классической» модели КП) случай формирования устойчивых солитонных пар (связанных состояний) – так называемых bi-солитонов (рис. 3).

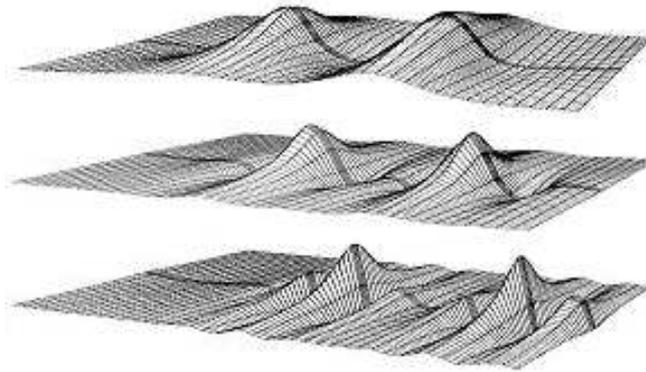


Рис. 3. Формирование 2D bi-солитона при $u_1(0)=1.35, u_2(0)=1.3, \Delta x(0)=6$, сверху вниз: $t=0; t=0.6; t=1.3$.



Рис. 4. Эволюция 2D солитона: $\nu = 1, \beta, \gamma > 0; t = 0.1$.

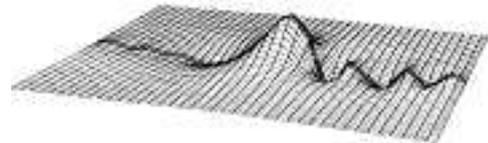


Рис. 5. Эволюция 2D солитона: $\nu = 1, \beta < 0, \gamma > 0; t = 0.2$.

При исследовании влияния диссипации в среде на эволюцию и структуру 2D-солитонов уравнение GKP записывалось в виде $\partial_\eta (\partial_t u + \alpha u \partial_\eta u - \nu \partial_\eta^2 u + \beta \partial_\eta^3 u + \gamma \partial_\eta^5 u) = \kappa \Delta_\perp u$ и интегрировалось численно. Примеры некоторых результатов представлены на рис. 4, 5. Из рисунков можно видеть, что диссипация в системе, наряду с общим затуханием амплитуды волнового поля, непосредственно влияет на структуру 2D-солитонов. Во всех случаях наблюдались: эффект удлинения солитонного «хвоста», уменьшение частоты осцилляций и гашение колебаний позади

главного максимума, а также несимметричные изменения интегралов P и \mathcal{H} во фронтальной и задней «кавернах» (где $u < 0$).

Некоторые приложения модели ГКР

В работах [1–4] были исследованы многочисленные приложения модели уравнений класса ГКР в физике реальных сред с дисперсией, в частности:

- динамика ионно-звуковых и быстрых магнитозвуковых (БМЗ) волн в плазме (ионосфера и магнитосфера Земли, астрофизика, включая релятивистский предел);
- динамика солитонов на поверхности «мелкой» жидкости (гравитационные и гравитационно-капиллярные волны, волны цунами);
- уединенные волновые возмущения в атмосфере и ионосфере, генерируемые импульсными источниками (сейсмические процессы, фронты солнечного затмения и солнечного терминатора, мощные искусственные взрывы – возможность идентификации и пеленгации источников);
- эволюция в средах с переменной дисперсией (волны в жидкости, волны в плазме).

Рассмотрим здесь одно из важных приложений, когда в замагниченной плазме при $\beta \equiv 4\pi nT/B^2 \ll 1$ в области частот $\omega < \omega_B = eB/m_i c$ возбуждаются БМЗ волны, и при $k\lambda_D \ll 1, k_x^2 \gg k_\perp^2, v_x \ll c_A = B^2/4\pi n m_i$ справедливо дисперсионное соотношение $\omega \approx c_A k_x (1 + k_\perp^2/k_x^2 + \chi(\theta) \lambda_D^2 k_x^2)$ (см. работу [4] и многочисленные ссылки в ней). В этом случае, при достаточно высокой температуре ионов ($\beta > m_e/m_i$) «длина» дисперсии: $\chi(\theta) \lambda_D^2 = (A^2/2\omega_{0i}^2) \cot^2 \theta - \frac{1}{2} \rho^2 (3 - \frac{11}{4} \sin^2 \theta)$, где $\rho = v_{Ti}/\omega_B$ – ионный ларморовский радиус. Если $\beta = 4\pi nT/B^2 < m_e/m_i$, структура БМЗ волн зависит от знака дисперсионного коэффициента $\gamma_1 = -c_A \chi(\theta) \lambda_D^2 = c_A (A^2/2\omega_{0i}^2) (m_e/m_i - \cot^2 \theta)$. При этом, вблизи конуса углов, где дисперсия меняет знак, т. е. $|\pi/2 - \theta| \leq (\beta/4)^{1/2}$, $\gamma_1 \rightarrow 0$, что приводит к появлению в дисперсионном уравнении члена, пропорционального пятой степени k , т. е. $\gamma_2 k_x^5$, с коэффициентом

$$\gamma_2 = c_A (c^4/8\omega_{0i}^4) [3(m_e/m_i - \cot^2 \theta)^2 - 4 \cot^4 \theta (1 + \cot^2 \theta)]$$

и в итоге получается уравнение ГКР вида

$$\partial_x (\partial_t h + \alpha h \partial_x h + \gamma_1 \partial_x^3 h + \gamma_2 \partial_x^5 h) = -(c_A/2) \Delta_\perp h. \quad (6)$$

Характер дисперсии при этом определяется соотношением знаков дисперсионных коэффициентов γ_1 и γ_2 . Имеют место следующие случаи (рис. 6):

1. $\gamma_1 > 0, \gamma_2 < 0$ (область В) – случай отрицательной дисперсии;
2. $\gamma_1 > 0, \gamma_2 > 0$ (область А) и $\gamma_1 < 0, \gamma_2 < 0$ (область С) – случаи «смешанной» дисперсии.

Сформулируем следующую задачу. Пусть имеется 3D-стационарный пучок БМЗ-волн, распространяющийся в плазме под углом к магнитному полю вблизи конуса $\theta = \arctan(m_i/m_e)^{1/2}$. Выполняя масштабные преобразования в (6), осуществим переход к граничной задаче:

$$\partial_t (\partial_x h + 6 h \partial_t h - \varepsilon \partial_t^3 h - \lambda \partial_t^5 h) = \Delta_\perp h, \quad (7)$$

где $\Delta_\perp = \partial_\rho^2 + (1/\rho) \partial_\rho$ (аксиально-симметричная геометрия). Задача (7) решалась численно [1] с условием $h_0 = h(t, 0, \rho) = \cos(mt) \exp(-\rho^2)$ на границе $x = 0$: т. е. был задан гармонический по времени и ограниченный в поперечном направлении пучок БМЗ волн. Основные численные результаты представлены на рис. 7. Видно, что в областях углов В и С (кривые 3, 4) при распространении наблюдается рассеяние «магнитного звука», в области А (кривые 1, 2) вначале происходит подфокусировка пучка, затем, вследствие нелинейного насыщения, наблюдается его некоторая дефокусировка, а затем эволюция приводит к формированию устойчивого стационарного пучка БМЗ волн, т. е. 3D-солитона БМЗ. Отметим, что такое явление в стандартной модели КП (кривая 5) не наблюдается, и только учет более тонких дисперсионных эффектов позволил его впервые обнаружить.

На рис. 8 показано решение задачи эволюции пучка БМЗ волн, отвечающее стадии максимума его амплитуды, где можно наблюдать постепенное отставание «крыльев» пучка в процессе эволюции от его главного максимума (а) и затем – их «схлопывание» с формированием локализованной позади максимума кольцевой структуры БМЗ (b).

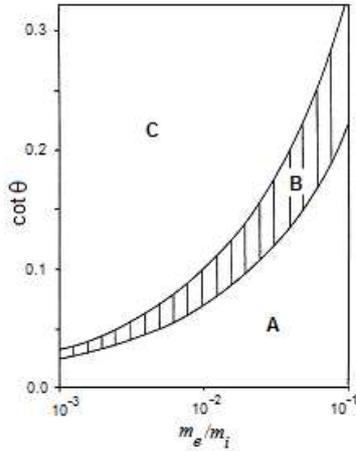


Рис. 6. Характер дисперсии для БМЗ-волн в зависимости от угла θ и отношения m_e/m_i .

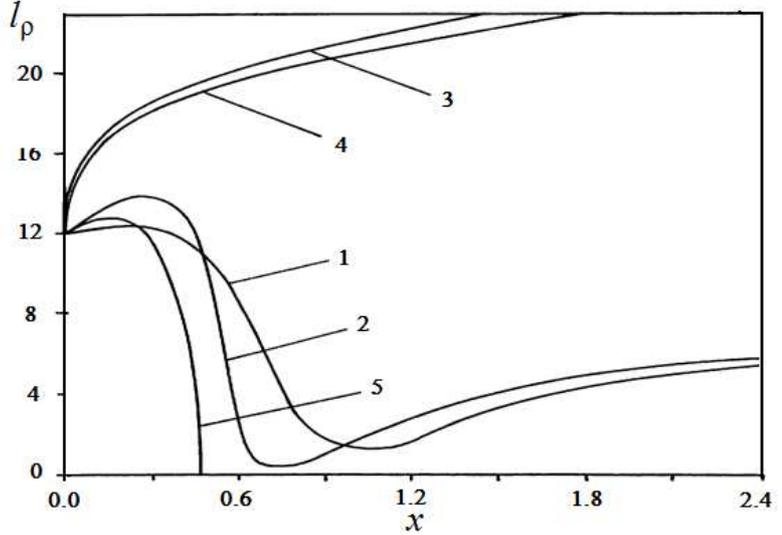


Рис. 7. Изменение поперечного сечения пучка БМЗ-волн при его распространении вдоль оси x .

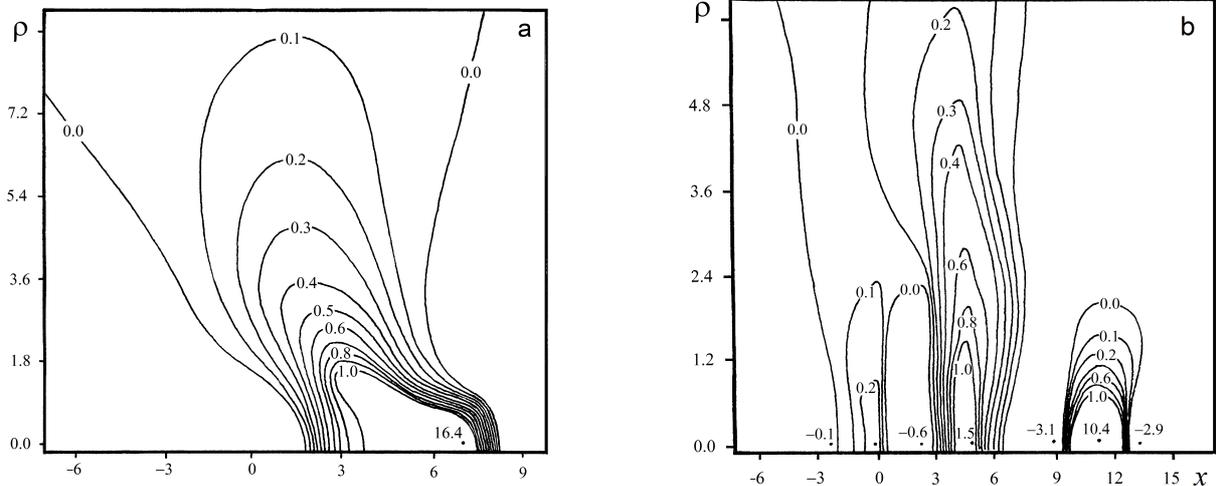


Рис. 8. Решение в плоскости (x, ρ) , отвечающее стадии максимума амплитуды.

Уравнения Эйлера и динамика вихревых структур

В качестве исходных рассмотрим уравнения Эйлера:

$$\partial_t \mathbf{v} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\rho^{-1} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v}, \quad \nabla \cdot \mathbf{v} = 0,$$

где ν – кинематическая вязкость. Для исследования вихревого движения, исключая давление p и вычисляя rot , переходим к уравнению переноса для плотности ρ и к уравнению Пуассона для функции тока ψ :

$$\partial_t \rho + (\mathbf{v} \nabla) \rho = \nu \nabla^2 \rho, \quad \Delta \psi - f = -\rho, \quad \mathbf{v} = B^{-1}[\nabla, \psi \mathbf{e}_z], \quad \mathbf{e}_z = \mathbf{e}_x \times \mathbf{e}_y. \quad (8)$$

Уравнения (8) описывают сплошную среду (невязкая несжимаемая жидкость) или квазичастицы (заряженные нити, вытянутые вдоль однородного поля \mathbf{B}) с кулоновским взаимодействием. Смысл входящих в (8) переменных зависит от типа среды. Для моделирования нами использовался модифицированный метод контурной динамики, развитый в [5].

На рис. 9 приведен пример моделирования эволюции синоптического вихря в сравнении со спутниковым снимком вихря. Видно, что результат моделирования хорошо отражает основные свойства эволюции, включая образование вихревой пелены циклонального образования.

На рис. 10 приведен пример моделирования взаимодействия вихревых образований в жидкости в сравнении с реальной ситуацией, отображенной на кадре аэрофотосъемки. Отчетливо видно, что результатом 4-вихревого взаимодействия является образование сложной структуры, в которой ядро системы состоит из двух внутренних вихрей. Также хорошо видны образующиеся межвихревые пелены, соединяющие вихри системы.

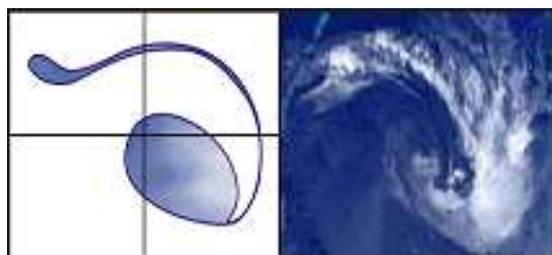


Рис. 9. Моделирование синоптических вихрей циклонического типа.



Рис. 10. Моделирование 4-вихревого взаимодействия в канале Naruto (Япония).

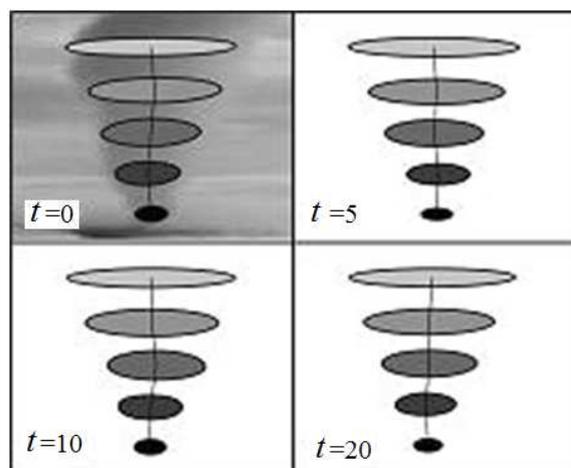


Рис. 11. Моделирование эволюции торнадо.

Рис. 11 иллюстрирует (в сравнении с реальным фотоснимком) результаты моделирования эволюции торнадо при использовании квазидвумерного подхода с послойной аппроксимацией трехмерной вихревой структуры системой вихревых образований конечной площади [5]. Из рисунка видно, что малые поперечные возмущения оси торнадо приводят к слабым колебаниям оси и, в целом, не влияют на структуру и устойчивость вихря. Таким образом, используя принятый в [5] подход, мы можем прогнозировать эволюцию торнадо и моделировать взаимодействие вихрей такого типа.

В качестве других важных приложений могут быть рассмотрены, например,

следующие:

- гидро- и аэродинамика: формирование завихренностей и вихревых цепочек при обтекании твердых тел потоками газа и жидкости;
- моделирование образования и эволюции вихревых структур в астрофизике (спиральная структура галактик, солнечная вспышечная активность – магнитные петли и трубки в солнечной короне);
- проблема магнитного удержания и управляемого термоядерного синтеза;
- спиральные и вихревые движения в плазме, относящиеся к плазменным технологиям.

Благодарности

Работа выполнена за счет средств субсидии в рамках государственной поддержки Казанского федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих

мировых научно-образовательных центров. Работа была поддержана Национальным научным фондом Грузии им. Шота Руставели (SRNF) (грант № FR17 252).

Список литературы

1. Белашов В. Ю. Уравнение КП и его обобщения. Теория, Приложения. – Магадан: СВКНИИ ДВО РАН, 1997. – 162 с.
2. Belashov V. Yu., Vladimirov S. V. Solitary Waves in Dispersive Complex Media. Theory, Simulation, Applications. – Springer-Verlag GmbH & Co. KG, 2005. – 303 p.
3. Belashov V. Yu., Belashova E. S., Kharshiladze O. A. Nonlinear Wave Structures of the Soliton and Vortex Types in Complex Continuous Media: Theory, Simulation, Applications // Lecture Notes of TICMI. V. 18 / Ed. G. Jaiani. – Tbilisi: Tbilisi University Press, 2018. – 90 p.
4. Белашов В. Ю., Белашова Е. С. Солитоны. Теория, моделирование, приложения. – Казань: РИЦ «Школа», 2016. – 273 с.
5. Belashov V. Yu. Interaction of N -vortex structures in a continuum, including atmosphere, hydrosphere and plasma // Adv. Space Res. – 2017. – V. 60. – P. 1878–1890.

СЕКЦИЯ 1

Распространение радиоволн
и дистанционное зондирование верхней
атмосферы и космического пространства

Том I, с. 93–96

УДК: 621.371

МЕТОД БЫСТРОГО РАСЧЕТА ФЛУКТУАЦИЙ ЛУЧЕЙ В ЧАСТИЧНО ДЕТЕРМИНИРОВАННОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Н. Т. Афанасьев, С. О. Чудаев

Иркутский государственный университет, 664003, г. Иркутск, б. Гагарина 20.

E-mail: spacetaklay@gmail.com

Аннотация. Предложен метод быстрого полуаналитического расчета флуктуаций направления распространения лучей в хаотической космической плазме в присутствии детерминированных макромасштабных неоднородностей показателя преломления. В основу метода положено приближенное решение краевой траекторной задачи, полученное с помощью прямого разложения Пуанкаре. Сделан вывод аналитических формул для статистических моментов направления распространения лучей. Получена система дифференциальных уравнений для одновременного численного расчета детерминированной и хаотической рефракции лучей. Приведены примеры реализации предложенного метода для оценки частотно-углового режима радиопросвечивания хаотической плазмы с макромасштабными стратификациями показателя преломления.

Ключевые слова: космическая плазма; детерминированные и случайные неоднородности; лучевое приближение; краевая задача

A FAST COMPUTATION METHOD OF RAY FLUCTUATIONS IN A PARTIALLY DETERMINISTIC SPACE PLASMA

N. T. Afanasiev, S. O. Chudaev

Abstract. A semi-analytical fast computation method has been suggested for fluctuations of the direction of ray propagation in a chaotic space plasma with deterministic macro-scale irregularities of the refractive index. The method is based on the approximate solution of the boundary-value problem for trajectories with the use of direct Poincaré expansion. We have derived analytical expressions for statistical moments of the direction of ray propagation as well as a set of differential equations for calculating simultaneously deterministic and chaotic ray refraction. We have shown examples of implementation of the method suggested to estimate the angle-frequency regime of radio sounding of a chaotic plasma with macro-scale stratifications of the refractive index.

Keywords: space plasma; deterministic and random irregularities; ray-tracing approach; boundary-value problem

Введение

Как известно [1], космическая плазма оказывает существенное воздействие на характеристики распространения радиоволн различных частотных диапазонов. Для количественной оценки этих воздействий необходимы сведения о структуре и параметрах плазменной среды. Современные физические представления космической плазмы указывают на то, что она является многомасштабной неоднородной средой. Для описания неоднородностей плазмы используют как статистические, так и детерминированные модели. В общем случае при решении задач распространения радиоволн в космических условиях требуются модельные представления о частично-детерминированной среде. В качестве детерминированных неоднородностей обычно рассматривают макромасштабные структурные образования. В частности, в ионосферах Венеры, Земли и Марса основными макромасштабными неоднородностями являются средние высотные профили электронной концентрации. В задачах рассеяния радиоизлучения в случайно-неоднородной солнечной короне в качестве такой неоднородности рассматривают средний радиальный профиль ионизации. При интерпретации данных наблюдений мерцаний дискретных космических источников макромасштабными неоднородностями могут быть рукава галактик.

Для расчета характеристик распространения радиоволн в космической плазме широко используется лучевое приближение [2]. Основными физическими эффектами, возникающими в процессе распространения лучей, являются случайная и регулярная рефракция. В результате совместного влияния хаотических и детерминированных неоднородностей направление распространения лучей меняется сложным образом. Под воздействием макромасштабных неоднородностей возможно явление полного внутреннего отражения лучей, формирование теневых зон и зон фокусировок [3]. В частности, такие эффекты могут возникать при распространении радиоволн в ионосферах планет земной группы [4]. Лучевые траектории являются решениями стохастической системы обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка [2]. Задавая отдельную реализацию плазменных неоднородностей, траекторию обычно находят путем численного интегрирования этих уравнений. Моделирование отдельных реализаций неоднородностей плазмы можно выполнить с помощью метода Монте-Карло. Рассчитывая ансамбль реализаций лучевых траекторий, и проводя усреднение по всем реализациям, можно получить статистические моменты направления распространения радиоволн. Однако при таком подходе возникают большие трудности, связанные с решением траекторной задачи с граничными условиями. Для каждой реализации неоднородностей плазмы необходимо проводить пристрелку лучевых траекторий в заданную точку наблюдений. Этот способ требует значительных вычислительных ресурсов и для высокой точности пристрелки трудно реализуем.

Цель работы заключается в создании оперативного метода расчета флуктуаций направления распространения лучей в частично-детерминированной космической плазме с использованием численного интегрирования и асимптотических разложений.

Основные теоретические соотношения

Для расчета флуктуаций направления распространения лучей используем гамильтонову форму стохастических лучевых уравнений [2]:

$$\frac{dr}{dt} = An \cdot \cos \beta, \quad \frac{d\vartheta}{dt} = \frac{An}{r} \cdot \sin \beta, \quad \frac{d\beta}{dt} = \frac{c}{r} \cdot \frac{\partial n}{\partial \vartheta} \cdot \cos \beta - \frac{c}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot n) \cdot \sin \beta, \quad (1)$$

где r, ϑ - текущие координаты луча, β - угол, характеризующий направление распространения луча, функция n является случайной и описывает показатель преломления космической плазмы, dt - элемент группового времени запаздывания, c - скорость света.

Решим краевую траекторную задачу

$$r(t=0) = R, r(t=t_k) = r_k, \vartheta(t=0) = \vartheta_0, \vartheta(t=t_k) = \vartheta_k, \quad (2)$$

где R, r_k и ϑ_0, ϑ_k - радиальные и угловые координаты точек излучения и приема, соответственно. Представим случайный показатель преломления n в виде суммы детерминированной составляющей n_0 и малого случайного возмущения n_1 : $n = n_0 + n_1$, ($n_1 \ll n_0$). Пусть $n_0 = n_0(r)$, $n_1 = n_1(r, \vartheta)$. Решение системы (1) будем искать в виде прямого разложения Пуанкаре, учитывая первый порядок малости: $r = r_0 + r_1$, $\beta = \beta_0 + \beta_1$, $\vartheta = \vartheta_0 + \vartheta_1$.

Проводя в (1) асимптотические разложения и учитывая (2), для дисперсии направления распространения луча в точке наблюдения в случае стратифицированных хаотических неоднородностей показателя преломления плазмы, имеем:

$$\sigma_\beta^2 = \frac{c\sqrt{\pi}}{2 \left(\frac{\partial r_0}{\partial \beta_H}(t_k) \right)^2} \cdot \int_0^{t_k} \left(\frac{\partial r_0}{\partial \beta_H}(t) \right)^2 \frac{R^2 K_1}{r_0^2 a n_0^3} dt, \quad (3)$$

где: K_1 - неоднородная часть корреляционного эллипсоида квазиоднородного случайного поля неоднородностей показателя преломления плазмы, a - масштаб корреляции.

Функцию $\frac{\partial r_0}{\partial \beta_H}(t)$, входящую в (3) можно определить, дифференцируя уравнения (1) по начальному углу выхода β_n . Заметим, что непосредственный расчёт по формуле (3) достаточно

сложен, поскольку для вычисления дисперсии направления луча в точке наблюдения необходимо знать подынтегральные функции на всей детерминированной траектории, соединяющей точки приема и излучения. Последнее возможно при многократном решении детерминированной системы лучевых уравнений (1) (при $n_1=0$), но данная вычислительная процедура занимает значительное время. Учитывая эти трудности, для расчета дисперсии направления распространения луча в частично-детерминированной плазме сделаем аналитическое преобразование интегрального выражения (3). Считая в (3) верхний предел переменным и дифференцируя интеграл по этому пределу, можно перейти от (3) к обыкновенному дифференциальному уравнению первого порядка. Присоединяя систему уравнений (1) и систему для определения функции $\frac{\partial r_0}{\partial \beta_H}(t)$ к уравнению для дисперсии (3), получим полную систему уравнений для одновременного расчёта детерминированной траектории и дисперсии направления прихода флуктуирующего луча:

$$\begin{aligned} \frac{dr_0}{dt} &= cn_0 \cdot \cos \beta_0, & \frac{d\beta_0}{dt} &= \frac{An_0}{r_0} \cdot \sin \beta_0, & \frac{d\beta_0}{dt} &= -\frac{c}{r_0} \cdot \frac{\partial}{\partial r_0} (r_0 \cdot n_0) \cdot \sin \beta_0, \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial r_0}{\partial \beta_H} \right) &= \frac{\partial}{\partial \beta_H} \{An_0 \cdot \cos \beta_0\}, & \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \beta_0}{\partial \beta_H} \right) &= \frac{\partial}{\partial \beta_H} \left\{ -\frac{c}{r_0} \cdot \frac{\partial}{\partial r_0} (r_0 \cdot n_0) \cdot \sin \beta_0 \right\}, \\ \frac{dD_\beta}{dt} &= \left(\frac{\partial r_0}{\partial \beta_H}(t) \right)^2 \frac{R^2 K_1}{r_0^2 a n_0^3}, & D_\beta &= 2 \left(\frac{\partial r_0}{\partial \beta_H}(t) \right)^2 \cdot \sigma_\beta^2 / (A\sqrt{\pi}). \end{aligned} \quad (4)$$

Математическое моделирование и обсуждение результатов расчетов

Для демонстрации эффективности предложенного полуаналитического метода были сделаны расчеты системы (4) в различных условиях. В качестве примера на рис. 1 приведены результаты моделирования на основе (3) частотно-углового режима радиопросвечивания частично-детерминированной околопланетной плазмы. Рассматривалась модель показателя преломления хаотической плазмы в присутствии двух макромасштабных детерминированных неоднородностей, заданных зависимостью:

$$n_0 = 1 - \frac{f_{кр}^2}{2f^2} \exp \left(- \left(\frac{r - r_m}{h_m} \right)^2 \right) - \chi \frac{f_{крr}^2}{2f^2} \exp \left(- \left(\frac{r - r_r}{h_r} \right)^2 \right), \quad (5)$$

Здесь $r_m, h_m, f_{кр}$ - соответственно высота локализации, размер и критическая частота первой неоднородности; $r_r, h_r, f_{крr}$ - соответствующие параметры второй неоднородности; f - частота радиопросвечивания, χ - управляющий параметр. Хаотические неоднородности плазмы были представлены моделью квазиоднородного случайного поля с гауссовой корреляционной функцией [2]. Неоднородная часть корреляционной функции задавалась в виде: $K_1 = \mu^2 (f_{кр}^2/f^2)^2$, где параметр μ характеризует относительную величину случайного возмущения электронной концентрации детерминированной плазмы. При моделировании задавались следующие параметры корреляционной функции хаотической плазмы: $a = 10$ км, $\mu = 0.09$. Параметры детерминированных неоднородностей составляли: $r_m = 6670$ км, $h_m = 100$ км, $f_{кр} = 6$ МГц., $r_r = 6495$ км, $h_r = 25$ км, $f_{крr} = 3$ МГц. Рассматривался диапазон частот просвечивания $f = 10 - 25$ МГц. Были рассчитаны среднеквадратичные отклонения направления прихода лучей $\sigma(\beta_H) = \sqrt{\sigma_\beta^2}$ как функции от угла β_H (в градусах) для различных частот просвечивания плазмы в присутствии одной детерминированной неоднородности ($\chi = 0$) и в присутствии двух таких неоднородностей ($\chi = 1$). Из рис. 1 следует, что величина $\sigma(\beta_H)$ существенно зависит от частоты просвечивания f и интенсивностей детерминированных неоднородностей. На каждой частоте просвечивания f существует направление выхода β_H , при котором отмечается тенденция роста $\sigma(\beta_H)$. Это вызвано тем, что под воздействием макромасштабной неоднородности для лучей с углами выхода, близкими к β_H формируется область фокусировки (волновой катастрофы [3]). Непосредственно на самой границе теневой зоны $\sigma(\beta_H)$ обращается в бесконечность вследствие наличия в этой точке особенности в формуле (3). С ростом β_H заметно уменьшается $\sigma(\beta_H)$, что связано с появлением лучей, отраженных от нижней макромасштабной неоднородности. В данном случае интенсивная детерминированная неоднородность экранирует верхнюю часть околопланетной плазмы, где лучи могли бы испытать наибольшие флуктуации. С увеличением f максимальные значения $\sigma(\beta_H)$ возникают при больших β_H . С увеличением количества детерминированных неоднородностей (параметр $\chi = 1$) появляются дополнительные максимумы для каждой из частот просвечивания

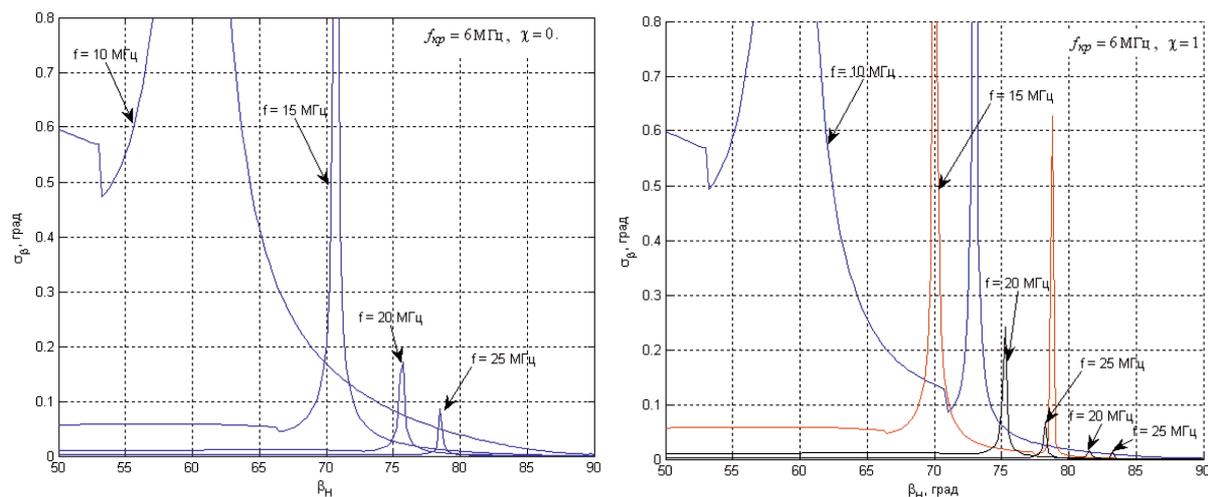


Рис. 1. Результат воздействия частично-детерминированной околопланетной плазмы на флуктуации направления прихода луча в пункт наблюдения.

Заключение

Для расчетов флуктуаций лучей в частично-детерминированной космической плазме предложен полуаналитический метод, сочетающий асимптотические разложения и численное интегрирование. Результатом асимптотических разложений является приближенное решение стохастической краевой задачи для системы лучевых дифференциальных уравнений, записанной в гамильтоновой форме. Использование корреляционной функции хаотических неоднородностей плазмы позволяет отказаться от метода статистических испытаний и непосредственно рассчитать статистические моменты направления распространения лучей. Расчет статистических моментов осуществляется путем численного интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка, позволяющей одновременно определить средние и среднеквадратичные характеристики направления распространения лучей. Реализация метода показала его эффективность при оценке частотно-углового режима радиопросвечивания хаотической околопланетной плазмы с макромасштабными неоднородностями показателя преломления, которые могут приводить к полному внутреннему отражению лучей. В широком диапазоне частот просвечивания дисперсия направления прихода лучей существенно зависит от интенсивности и масштабов хаотических неоднородностей и имеет тенденцию к росту вблизи границ теневых зон, образующихся под влиянием макромасштабных неоднородностей плазмы.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (гос.задание 3.9678.2017/БЧ)

Список литературы

1. Яковлев О.И. Космическая радиофизика. — М.: Научная книга, 1998. — 432 с.
2. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. Случайные поля. — М.: Наука, 1978. — 464 с.
3. Крюковский А. С., Лукин Д. С., Палкин Е. А., Растягаев Д.С. Волновые катастрофы – фокусировки в дифракции и распространении электромагнитных волн // Радиотехника и электроника. — 2006. — Т. 51, № 10. — С. 1155–1192.
4. Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г., Школьников В.А. Рефракция радиоволн и напряженность поля в атмосфере Венеры // Космические исследования. — 1969. — Т.7. № 6. — С. 905–912.

Том I, с. 97–101

УДК: 550.388.2

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДРЕЙФА СЛУЧАЙНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ШИРИНУ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ИОНОЗОНДА

Н. Т. Афанасьев, С. О. Чудаев

Иркутский государственный университет, 664003, г. Иркутск, б. Гагарина 20.

E-mail: spacetaklay@gmail.com

Аннотация. Развита аппарат математического моделирования влияния дрейфа хаотических неоднородностей электронной концентрации на ширину спектральной линии сигнала при зондировании случайно-неоднородной плазмы с поверхности планеты. Сделан вывод дифференциальных уравнений для расчета среднего и среднеквадратичного сдвига частоты отраженного сигнала с учетом асимметрии окружающей плазмы. Приведены результаты расчетов статистических моментов доплеровского сдвига частоты на трассе наклонного зондирования. Показана роль сферической асимметрии детерминированной и хаотической составляющих плазмы при формировании ширины спектральной линии различных мод сигнала.

Ключевые слова: плазменные неоднородности; ионозонд; моделирование; доплеровский сдвиг частоты; случайно-неоднородные среды

MATHEMATICAL MODELING OF THE EFFECT OF DRIFT OF PLASMA RANDOM IRREGULARITIES ON THE SPECTRAL LINE WIDTH OF AN IONOSPHERIC SOUNDER

N. T. Afanasiev, S. O. Chudaev

Abstract. We developed formalism for mathematical modeling of the effect of drift of chaotic irregularities of the electron number density on the spectral line width of a signal in the problem of sounding a randomly inhomogeneous plasma from the surface of a planet. We derived differential equations to calculate the mean and root-mean-square shifts of the reflected signal frequency, taking into account the asymmetry of the background plasma. We presented results of calculations of statistical moments of the frequency Doppler shift on an oblique radio wave trajectory. We showed the role of the spherical asymmetry of the deterministic and chaotic plasma components in the formation of the spectral line width of different signal modes.

Keywords: plasma irregularities; ionospheric sounder; modeling; frequency Doppler shift; randomly inhomogeneous media

Введение

Как известно [1], при распространении радиосигнала в нестационарной случайно-неоднородной плазме возникают флуктуации смещения частоты и, как следствие, уширение доплеровского спектра. Количественная оценка флуктуаций частоты имеет важное значение, так как уширение спектра ограничивает разрешающую способность доплеровского метода при изучении структуры приходящего сигнала. В частности, уверенное разделение различных мод сигнала и определение направления их прихода возможны при относительно малой ширине спектральной линии ионозонда. Полученные для различных условий характерные значения флуктуаций доплеровского сдвига могут быть использованы для прогнозирования надежности радиосвязи, для точностных измерительных задач, для навигации, локации и пеленгации в естественной и искусственно-возмущенной плазме. С другой стороны, измеряя ширину доплеровского спектра, можно переходить к решению обратной задачи и получить сведения о статистической изменчивости плазмы. Для использования доплеровского метода в качестве инструмента решения прямой и обратной задач распространения радиоволн в нестационарной плазме необходимы теоретические

соотношения, связывающие изменения частоты с параметрами движущихся плазменных неоднородностей. Аналитический расчет статистических характеристик доплеровского сдвига частоты радиосигнала был сделан для простых моделей высотного профиля электронной концентрации, в частности для параболической модели ионосферы [2]. Поэтому требуется дальнейшее развитие аппарата математического моделирования статистических характеристик доплеровского сдвига частоты в хаотической плазме, заданной более общими моделями. Ранее [3] нами был выполнен расчет флуктуаций доплеровского сдвига в ионосфере Земли в случае произвольного плоскостного среднего профиля электронной концентрации. Между тем есть ряд прикладных задач, когда сферичность имеет принципиальное значение при оценке флуктуаций доплеровских характеристик радиосигнала. Например, при распространении радиоволн на большие расстояния в ионосферах планет необходимо учитывать сферичность поверхностей этих планет и сферическую асимметрию окружающей плазмы.

Целью настоящей работы является развитие аппарата математического моделирования влияния дрейфа хаотических неоднородностей на ширину спектральной линии радиосигнала при зондировании окружающей случайно-неоднородной плазмы с поверхности планеты.

Основные теоретические соотношения

В лучевом приближении [1], для доплеровского сдвига частоты $\Delta\omega$ принятого сигнала имеем:

$$\Delta\omega = -\frac{\omega}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^S \sqrt{\varepsilon(S, \tau)} \cdot dS, \quad (1)$$

где ω – частота, τ – время, c – скорость света, ε – случайная функция диэлектрической проницаемости плазмы, а интегрирование проводится по дуге S , соединяющей пункты приема и излучения. Учитывая кривизну поверхности планеты и окружающей плазмы, получаем:

$$\Delta\omega = -\frac{\omega}{c} \int_0^{\varphi_k} \frac{1}{2\sqrt{\varepsilon(r, \varphi, \tau)}} \cdot \frac{r(\varphi)}{\sin \beta(\varphi)} \frac{\partial \varepsilon(r, \varphi, \tau)}{\partial \tau} d\varphi, \quad (2)$$

где $r(\varphi)\beta(\varphi)$ – траектория и угол, связанный с направлением распространения луча, соответственно; φ_k – угловая координата пункта приема радиосигнала. Представим ε в виде: $\varepsilon(r, \varphi, \tau) = \varepsilon_0(r, \varphi, \tau) + \varepsilon_1(r, \varphi, \tau)$, где $\varepsilon_0(r, \varphi, \tau)$ детерминированная функция, характеризующая среднюю диэлектрическую проницаемость окружающей плазмы ($\varepsilon_0 = \langle \varepsilon \rangle$), функция ε_1 описывает случайные плазменные неоднородности. Статистические характеристики доплеровского сдвига частоты найдем с помощью (2), используя метод возмущений [1]. Полагая $|\varepsilon_1| \ll \varepsilon_0$ и проводя в (2) асимптотические разложения, после статистического усреднения по ансамблю неоднородностей получаем:

$$\Delta\omega_0 = -\frac{\omega}{A} \int_0^{\varphi_k} \frac{1}{2\sqrt{\varepsilon_0}} \frac{r_0(\varphi)}{\sin \beta_0(\varphi)} \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial \tau} d\varphi, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \sigma_\omega^2 &= \langle (\Delta\omega_1)^2 \rangle = \left\langle \frac{\omega}{A} \int_0^{\varphi_k} \frac{1}{2\sqrt{\varepsilon_0(r_1, \varphi_1)}} \frac{r_1(\varphi_1)}{\sin \beta_1(\varphi_1)} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \tau_1} d\varphi_1 \frac{\omega}{A} \int_0^{\varphi_k} \frac{1}{2\sqrt{\varepsilon_0(r_2, \varphi_2)}} \frac{r_2(\varphi_2)}{\sin \beta_2(\varphi_2)} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \tau_2} d\varphi_2 \right\rangle = \\ &= \frac{\omega^2}{4A^2} \int_0^{\varphi_k} \int_0^{\varphi_k} \frac{K_1}{\sqrt{\varepsilon_0(r_1, \varphi_1)}\sqrt{\varepsilon_0(r_2, \varphi_2)}} \frac{r_1(\varphi_1) r_2(\varphi_2)}{\sin \beta_1(\varphi_1) \sin \beta_2(\varphi_2)} \frac{\partial^2 K_0}{\partial \tau_1 \partial \tau_2} d\varphi_1 d\varphi_2 \end{aligned} \quad (4)$$

где: $\Delta\omega_0, \sigma_\omega^2$ – среднее значение и дисперсия доплеровского смещения частоты, K_0, K_1 – однородная и неоднородная части пространственно-временная корреляционной функции плазменных неоднородностей, а интегрирование проводится вдоль средней траектории. При выводе (4) предполагалось, что скорости движения хаотических неоднородностей много больше скорости изменения средней диэлектрической проницаемости плазмы, а функция K_1 изменяется более медленно по сравнению с K_0 . Подобно преобразованиям, сделанным в [3], интегральные выражения (3), (4) были сведены к обыкновенным дифференциальным уравнениям первого порядка. Вычисления выполнялись в рамках гипотезы о переносе замороженной турбулентности [1]. Путем объединения этих уравнений с системой дифференциальных уравнений для средних траекторий

(при $\varepsilon = \varepsilon_0$) была получена полная система уравнений, позволяющая одновременно рассчитать средние и среднеквадратичные значения доплеровского сдвига частоты радиосигнала на трассах различной протяженности.

Математическое моделирование и обсуждение результатов расчетов

На основе полученной системы дифференциальных уравнений было проведено математическое моделирование влияния дрейфа случайных плазменных неоднородностей на ширину спектральной линии при наклонном зондировании планетарной ионосферы. Рассматривался случай наклонного зондирования ионосферы, заданной двухслойной асимметричной моделью диэлектрической проницаемости. Нарушение сферической симметрии было введено с помощью модели горизонтальной крупномасштабной неоднородности. В целом детерминированная модель ионосферы имела вид:

$$\varepsilon_0 = 1 - \frac{f_{крE}^2}{f^2} \exp\left(-\left(\frac{r - r_{mE}}{y_{mE}}\right)^2\right) - \frac{f_{кр}^2(\tau)}{f^2} \exp\left(-\left(\frac{r - r_m}{y_m}\right)^2\right) \times \left(1 + \kappa \exp\left(-\left(r_m \frac{(\varphi - \varphi_L)}{L}\right)^2\right)\right), \quad (5)$$

где: $r_{mE}, r_m, y_{mE}, y_m, f_{крE}, f_{кр}$ — высоты максимумов ионизации, полутолщины и критические частоты нижнего и верхнего слоев; параметры L, φ_L, κ — горизонтальный масштаб, угловая координата центра и интенсивность крупномасштабной неоднородности, соответственно.

В качестве примера, на рис. 1 представлены результаты расчетов среднего и среднеквадратичного отклонения доплеровского сдвига частоты радиосигнала в сферически-асимметричной ионосфере на трассе наклонного зондирования, протяженностью $x_k = 1500$ км. Для описания случайного поля неоднородностей была взята модель пространственно-временного корреляционного эллипсоида с масштабом $a = 10$ км., и вертикальной скоростью движения неоднородностей $\nu = 0.1$ км/с. Неоднородная часть корреляционной функции K_1 задавалась зависимостью:

$$K_1 = \chi^2 \left(\frac{f_{кр}^2}{f^2}\right)^2 \exp\left(-\left(\frac{r - r_m}{y_m}\right)^2 - \left(r_m \frac{(\varphi - \varphi_L)}{L}\right)^2\right) \quad (6)$$

где χ - параметр, характеризующий флуктуации электронной концентрации в центре крупномасштабной неоднородности.

Использование моделей (5) и (6) позволяет рассматривать различную структуру случайно-неоднородной ионосферы. В частности при $\kappa = 0$, но $\chi \neq 0$ имеем случай асимметрии случайной составляющей ионосферы. Если $\kappa \neq 0$, $\chi \neq 0$, то реализуется случай асимметрии как средней ионосферы, так и области, где сосредоточены случайные неоднородности. Расчеты были выполнены для типичных значений параметров ионосферы Земли: $r_m = 6670$ км, $r_{mE} = 6495$ км, $y_m = 100$ км, $y_{mE} = 25$ км, $L = 500$ км, $f_{крE} = 3$ МГц, $\chi = 0,1$. Критическая частота $f_{крE}(\tau)$ задавалась зависимостью $f_{крE}(\tau) = f_{кр0} - \eta\tau^2$, где $f_{кр0}$ - критическая частота в начальный момент времени $\tau = 0$, η — размерный коэффициент. Расчеты показали (рис. 1а), что в случае сферически-симметричной детерминированной ионосферы (модель (5) при $\kappa = 0$), с течением времени (уменьшением критической частоты верхнего слоя) среднее значение $\langle \Delta f \rangle = \langle \Delta \omega_0 / 2\pi \rangle$ и среднеквадратичное отклонение $\sigma_f = \sqrt{\langle \Delta f^2 \rangle} = \sqrt{\langle \Delta \omega_1^2 \rangle} / 2\pi$ для верхней и нижней моды изменяются нелинейно, причем значения $\langle \Delta f \rangle$ и σ_f для верхних лучей значительно больше, чем для нижних. При увеличении флуктуаций электронной концентрации χ среднеквадратичное отклонение σ_f возрастает. Абсолютное значение σ_f зависит от длины пути распространения мод радиосигнала. С увеличением длины пути в ионосфере σ_f возрастает. По сравнению с рассмотренным случаем, в присутствии сферической асимметрии детерминированной и случайной составляющих ионосферы ($\kappa \neq 0$, $\chi \neq 0$) для каждого значения $f_{кр}$ величины $\langle \Delta f \rangle$ существенно больше (рис. 1б). Также значительно возрастают значения σ_f для верхних лучей, что связано с влиянием горизонтального градиента в детерминированной плазме и вытянутостью области хаотической ионизации вдоль трассы распространения.

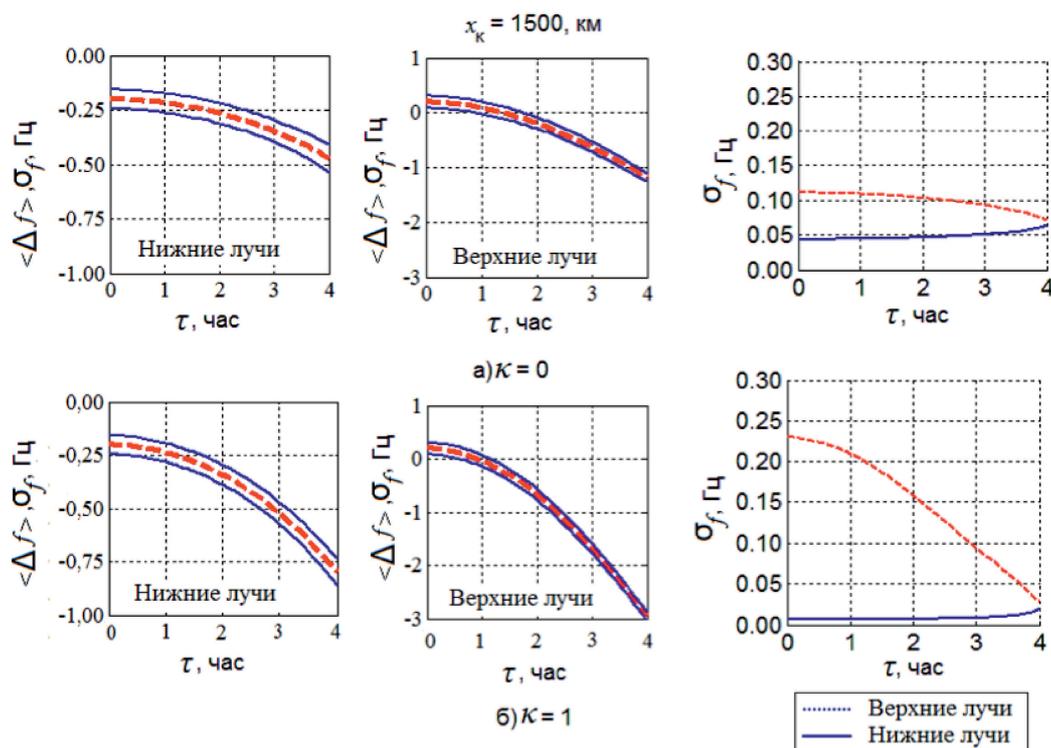


Рис. 1. Средние и среднеквадратичные значения доплеровского сдвига частоты радиосигнала при зондировании асимметричной случайно-неоднородной планетарной ионосферы ($f = 13$ МГц, $\nu = 0.1$ км/с., $a = 10$ км., $\chi = 0.1$).

Заключение

Развит аппарат математического моделирования влияния дрейфа хаотических неоднородностей на ширину спектральной линии радиосигнала при наклонном зондировании случайно-неоднородной плазмы с поверхности планеты. Выполнено моделирование среднего значения и среднеквадратичного отклонения доплеровского смещения частоты радиосигнала в асимметричной планетарной ионосфере со случайными неоднородностями. Сделана оценка влияния сферической асимметрии ионосферы на доплеровский сдвиг частоты. Полученные для разных условий характерные значения доплеровских флуктуаций могут быть использованы при решении задач радиосвязи, навигации и пеленгации, при расчете и прогнозировании характеристик распространения радиосигналов через ионосферы планет, а также для увеличения разрешающей способности методов доплеровской фильтрации ионосферных сигналов.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (гос.задание 3.9678.2017/БЧ)

Список литературы

1. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2: Случайные поля. — М.: Наука, 1978. — 464 с.
2. Вологдин А.Г., Приходько Л.И., Широков И.А. Статистика доплеровского смещения частоты радиоволн, отраженных от параболического ионосферного слоя // V Всеросс. Армандовские чтения «Радиофизические методы в дистанционном зондировании сред» — Муром, 2012. — С. 159–163.
3. Агеева Е.Т., Афанасьев Н.Т., Ким Д.Ч., Михайлов Н.И. Математическое моделирование статистических характеристик доплеровского смещения частоты радиосигнала в нестационарном ионосферном канале // Доклады ТУСУР — 2014. — № 1 (31). — С. 33–38.

Том I, с. 101–104
УДК: 550.388:343

ВОЗДЕЙСТВИЕ СЕЙСМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ НА ДИАПАЗОН ПОЛУПРОЗРАЧНОСТИ СПОРАДИЧЕСКОГО СЛОЯ E_S

О. А. Алимов, Т. М. Калашникова

Институт астрофизики АН Республики Таджикистан,
734042, Республика Таджикистан, г. Душанбе, ул. Бухоро, 22
E-mail: alimov38@mail.ru

Аннотация. На основе изучения мелкомасштабных неоднородностей ночного спорадического слоя E_s , возникших в периоды подготовки землетрясений за август 1986 г. с магнитудой $4,5 \leq M \leq 5,5$ и эпицентральной расстоянием $R < 250$ км, были разработаны критерии больших диапазонов полупрозрачности спорадического слоя $E_s - f_oE_s \geq 2f_bE_s$. Показано, что длительность существования интенсивных непрерывных мелкомасштабных неоднородностей спорадического слоя E_s в сейсмоактивный период с критерием полупрозрачности $f_oE_s \geq 2f_bE_s$ составляет от 2 до 6 часов за 1-2 суток до землетрясения.

Ключевые слова: спорадический слой E_s ; ионосфера; землетрясение; мелкомасштабные неоднородности; турбулентность

THE INFLUENCE OF SEISMIC ACTIVITY ON THE DEVELOPMENT OF THE FORMATION OF HETEROGENEITIES IN THE SPORADIC LAYER E_S

O. A. Alimov, T. M. Kalashnikova

Abstract. Based on the study of small-scale inhomogeneities in the night sporadic layer of E_s , which arose in the August 1986 earthquake preparation periods with a magnitude of $4,5 \leq M \leq 5,5$ and an epicentral distance of $R < 250$ km, criteria for large ranges of translucency of the sporadic layer $E_s - f_oE_s \geq 2f_bE_s$ were developed. It is shown that the duration of the existence of intense continuous small-scale irregularities of the sporadic E_s layer in the seismically active period with the $f_oE_s \geq 2f_bE_s$ translucency criterion is from 2 to 6 hours 1-2 days before the earthquake.

Keywords: sporadic layer E_s ; ionosphere; earthquake; small-scale inhomogeneities; turbulence.

Введение

Как известно, ионосферный слой E_s характеризуется двумя частотами зондирующих радиоволн – частотой экранировки f_bE_s , близкой к максимальной плазменной частоте слоя E_s , и предельной частотой отражения f_oE_s , превышающей f_bE_s [1]. Частотные параметры спорадического слоя E_s информируют о структуре и содержании концентрации электронов в E_s . Разность предельной частоты f_oE_s и частоты экранировки f_bE_s есть диапазон полупрозрачности $f_oE_s - f_bE_s = \Delta fE_s$, определяемый рассеянием отражений радиоволн на мелкомасштабных неоднородностях E_s .

В работе [2] было показано, что 2 – 3-х часовые возмущения в параметрах ионосферы проявляются в основном за 2 – 3 суток до землетрясения и могут служить предвестниками сейсмического события.

Данная работа посвящена анализу влияния сейсмической активности на интенсивность непрерывного возникновения мелкомасштабных неоднородностей спорадического слоя E_s в период подготовки землетрясения. Для определения вклада сейсмогенного возмущения в спокойное состояние ионосферы и оценки влияния развития турбулентности в спорадическом слое E_s в период подготовки землетрясений вычислялись величины диапазона полупрозрачности $\Delta fE_s = f_oE_s - f_bE_s$.

Методы и анализ

Изучение проводилось в первую очередь на основе ионограмм, полученных методом вертикального зондирования ионосферы на станции Душанбе в ночное время за август 1986 года. В этом промежутке времени произошли 4 последовательных землетрясения, что удовлетворяет цели данной работы о влиянии сейсмогенных процессов на интенсивность непрерывного возникновения ионосферной турбулентности. Для выявления сейсмогенных ионосферных возмущений использован метод наложения эпохи, который является более информативным по выявлению сейсмоионосферных эффектов. Для примера на рис. 1 представлены зависимости от времени диапазона полупрозрачности $\Delta f E_s = f_o E_s - f_b E_s$ спорадического слоя E_s для двух последовательных землетрясений за август 1986 года. Стрелка на рисунках указывает момент землетрясений.

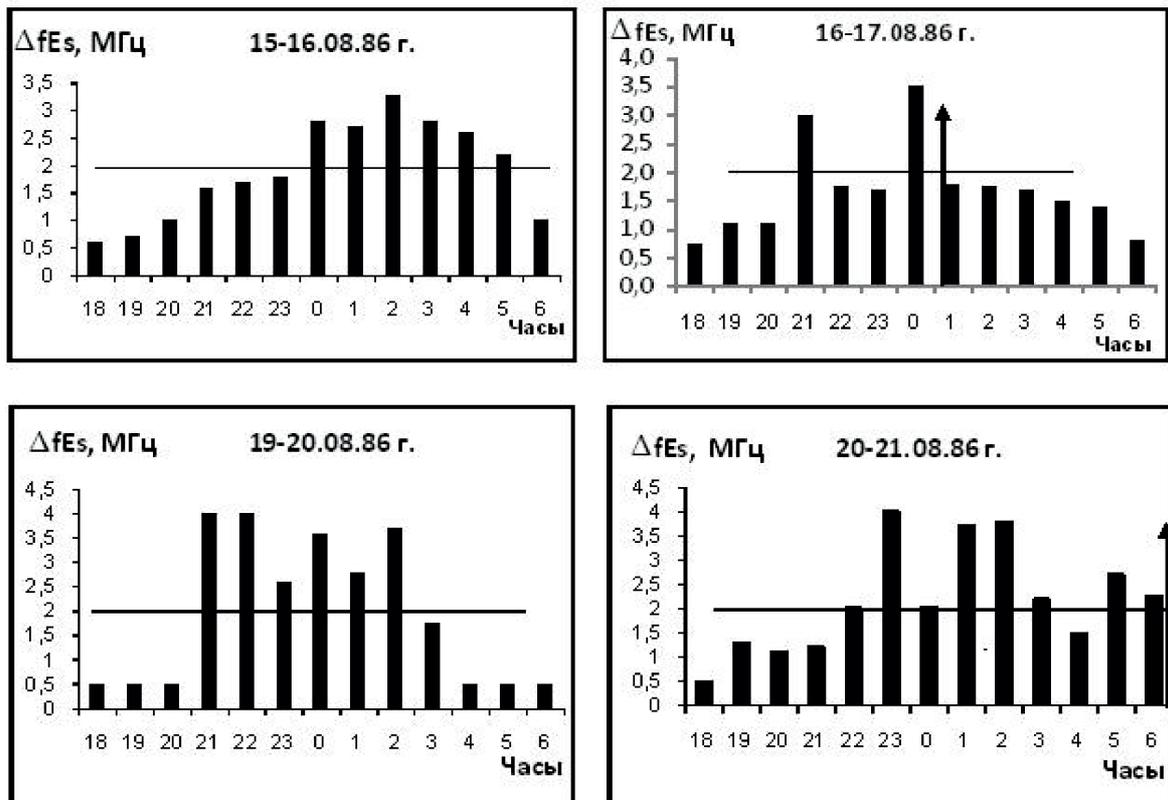


Рис. 1. Временные вариации величины диапазона полупрозрачности – $\Delta f E_s$ спорадического слоя E_s ночью в периоды подготовки землетрясений с 15 по 21 августа 1986 г.

Возрастание $\Delta f E_s$ свидетельствует об образовании и развитии мелкомасштабных неоднородностей и возникновении турбулентности в спорадическом слое E_s ионосферы. Критерием выделения мелкомасштабных неоднородностей в сейсмоактивный период принимается большой диапазон полупрозрачности спорадического слоя E_s , т. е. $f_o E_s \geq 2 f_b E_s$, который на рис. 1 отмечен сплошной горизонтальной линией.

Результаты и обсуждения

Возмущение ионосферных параметров в сейсмоактивный период представляет собой ярко выраженный максимум длительностью $\tau = 2 - 6$ часов. Большие отклонения значений диапазона полупрозрачности $\Delta f E_s$ в сейсмоактивный период свидетельствуют о влиянии землетрясений на спорадический слой E_s ионосферы. Изменения величины частоты полупрозрачности спорадического слоя E_s от часа к часу показывают динамику сейсмоионосферного процесса при подготовке землетрясения. Метод усреднения параметров E_s позволяет выделить динамику наблюдаемых сейсмогенных возмущений в ионосфере в период подготовки сильных землетря-

сений. Ионосферные эффекты, связанные с процессами подготовки землетрясений, физически обоснованы и проявляются достаточно закономерно.

Необходимо отметить высокую изменчивость параметров $\Delta f E_s = f_o E_s - f_b E_s$ – диапазона полупрозрачности, который, как известно, характеризует турбулизацию спорадического слоя E_s ионосферы. Как следует из гистограмм и анализа параметров спорадического слоя E_s , в сейсмоактивный и сейсмоспокойный периоды четко выражены всплески длительности существования интенсивного образования мелкомасштабных неоднородностей (рис. 1).

Большой диапазон полупрозрачности свидетельствует об образовании мелкомасштабных неоднородностей, что и наблюдается на рис. 1 в периоды подготовки сильных землетрясений с магнитудой $4,5 \leq M \leq 5,5$. В период подготовки сильных землетрясений на ионограммах вертикального зондирования станции Душанбе, вблизи эпицентральной зоны, часто возникают явления расплывания и диффузности следов спорадического слоя E_s .

На рис. 2 представлены длительности интенсивного непрерывного существования мелкомасштабных неоднородностей спорадического слоя E_s ионосферы с критерием диапазона полупрозрачности $\tau(\Delta f E_s \geq 2,0 \text{ МГц})$ в период подготовки землетрясений в августе 1986 г. На рисунке видны отчетливо выраженные вариации с длительностями существования непрерывного образования неоднородности спорадического слоя E_s , и что наиболее яркие пики наблюдаются за 1–2 суток до землетрясения. Результаты, представленные на рис. 2, показывают, что большая часть длительности мелкомасштабных неоднородностей находится в пределах 4–6 часов до землетрясения, что соответствует генерации акустико-гравитационных волн.

В работе [3] на основе численных моделей показано, что АГВ за несколько суток до землетрясений могут достигать высот 100 – 120 км. В частности, АГВ с периодами 4–5 часов, по-видимому, могут вызвать образование неоднородностей или расплывание спорадического слоя в зоне сейсмогравитационных процессов [4]. Известно, что при сейсмологических измерениях устойчиво регистрируется спектр сейсмогравитационных колебаний Земли с периодами от 30 мин до 4 часов, причем сейсмогравитационные колебания с периодами от одного до пяти часов, в основном, активизируются за несколько суток перед сильными землетрясениями [5–7].

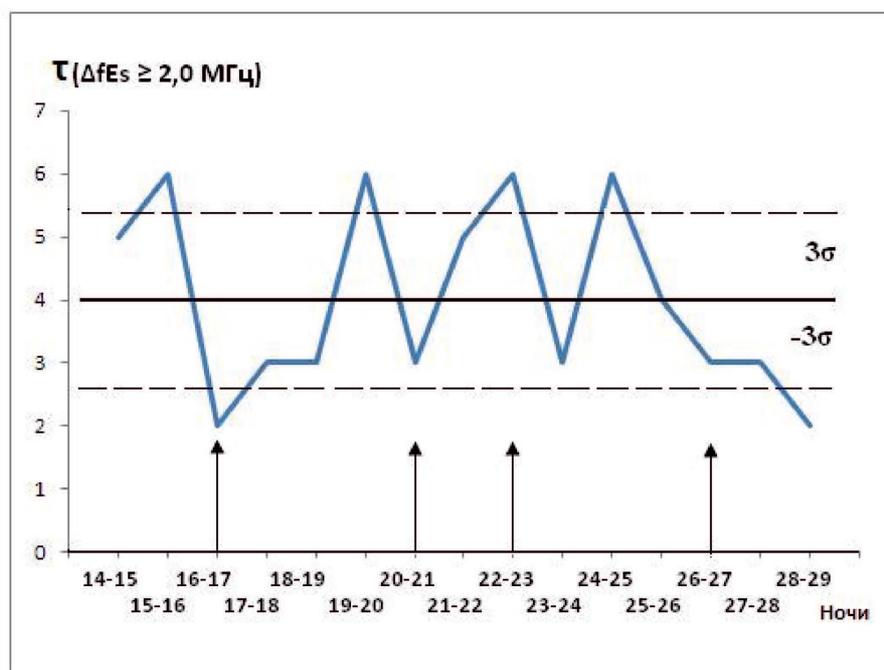


Рис. 2. Длительности существования мелкомасштабных неоднородностей, слоя E_s ионосферы в период подготовки землетрясений в августе 1986 г.

Вследствие повышения температуры атмосферы из-за нагрева электромагнитными полями сейсмического происхождения возникают мелкомасштабные неоднородности на высотах формирования спорадического слоя E_s ионосферы, что приводит к уменьшению и расплыванию электронной концентрации в неоднородностях спорадического слоя E_s .

Из табл. 1 видно, что длительности непрерывного существования мелкомасштабных неоднородностей спорадического слоя E_s в сейсмоактивный период в 2 раза больше, чем в сейсмостойкий период.

Показано, что для землетрясений с $4,5 \leq M \leq 5,5$ за 1–2 суток до события наблюдаются ионосферные возмущения в параметрах спорадических слоев E_s и увеличение величины диапазона полупрозрачности $E_s - \Delta f E_s$, что приводит к возникновению турбулентности на высотах 100–120 км за 1–2 суток до землетрясений.

Таблица 1. Длительности существования мелкомасштабных неоднородностей в сейсмостойкий и сейсмоактивный период.

$\tau(\Delta f E_s \geq 2,0 \text{ МГц})$		
До землетрясения	В день землетрясения	После землетрясения
5,5 часов	3,5 часа	2 часа

Выводы

На основе изучения мелкомасштабных неоднородностей ночного спорадического слоя E_s , возникших в периоды подготовки землетрясений в августе 1986 г. с магнитудой $4,5 \leq M \leq 5,5$ и эпицентральным расстоянием $R < 250$ км, были разработаны критерии больших диапазонов полупрозрачности спорадического слоя $E_s - f_o E_s \geq 2 f_b E_s$. Показано, что длительность существования интенсивных непрерывных мелкомасштабных неоднородностей спорадического слоя E_s в сейсмоактивный период с критерием полупрозрачности $f_o E_s \geq 2 f_b E_s$ составляет от 2 до 6 часов за 1–2 суток до землетрясения.

Список литературы

1. Чавдаров С.С., Часовитин Ю.К., Чернышев С.П., Шефтель В.М. Среднеширотный спорадический слой E ионосферы. – М.: Наука, 1975. – 120 с.
2. Липеровский В.А., Алимов О.А., Шалимова С.Л., Гохберг М.Б., Липеровская Р.Х., Саидшоев А. Исследование F-области ионосферы перед землетрясениями // Ж.: Изв. АН СССР, Физика Земли, 1990. – № 12. – С. 77–86.
3. Shalimov S.L., Gokhberg M.B. Lithosphere ionosphere coupling mechanism and its application in the case of the June 20, 1990 Earthquake in Iran. Interpretation of its ionospheric effects // J. Earth. Pred. Res. – 1998. – No 7. – P. 98–111.
4. Liperovsky V.A., Pokhotelov E.V., Liperovskaya E.V., Parrot M., Meister C.-V., Alimov O.A. Modification of sporadic E-layers caused by seismic activity // Surveys in geophysics. – 2000. – V. 21. – P. 449–486.
5. Линьков Е.М., Петрова Л.Н., Зурошвили Д.Д. Сейсмогравитационные колебания Земли и связанные с ними возмущения атмосферы // Докл. АН СССР. – 1989. – Т. 306, № 2. – С. 315–317.
6. Гармаш С.В., Линьков Е.Н., Петрова Л.Н., Швед Г.Н. Возбуждение колебаний атмосферы сейсмогравитационными колебаниями Земли // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1989. – Т. 35, № 12. – С. 1290–1299.
7. Alimov O.A., Gokhberg M.B., Liperouvskaia E.V., Goufeld J.L., Liperovsky V.A. Rubtsov L.N. Anomalous characteristics of the middle latitude E_s layer before earthquakes // Physics of the Earth of Planetary interiors. – 1989. – V. 5, № 3. – P. 76–81.

Том I, с. 105–109

УДК: 551.510.535

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДАННЫХ СПУТНИКОВОЙ РАДИОТОМОГРАФИИ В ЗАДАЧАХ ОЦЕНКИ ВОЗМУЩЕННОСТИ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Е. С. Андреева¹, Е. Д. Терещенко², М. О. Назаренко¹, **И. А. Нестеров¹**,
А. М. Падохин¹, Ю. С. Туманова¹

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
119991, г. Москва, Ленинские горы, Физический факультет МГУ
E-mail: es_andreeva@mail.ru, padokhin@physics.msu.ru

² Полярный геофизический институт РАН, 183010, г. Мурманск, ул. Халтурина, 15
E-mail: evgteres@pgi.ru

Аннотация. Представлены результаты реконструкций ионосферной плазмы с использованием методов спутниковой радиотомографии. Обсуждаются особенности структуры и динамики ионосферы в спокойных и возмущенных условиях. В докладе приведены примеры качественного сопоставления томографических реконструкций ионосферы с данными измерений спутниками DMSP корпускулярных потоков. Для оценки степени возмущенности ионосферной плазмы разработан ряд количественных индикаторов, учитывающих специфику данных радиотомографии ионосферы. Сопоставление построенных индикаторов с геомагнитными индексами показало их высокую чувствительность к фактору геомагнитной возмущенности.

Ключевые слова: ионосферная плазма; неоднородности электронной плотности; навигационные спутниковые системы; спутниковая радиотомография ионосферы; индикаторы ионосферной возмущенности

THE USE OF SATELLITE RADIO TOMOGRAPHY DATA IN THE PROBLEMS OF ESTIMATING THE DEGREE OF PERTURBATION OF IONOSPHERIC PLASMA

E. S. Andreeva, E. D. Tereshchenko, M. O. Nazarenko, I. A. Nesterov, A. M. Padokhin,
Yu. S. Tumanova

Abstract. The distributions of the ionospheric plasma reconstructed by the methods of satellite radio tomography are presented. The structural and dynamic peculiarities of the ionosphere during quiet and disturbed conditions are discussed. We present several comparisons illustrating the qualitative consistency between measurements of particle fluxes by DMSP satellites and the corresponding electron density reconstructions by radio tomography. The indices based on the radio tomographic data are developed for quantitatively assessing the degree of perturbation of the ionosphere. The design of the indices takes into account the specificity of the radio tomographic data used for their construction. Their comparison with the indices of geomagnetic activity revealed the high sensitivity of the suggested ionospheric indices to the disturbing geomagnetic factors.

Keywords: ionospheric plasma; irregularities of electron density; navigation satellite systems; satellite radio tomography of the ionosphere; indices of ionospheric perturbation

Введение

Структура и динамика ионосферной плазмы формируются под влиянием комплекса сложнейших процессов солнечно-земного взаимодействия. Разнообразие этих процессов определяют сильную изменчивость и сложную структурированность ионосферы, особенно во время сильных возмущений (геомагнитных бурь). Это требует применения нелокальных методов диагностики

пространственно-временной структуры ионосферы. Одним из наиболее подходящих методов является спутниковая радиотомография (РТ) ионосферы, которая основана на использовании данных наземного приема сигналов низкоорбитальных (НОРТ) и высокоорбитальных (ВОРТ) навигационных спутников на сети приемных пунктов специальной (в зависимости от изучаемой задачи) конфигурации [1, 2]. В настоящее время для исследования возмущенности ионосферы широко используются карты GIM (Global Ionospheric Maps), благодаря их глобальному характеру и доступности [3]. Основное ограничение, связанное с использованием данных GIM — их крайне низкое пространственное и временное разрешение. В данной работе предложены индикаторы возмущенности ионосферы на основе данных РТ. Более высокое пространственное разрешение РТ позволяет, в отличие от GIM, учитывать наличие локальных неоднородностей, являющихся важным проявлением возмущенности.

Используемые методы и данные наблюдений

Метод НОРТ позволяет получать двумерные (высота-широта) распределения электронной плотности в ионосфере в интервале высот от 100 до 1000 км над цепочкой наземных приемников. Разрешающая способность НОРТ составляет 20-30 км по горизонтали и 30-40 км по вертикали с временным осреднением порядка 5-15 минут [1, 4]. Представленные в докладе реконструкции ионосферы были получены по данным российской (северо-запад России: Москва - Кольский полуостров – Шпицберген) и двум американским (регион Аляски и западное побережье США) НОРТ-цепочкам приемников.

Метод ВОРТ позволяет получать пространственно-временные (4D) распределения электронной концентрации в ионосфере (как глобальные, так и региональные) с пространственным разрешением порядка 70-100 км и с шагом по времени 60-30 мин в областях достаточно плотных сетей приемных станций [2, 4, 5]. Основные результаты исследований ионосферы с использованием методов РТ (НОРТ и ВОРТ) представлены в [1, 4–7].

Для оценки степени возмущенности ионосферной плазмы разработаны индикаторы на основе результатов НОРТ и ВОРТ [8]. Как правило, возмущенная ионосфера более интенсивно структурирована, чем спокойная ионосфера, что хорошо наблюдается на НОРТ-реконструкциях. Поэтому основной идеей построения НОРТ-индикаторов возмущенности ионосферы является выявление пространственной неоднородности, которая может быть описана с помощью средних значений градиента электронной концентрации. Разнообразие возможных вариантов конструирования НОРТ-индикаторов связано, с одной стороны, с разделением горизонтальных и вертикальных градиентов и, с другой стороны, с рассмотрением абсолютных и относительных значений. Построение ВОРТ-индикаторов возмущенности ионосферы основано на рассмотрении отклонений распределения электронной концентрации (получаемого средствами ВОРТ) от средне-спокойных величин. Во-первых, это карты возмущенности (типы которых определяются выбором нормировок рассматриваемых величин), и, во-вторых, это интегральные индикаторы, получаемые тем или иным способом пространственного усреднения карт. Интегральные индикаторы являются функциями времени и могут быть сопоставлены с другими временными рядами данных, описывающими поведение факторов, вызывающих возмущенность ионосферы.

Экспериментальные результаты

Полученные РТ реконструкции демонстрируют широкий спектр ионосферных неоднородностей на различных пространственно-временных масштабах. На многих реконструкциях был зарегистрирован главный ионосферный провал. В качестве иллюстрации на рис. 1 показаны карты вертикального ТЕС над Европой в единицах TECU ($1\text{TECU}=10^{16}\text{м}^{-2}$), вычисленные по результатам ВОРТ-реконструкций. Данные относятся к периоду геомагнитной бури (индекс Кр достигал 6). На рис. 1 в течение 4 часов можно проследить развитие и движение провала. Эволюцию ионосферы с провалом ионизации над Северной Америкой в течение двух часов для 21 декабря 2014 г. можно наблюдать на рис. 2 (Кр не превышал 2.7). На картах ТЕС зарегистрирован четко выраженный провал ионизации с резкой полярной стенкой.

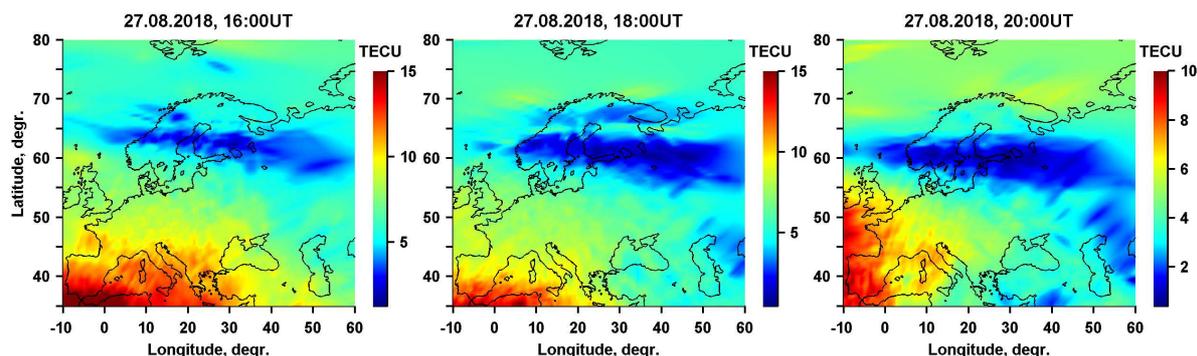


Рис. 1. Пример эволюции ионосферы над Европой 27.08.2018г., 16:00- 20:00 UT

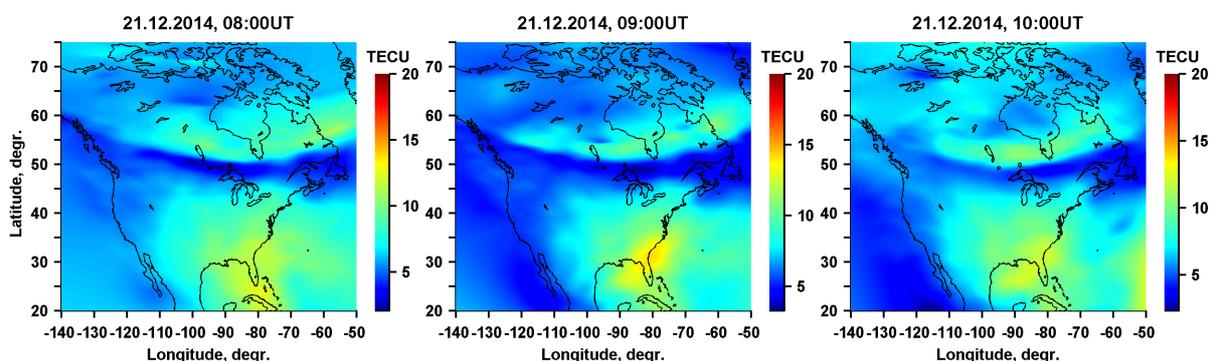


Рис. 2. Пример эволюции ионосферы над Северной Америкой 21.12.2014г., 08:00- 10:00 UT

Метод НОРТ позволяет исследовать более тонкие детали разнообразных ионосферных структур, поскольку обладает более высоким пространственным разрешением. Например, на рис. 3 можно проследить трансформацию и эволюцию квазиволновых возмущений над Аляской в течение часа в широтной области 58° - 68° N в возмущенный период ($K_p=4.3$). На рис. 4 приведены примеры НОРТ реконструкций над северо-западом России (Москва-Шпицберген). На рис. 4 (слева) представлено сложное многоэкстремальное распределение электронной плотности с аномально высокими значениями ($1.1 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$) и провалом ионизации в районе широт 68° - 69° N, которое было зарегистрировано ночью в период сильнейшей бури 20 ноября 2003 г. ($K_p=8$). На рис. 4 (справа) показан пример НОРТ-реконструкции в спокойных условиях ($K_p=2$): наблюдаются глубокий провал ионизации (область широт 62° - 64° N) и узкая структура в окрестности широты 69° N.

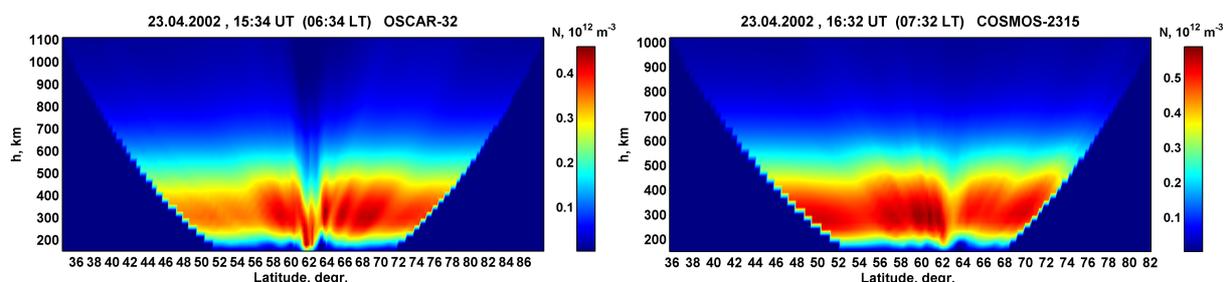


Рис. 3. НОРТ-сечения ионосферы над Аляской 23.04.2002: 15:34 UT (слева) и 16:32 UT

Для периодов сильных геомагнитных бурь характерны интенсификация вторгающихся корпускулярных потоков и расширение авроральной зоны до средних широт. Были проведены качественные сопоставления результатов РТ-реконструкций с данными измерений спутниками DMSP потоков ионизирующих частиц. Пример такого сопоставления приведен на рис. 5.

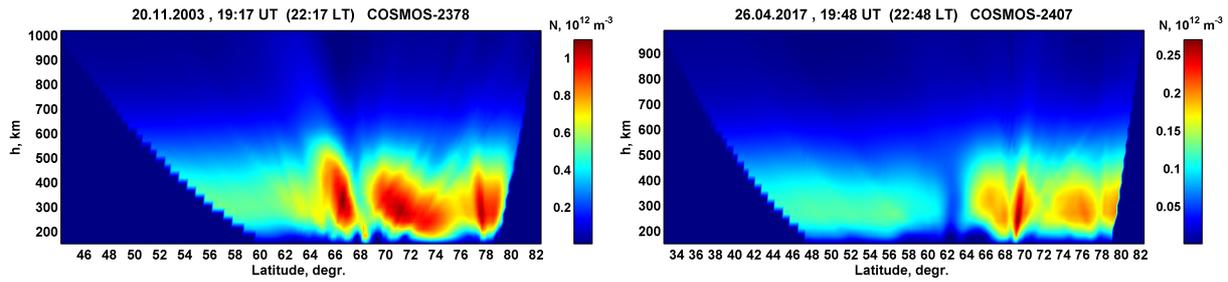


Рис. 4. НОРТ-сечения ионосферы (регион северо-запада России) 20.11.2003, 19:37 UT (слева) и 26.04.2017, 19:48 UT

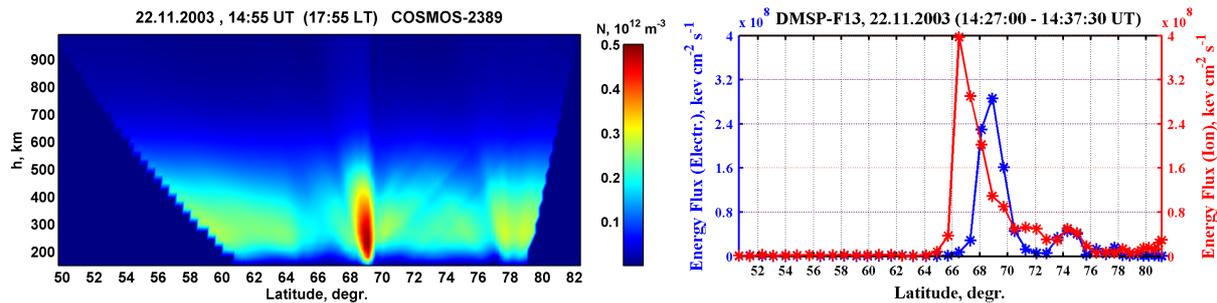


Рис. 5. НОРТ-сечение ионосферы (регион северо-запада России) 22.11.2003 г., 14:55 UT (слева) и данные измерений спутника DMSP-F13 22.11.2003, 14:27-14:37 UT (справа)

На НОРТ-сечении (рис. 5, слева) в окрестности широт 68° - 70° N хорошо видно локальное «пятно» с повышенными значениями электронной плотности ($K_p=4.7$). Увеличение корпускулярных потоков было зарегистрировано спутником DMSP-F13 в том же диапазоне широт 68° - 70° N (рис. 5, справа).

В докладе представлены и обсуждаются способы построения индикаторов возмущенности ионосферной плазмы с учетом специфики методов НОРТ и ВОРТ. Сопоставление построенных индикаторов с параметрами космической погоды и геомагнитной возмущенности показало их высокую чувствительность к этим факторам. Обнаружены эффекты запаздывания ионосферной возмущенности по отношению к геомагнитной возмущенности.

Заключение

Методы РТ позволяют выявлять широкий спектр ионосферных возмущений, имеющих разную интенсивность и разные пространственно-временные масштабы, проследить их динамику как в спокойных условиях, так и во время геомагнитных возмущений. Результаты РТ реконструкций демонстрируют большое разнообразие ионосферных структур: провалы ионизации; мульти-экстремальные распределения электронной плотности; «пятна» («blobs», «patches») ионизации; волновые и квазиволновые возмущения, узкие структуры, вытянутые вдоль геомагнитного поля, и т.д. В периоды сильных геомагнитных бурь градиенты ионизации достигают максимальных значений. Проведенные исследования показали, что пространственная структура дополнительной корпускулярной ионизации на РТ-реконструкциях ионосферы качественно соответствует пространственным распределениям потоков ионизирующих частиц, непосредственно вызывающим структурирование ионосферы. Для исследования степени возмущенности ионосферной плазмы предложен ряд количественных индикаторов на базе данных НОРТ и ВОРТ ионосферы. Индикаторы учитывают специфику конкретных типов данных, что обеспечивает их эффективность. Выявлены типы индикаторов, наиболее чувствительных к наличию связи между вариациями электронной концентрации и геомагнитными возмущениями.

Благодарности

Авторы выражают благодарность сотрудникам NWRA (North-West Research Associates) за предоставленные первичные экспериментальные данные по американской НОРТ цепочке приемников. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант 17-77-20087). Часть работ, связанная с предобработкой первичных данных измерений по российской и американской НОРТ цепочкам приемников выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 17-05-01250 и 19-05-00941, соответственно).

Список литературы

1. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. Радиотомография ионосферы. М.: Наука, 2007. – 335 с.
2. Nesterov I.A., Kunitsyn V.E. GNSS radio tomography of the ionosphere: the problem with essentially incomplete data // *Adv. Space Res.* – 2011. – Vol. 47. – P.1789-1803.
3. Gulyaeva T.L., Arikan F., Hernandez-Pajares M., Stanislawski I. GIM-TEC adaptive ionospheric weather assessment and forecast system // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* – 2013. – Vol. 102. – P. 329–340.
4. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С., И.А.Нестеров. Спутниковое радиозондирование и радиотомография ионосферы // *УФН.* – 2010. - Т.180, № 5. – С. 548-553.
5. Kunitsyn V.E., Andreeva E.S., Nesterov I.A., Padokhin A.M. Ionospheric Sounding and Tomography by stocktickerGNSS // In book: *Geodetic Sciences - Observations, Modeling and Applications*, S. Jin (ed.), InTech. – 2013. – P. 223-252.
6. Pryse S.E. Radio tomography: A new experimental technique // *Surv. Geophys.* - 2003. - V. 24(1). - P. 1-38, doi:10.1023/A:1022272607747.
7. Bust G.S., Mitchell C.N. History, current state, and future directions of ionospheric imaging // *Rev. Geophys.* 2008. – V. 46(1). – P. 1-23, doi:10.1029/2006RG000212.
8. Nesterov I.A., Andreeva E.S., Padokhin A.M., Tumanova Yu.S., Nazarenko M.O. Ionospheric perturbation indices based on the low- and high-orbiting satellite radio tomography data // *GPS Solutions.* – 2017. – Vol. 21(4) – P. 1679-1694.

Том I, с. 110–112

УДК: 528.8 + 551.510.535

АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКИХ АМПЛИТУДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПО ДАННЫМ СИГНАЛОВ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЛЧМ-ЗОНДИРОВАНИЯ

М. В. Цедрик, А. В. Подлесный, А. А. Науменко, В. И. Куркин

*Ордена Трудового Красного Знамени Институт солнечно-земной физики СО РАН,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова 126а, а/я 291*

E-mail: mark7cedrick@gmail.com, pav1986@rambler.ru, naym13@mail.ru, kurkin@iszf.irk.ru

Аннотация. В работе рассматривается способ представления больших массивов данных ионозондов в виде временного хода амплитудно-частотной характеристики отраженного сигнала (амплитудной карты или А-карты). Демонстрируется результат построения А-карт на примере данных иркутского многофункционального ЛЧМ-ионозонда «Ионозонд-МС».

Ключевые слова: амплитудная карта; А-карта; вертикальное зондирование ионосферы; амплитудно-частотные характеристики

ANALYSIS OF DYNAMIC AMPLITUDE CHARACTERISTICS FOR VERTICAL INCIDENCE CHIRP SOUNDERS

M. V. Cedrik, A. V. Podlesnyi, A. A. Naumenko, V. I. Kurkin

Abstract. The article shows the way of representation large ionosonde's data arrays as a time dependence of the amplitude-frequency characteristic of reflected signal ("amplitude chart", in other words A-map). On the example of data available from multifunctional chirp-ionosonde «Ionosonde-MS», placed in Irkutsk, the result of operation of application for A-map plotting was shown.

Keywords: amplitude chart; A-map, vertical incidence sounding; ionosphere, amplitude-frequency characteristic

Введение

Одним из способов повысить точность и вероятность регистрации быстротекущих и мелко-масштабных процессов, происходящих в ионосфере, является увеличение частоты съема ионограмм, то есть увеличение разрешения по времени. К примеру, многофункциональный ионозонд ИСЗФ СО РАН «Ионозонд-МС» [1], ориентированный, в том числе, на изучение таких процессов, может производить съем ионограмм вертикального зондирования с пятнадцатисекундной периодичностью. Однако с увеличением частоты съема ионограмм пропорционально растет объем получаемых данных и возникает потребность в визуальном представлении данных, которое позволяло бы в пределах одного графика отображать ионосферные процессы в динамике на основе множества сеансов зондирования за длительный промежуток времени. Одной из форм такого представления является амплитудная карта (далее – А-карта), представляющая из себя сводную картину состояния ионосферы на определенном временном интервале на основе совместного отображения амплитудно-частотных характеристик отраженных от ионосферы сигналов. Как показано в работе [2], А-карты являются рациональным способом отображения больших массивов данных с целью выявления временных интервалов, на которых происходили наиболее интересные явления, в частности, регистрация мелкомасштабных неоднородностей. Кроме того, в работе [3] для анализа ПИВ (перемещающихся ионосферных возмущений) использовался метод, основывающийся на обработке А-карт.

Целью работы стала реализация методики построения А-карт на основе ионограмм ЛЧМ-ионозонда с возможностью вывода данных для их анализа по методу сумм амплитуд, а также задания высотного коридора.

К решаемым в работе задачам относятся: выбор среды разработки приложения, написание программного кода и тестирование приложения на данных ЛЧМ-ионозонда.

Содержание доклада

«Ионозонд-МС» [1], данные которого использовались для построения А-карт, использует непрерывный ЛЧМ-сигнал в диапазоне 1 – 14 МГц со скоростью приращения частоты 1000 кГц/с. Таким образом, пробег по заданному диапазону частот осуществляется за 13 секунд. Ионозонд работает с пятнадцатисекундной периодичностью снятия ионограмм, которая позволяет более детально изучать быстрые процессы, происходящие в ионосфере.

«Ионозонд-МС» [1] состоит из цифрового формирователя сигнала, усилителя передаваемого сигнала мощностью 10 Вт, приемника на основе прямого цифрового преобразования без использования устройств автоматической регулировки усиления (АРУ), приемной и передающей антенн. Отсутствие АРУ и широкий динамический диапазон позволяют определять относительную напряжённость поля в точке приёма и регистрировать относительные долговременные вариации амплитуды отражённого сигнала во всём диапазоне рабочих частот ионозонда.

Для построения амплитудных карт используется следующая методика: берется ряд ионограмм за выбранный интервал времени и на каждой из частот находится максимум амплитуды отраженного сигнала, по одному максимуму на каждой частоте для каждой из ионограмм (с исключением высоты), которые объединяются в массив амплитуда-время-частота. На основе данного массива происходит построение амплитудной карты в виде трехмерного изображения в координатах амплитуда-время-частота. Как правило, часть выделенных амплитуд принадлежит обыкновенной моде, часть – необыкновенной, а часть – их наложению, потому как разделение поляризаций принятого сигнала не проводилось. Обычно амплитуды отражений необыкновенной моды меньше амплитуд обыкновенной моды, а максимальная частота следа необыкновенной моды выше следа обыкновенной на половину гирочастоты электронов, поэтому на А-карте следы необыкновенной моды заметны как светлые тени, сдвинутые на половину гирочастоты электронов относительно более темных следов обыкновенных мод. [4]

На рис. 1 представлен пример А-карты для относительно спокойной ионосферы. Как было сказано выше, конечной частотой зондирования является 14 МГц, однако на рис. 1 изображение А-карты кадрировано до 10 МГц ввиду отсутствия полезной информации в верхней области частотного диапазона. Видно, что А-карты позволяют быстро оценивать ход критических частот ионосферных слоев, ионосферное поглощение и интервалы существования спорадического E-слоя.

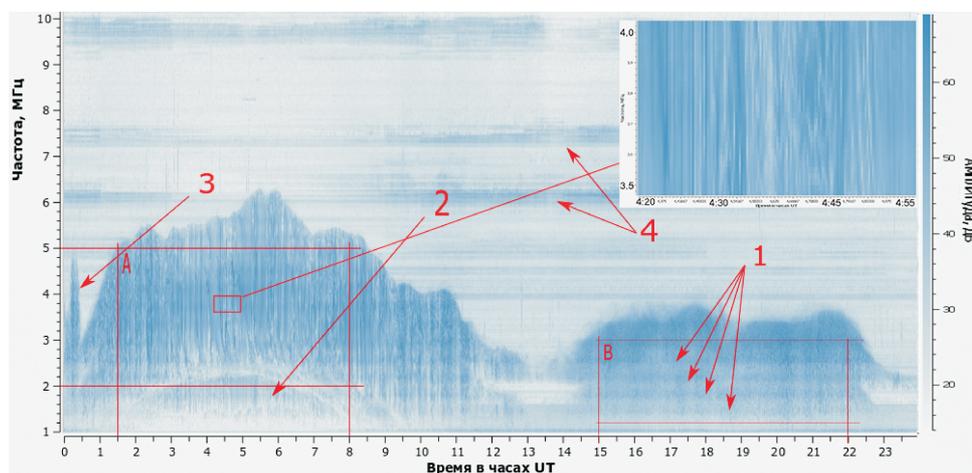


Рис. 1. Временной ход АЧХ (А-карта) трассе вертикального зондирования Торы-Торы 1.01.2019. 1 – периодические горизонтальные полосы, являющиеся следствием неоднородных характеристик антенн в диапазоне применяемых частот, 2 – след E-слоя, 3 – пример отражения сигнала от спорадического E-слоя, 4 – шум от сосредоточенных помех.

Также на рис. 1 можно заметить периодические горизонтальные полосы, отмеченные цифрой 1, которые являются суперпозицией характеристик передающей и приемной антенн ионозонда. Для подтверждения данного тезиса были построены графики зависимости средней амплитуды от частоты в областях, соответствующих дневным и ночным измерениям, показанных на рис. 1 как А и В. Полученные графики представлены на рис. 2.

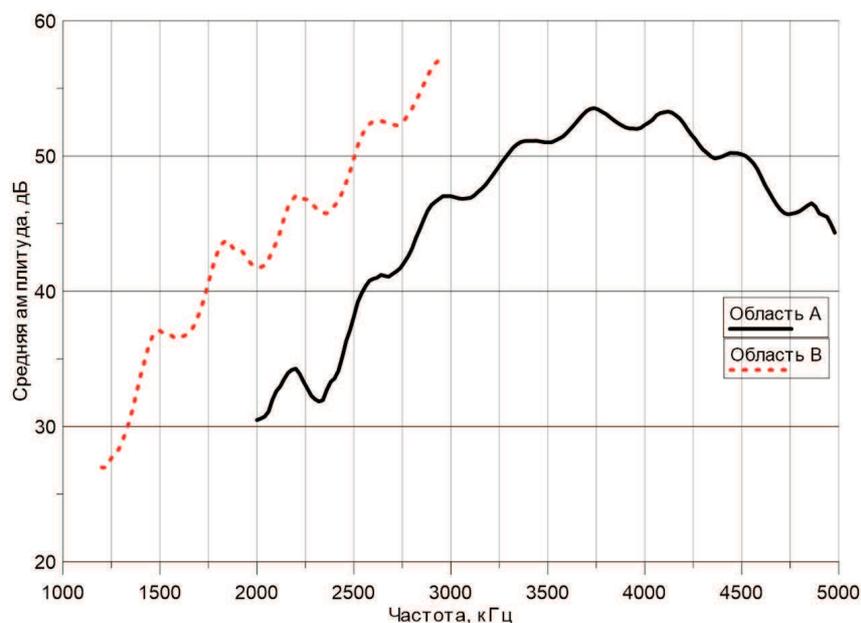


Рис. 2. Зависимость средней амплитуды от частоты для двух областей на А-карте.

Видно, что они состоят из стабильной быстроосциллирующей части с периодом около 0,5 МГц и плавной огибающей, вид которой зависит от состояния ионосферы. Из чего можно сделать вывод, что на общий тренд кривых влияет состояние среды распространения зондирующего сигнала, тогда как локальные максимумы и минимумы являются следствием инструментального влияния. Данную информацию можно использовать для коррекции получаемых данных при проведении детального анализа и сравнения амплитуд на разных частотах.

Заключение

Была реализована методика построения амплитудных карт (А-карт) на основе нахождения максимумов амплитуд на каждой из частот и формирования данных для построения графиков по методу сумм амплитуд по данным иркутского ЛЧМ-ионозонда. К достоинствам А-карт можно отнести высокую наглядность и перспективу возможности построения в автоматическом режиме. Однако сложности в интерпретации результатов выделения возмущений по А-картам позволяют использовать их только для предварительного обзора больших массивов данных ионосферного зондирования.

Благодарности

Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Ангара» <http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-35-00510-мол\а.

Работа геофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН, на территории которой проводились исследования, обеспечивается в рамках базового финансирования программы ФНИ П.12.

Список литературы

1. А. В. Подлесный, И. Г. Брынько, В. И. Куркин и др. Многофункциональный ЛЧМ ионозонд для мониторинга ионосферы // Гелиогеофизические исследования. — 2013. — № 4. — С. 24–31.
2. А.Д. Акчурин, К.М. Юсупов, О.Н. Шерстюков, В.Р. Ильдиряков Выделение быстротекущих и мелкомасштабных неоднородностей на одноминутных ионограммах ионозонда «Циклон» // Гелиогеофизические исследования. — 2013. — № 4. — С. 101–110.
3. В.И. Куркин, О.А. Ларюнин, А.В. Подлесный Анализ квазиволновых возмущений ионосферы с помощью амплитудных карт по данным ЛЧМ-ионозонда ИСЗФ СО РАН // Распространение радиоволн (РРВ-24). Труды конференции. — 2014. — С. 1.214–215.
4. А. Д. Акчурин, К. М. Юсупов, Частотные свойства квазипериодических биений на АЧХ среднеширотного слоя Es, Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. — 2011. — Т. 153, книга 1. — С. 7–16.

Том I, с. 113–116

УДК: 550.388.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ОТРАЖЕННЫХ РАДИОСИГНАЛОВ

С. М. Черняков, В. А. Турянский

Полярный геофизический институт, 183010, г. Мурманск, ул. Халтурина, 15

E-mail: smcherniakov@gmail.com, vtur@mail.ru

Аннотация. В работе представлены результаты наблюдений вариаций частично отражённых сигналов на высотах D-области ионосферы радаром частичных отражений (радиофизический полигон «Туманный» Полярного геофизического института, 69.0 с. ш., 35.7 в. д.) для спокойных геомагнитных условий во время прохождения вечернего солнечного терминатора. Проанализированы временные изменения амплитуды обыкновенной радиоволны частично отражённой от высоты 75 км для различных сезонов и их спектры. На основе теории акустико-гравитационных волн и эмпирической модели нейтральной атмосферы NRLMSISE-00 проведена идентификация экспериментальных периодов, соответствующих атмосферным резонансам (частоте акустического обрезания и частоте Бранта-Вяйсяля). Это позволило определить значения нейтральной температуры на высоте 75 км. Результаты показали удовлетворительное согласие полученных температур с данными других независимых наблюдений.

Ключевые слова: метод частичных отражений; частота акустического обрезания; частота Бранта-Вяйсяля; температура

DETERMINATION OF PARAMETERS OF THE ATMOSPHERE BY MEANS OF THE REFLECTED RADIO SIGNALS

S. M. Cherniakov, V. A. Turyansky

Abstract. For quiet geomagnetic conditions during solar terminator passages results of observations of amplitude variations of the partial reflection radar signals (the observatory Tumannyy of the Polar Geophysical Institute, 69.0N, 35.7E) at the heights of the D-region of the ionosphere are given. Temporary variations of signal amplitudes which were reflected at the height of 75 km and their spectra were analyzed. On the basis of the theory of acoustic-gravity waves and the empirical model of neutral structure and temperature of the atmosphere NRLMSISE-00 identification of the experimental periods corresponding to the atmospheric resonances was executed and calculation of neutral temperature at the heights of the mesosphere was carried out. The values of the calculated temperature from experimental data showed satisfactory consent with data of other independent observations.

Keywords: method of partial reflections; cut-off frequency; Brunt-Väisälä frequency; temperature

Введение

Теория акустико-гравитационных волн (АГВ) в атмосфере описывает многие из волнообразных колебаний в атмосфере, вызванные тем, что атмосфера представляет собой сжимаемый газ, который после сжатия и затем прекращения действия сжимающей силы начинает колебаться вблизи своего состояния равновесия. В случае плоско-стратифицированной, изотермической атмосферы и постоянства силы гравитации с высотой существуют две частотные области для атмосферных волн, где они могут распространяться как акустические и гравитационные волны. Эти области ограничены двумя резонансными частотами атмосферы: частотой акустического обрезания ω_{ac} и частотой Бранта-Вяйсяля ω_{bv} , определяемую как частоту плавучести, с которой вертикально смещенный объем будет колебаться в статически постоянной среде. Акустическая частота обрезания определяется как $\omega_{ac} = \gamma g/2c$, где γ — отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме, g — гравитационное ускорение, c — скорость звука. Вторую

характерную частоту атмосферы, частоту Бранта-Вяйсяля, определяют как $\omega_{bv}^2 = (\gamma - 1)g^2/c^2$. Для D-области ионосферы периоды этих атмосферных резонансов меньше 6 минут [1]. Для того чтобы эти резонансные частоты были явно выражены в экспериментальном спектре регистрируемого сигнала, необходимо иметь в атмосфере источник возмущений. В качестве такого источника мы выбрали прохождение солнечного терминатора в атмосфере Земли.

В начале семидесятых Чимонас и Хайнз [2] предположили, что во время солнечного затмения должны наблюдаться атмосферные гравитационные волны, вызванные сверхзвуковым прохождением лунной тени через поверхность Земли и охлаждением атмосферы из-за резкого падения освещённости атмосферы в области тени. В последующие годы исследователи получили подтверждение существования подобного эффекта. Идея генерации волн в атмосфере во время прохождения солнечного терминатора была сформулирована Биром [3]. Он предположил, что существует аналогия между процессами, являющимися результатом сверхзвукового движения лунной тени во время солнечного затмения и сверхзвукового движения солнечного терминатора. Вскоре были получены первые экспериментальные доказательства генерации волн на ионосферных высотах во время восходов и заходов Солнца. Теоретические основы процессов во время прохождения солнечного терминатора рассмотрены Сомсиковым [4].

В работе методом частичных отражений исследуется реакция нижней ионосферы на прохождение солнечного терминатора во время захода Солнца для дней, когда трехчасовой планетарный индекс геомагнитной активности $K_p \leq 1$. Прохождение солнечного терминатора выбрано в качестве регулярного источника возмущений в атмосфере. По данным об амплитуде частично отражённой обыкновенной волны на высоте 75 км рассчитаны спектры временных вариаций амплитуды. По экспериментальным спектрам были идентифицированы, на основе теории АГВ и эмпирической модели атмосферы NRLMSISE-00, спектральные компоненты соответствующие атмосферным резонансам и рассчитана нейтральная температура на высотах мезосферы. Показано, что полученная температура имеет сезонный ход. Значения температур, полученные на основе данной методики, согласуются с данными других исследователей.

Радар частичных отражений

Метод частичных отражений, предложенный в начале 1950-х годов Гарднером и Поси [5], является эффективным инструментом исследования D-области ионосферы. Метод достаточно сложен для реализации, но позволяет получать информацию об амплитуде обыкновенной и необыкновенной волн, частично отражённых от неоднородностей электронной концентрации, и рассчитывать вариации электронной концентрации во времени с высотным разрешением до 0.5 км.

В основе метода лежит обратное рассеяние частично отражённых импульсов обыкновенной и необыкновенной радиоволн неоднородностями плазмы при вертикальном зондировании. В этом случае производится отдельный прием отражённых сигналов и измерение их амплитуд в зависимости от времени запаздывания, определяющего высоту отражения. Для определения концентрации электронов используется измерение амплитуд или разность поглощения вдоль траекторий распространения обыкновенной и необыкновенной радиоволн (метод дифференциального поглощения) [6]. Таким образом, имеется возможность наблюдения вариаций частично отражённых радиосигналов на выбранной высоте и выделения колебаний среды, вызванных различными источниками как естественного, так и искусственного происхождения.

Установка частичных отражений для исследования нижней ионосферы расположена на радиофизическом полигоне «Туманный» Полярного геофизического института (69.0 с. ш., 35.7 в. д.). Она состоит из передатчика, приемника, приемно-передающей фазированной решетки и автоматизированной системы сбора данных. Основные параметры установки приведены в работе [7]. Технические характеристики радиолокатора: рабочие частоты – 2.60-2.72 МГц; мощность передатчика в импульсе – около 60 кВт; длительность импульса – 15 мкс; частота зондирования – 2 Гц. Антенная решетка состоит из 38 пар скрещенных диполей, занимает площадь 10^5 м^2 и имеет ширину диаграммы направленности по уровню половинной мощности около 20° .

Поочередно принимаются две круговые поляризации, которые усиливаются приемником прямого усиления с полосой 40 кГц. Регистрацию амплитуд сигналов можно проводить в интервале высот от 30 до 100 км в зависимости от гелиогеофизических условий.

Экспериментальные результаты

Исследование влияния солнечного терминатора на ионосферу проводилось для тех дней из массива регистраций, когда планетарный индекс геомагнитной возмущенности был меньше или равен единице и в атмосфере не было иных источников сильных возмущений. Для обработки использовались данные измерений амплитуды частично отражённой обыкновенной волны, из которых затем рассчитывалась спектральная плотность мощности вариаций амплитуды. Поскольку периоды атмосферных резонансов в D-области меньше 6 мин, то для фильтрации вариаций амплитуды был взят полосовой фильтр Кауэра с полосой от 2 до 10 мин [8]. На рис. 1а, б показаны примеры вариации отфильтрованной амплитуды отражённой обыкновенной волны на высоте 75 км при прохождении солнечного терминатора во время захода Солнца. Вертикальными пунктирными линиями отмечено время захода на высоте 75 км. Среднее значение вариаций отфильтрованной амплитуды частично отражённой обыкновенной волны для всех рассмотренных случаев равно нулю, но для того, чтобы можно было сравнить поведение этих вариаций в разное время и в разные даты, графики вариаций амплитуд смещены по вертикали относительно друг друга.

В результате анализа на основе теории АГВ волн и эмпирической модели нейтральной атмосферы NRLMSISE-00 в экспериментальном спектре отражённого сигнала были найдены периоды колебаний, соответствующие атмосферным резонансным периодам акустического обрезания и Бранта-Вяйсяля [9]:

$$\tau_{ac} = 2\pi\sqrt{\frac{4kT}{\gamma M m_H g^2}}, \tau_{bv} = 2\pi\sqrt{\frac{\gamma kT}{(\gamma - 1) M m_H g^2}}, \quad (1)$$

где $\gamma = C_p/C_v$ – отношение теплоёмкостей при постоянном давлении и постоянном объеме, k – постоянная Больцмана, T – нейтральная температура, M – средняя молекулярная масса воздуха, m_H – масса атома водорода; g – ускорение свободного падения. На рис. 2 показан пример зависимости спектральной плотности мощности (СПМ) вариаций амплитуды частично отражённой обыкновенной волны от их периода на высоте 75 км во время захода Солнца 27 февраля 2015 г. Спектр плотности мощности амплитуды на рис. 2 содержит явно выраженные максимумы τ_{ac} и τ_{bv} . Спектральные максимумы, для которых $\tau < \tau_{ac}$ и $\tau > \tau_{bv}$, могут принадлежать к акустическим модам (инфразвук) и к гравитационным модам, соответственно.

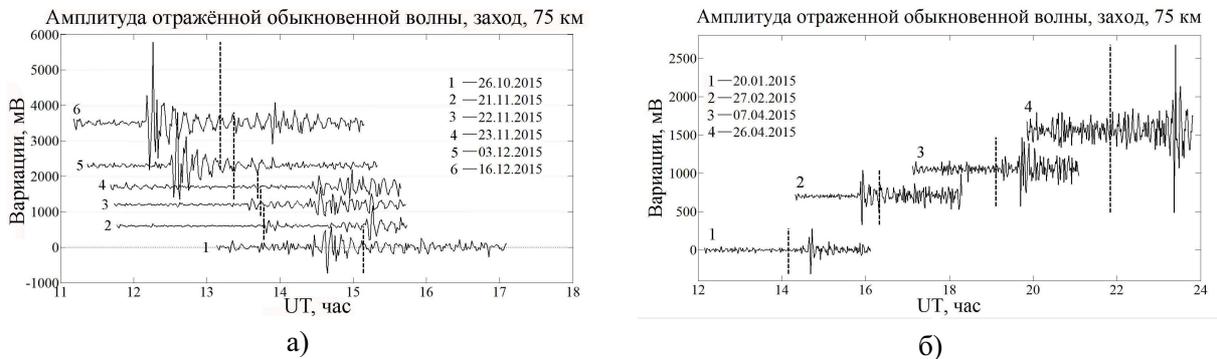


Рис. 1. а) Зависимость амплитуды частично отражённой обыкновенной волны на высоте 75 км во время захода Солнца осенью и зимой; б) Зависимость амплитуды частично отражённой обыкновенной волны на высоте 75 км во время захода Солнца зимой и весной.

На рис. 3 представлен график значений нейтральной температуры на высоте 75 км, рассчитанных из экспериментальных данных τ_{ac} и τ_{bv} по формулам (1). При расчете использовались

стандартные величины, типичные для нейтральной атмосферы. Заметно сезонное поведение температуры на высоте 75 км: уменьшение ее от 235 К в январе до 210 К в апреле и, наоборот, увеличение от 210 К в октябре до 270 К в декабре.

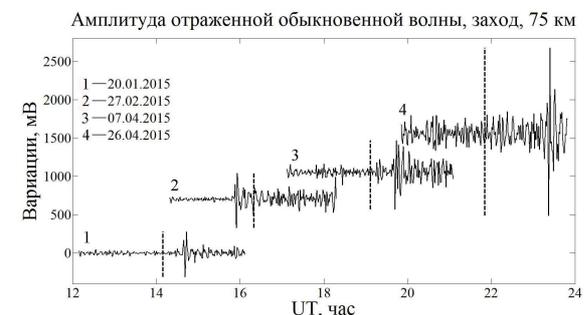


Рис. 2. Спектральная плотность мощности вариаций амплитуды частично отражённой обыкновенной волны на высоте 75 км во время захода Солнца.

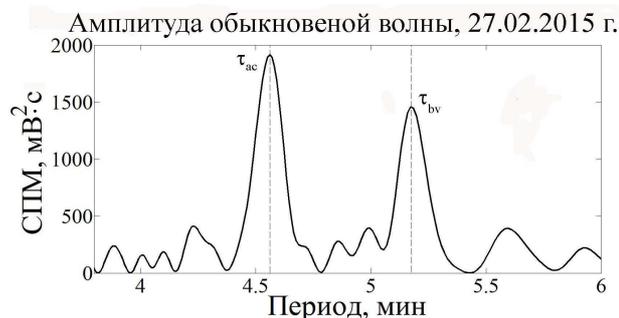


Рис. 3. Нейтральная температура на высоте 75 км для разных сезонов 2015 г.

Заключение

Представленные результаты анализа данных частичных отражений на основе теории АГВ с использованием эмпирической модели атмосферы NRLMSISE-00 показали возможность использования спектров плотности мощности частично отражённой обыкновенной волны для идентификации и определения резонансных периодов волн в атмосфере на высотах мезосферы, а также возможность вычисления нейтральной температуры в D-области ионосферы по этим данным. Для широты наблюдения 69.0 с. ш. получено сезонное изменение нейтральной температуры на высоте 75 км: уменьшение ее от ~ 235 К в январе до ~ 210 К в апреле и, увеличение от ~ 210 К в октябре до ~ 270 К в декабре.

Список литературы

1. Knižová P.K., Mošna Z. Acoustic-Gravity Waves in the ionosphere During Solar Eclipse Events / Acoustic Waves – From Microdevices to Helioseismology, InTech. – 2011. – P. 303-320.
2. Chimonas G., Hines C.O. Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse // J. Geophys. Res. – 1970. -V. 75, N 4. - P. 875.
3. Beer T. Supersonic generation of atmospheric waves // Nature. – 1973. – Vol. 242, № 5392. – P. 34.
4. Сомсиков В.М. Солнечный терминатор и динамические процессы в атмосфере. Обзор // Геомагнетизм и аэронавигация. – 2011. - Т. 51, № 6. – С. 723–735.
5. Gardner F.F., Pawsey J.L. Study of the ionospheric D-region using partial reflections // J. Atmos. Terr. Phys. – 1953. – Vol. 3, № 6. – P. 321–344.
6. Беликович В.В., Вяхирев В.Д., Калинина Е.Е. Исследование ионосферы методом частичных отражений // Геомагнетизм и аэронавигация. – 2004. – Т. 44. № 2. – С. 189–194.
7. Терещенко В.Д., Васильев Е.Б., Овчинников Н.А., Попов А.А. Средневолновый радиолокатор ПГИ для исследования нижней ионосферы / В сб.: Техника и методика геофизического эксперимента. – Апатиты: Изд. КНЦ РАН, 2003. – С. 37–46.
8. Дьяконов В.П. MATLAB 6.5 SP1/7 + Simulink 5/6. Обработка сигналов и проектирование фильтров. – М.: СОЛОН-Пресс, 2009. – 576 с.
9. Hines C.O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. The upper atmosphere in motion // Geophysical Monograph Series. – 1974. - Vol. 18. – P. 248–328.

Том I, с. 117–121

УДК: 550.385

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЛГОТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ИОНОСФЕРНЫХ И ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В СЕВЕРНОМ ПОЛУШАРИИ ВО ВРЕМЯ МАГНИТНЫХ БУРЬ

**М. А. Черниговская¹, Б. Г. Шпынев¹, Д. С. Хабитуев¹, К. Г. Ратовский¹,
А. Ю. Белинская², А. Е. Степанов³, В. В. Бычков⁴, С. А. Григорьева⁵,
В. А. Панченко⁶, Д. Коуба⁷, Й. Мелич⁸**

¹ *Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск*

E-mail: cher@iszf.irk.ru

² *Институт нефтегазовой геологии и геофизики СО РАН, г. Новосибирск*

³ *Институт космических исследований и астрономии СО РАН, г. Якутск*

⁴ *Институт космических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН,
с. Паратунка*

⁵ *Институт геофизики УрО РАН, г. Екатеринбург*

⁶ *Институт земного магнетизма и распространения радиоволн РАН, г. Москва*

⁷ *Институт физики атмосферы ЧАН, г. Прага, Чешская Республика*

⁸ *Институт атмосферной физики им. Лейбница, г. Кюлунгсборн, Германия*

Аннотация. Исследованы особенности долготных вариаций компонент геомагнитного поля на основе двух цепей магнитометров INTERMAGNET в северном полушарии (высокоширотной – вблизи $\sim 70^\circ$ с.ш. и среднеширотной – вблизи $\sim 55^\circ$ с.ш.) в периоды развития магнитных бурь и в спокойной геомагнитной обстановке в 2011-2017 гг. Установлена нерегулярная структура долготной изменчивости компонент геомагнитного поля в спокойных условиях, обусловленная несопадением северного географического и геомагнитного полюсов, а также наличием аномалий различных пространственных масштабов в фоновом магнитном поле Земли. Долготно-временные вариации компонент геомагнитного поля в возмущенных условиях проявляют также сильную зависимость от индивидуальных особенностей развития магнитных бурь. Из анализа данных среднеширотной евразийской цепи ионозондов вертикального зондирования установлено, что регистрируемые ионосферные эффекты также проявляют выраженную долготную неоднородность, связанную с наличием долготных особенностей фоновой структуры и вариаций геомагнитного поля в периоды магнитных бурь.

Ключевые слова: цепь ионозондов; ионосферные возмущения; вариации геомагнитного поля; геомагнитная буря

STUDYING LONGITUDINAL INHOMOGENEITIES OF THE IONOSPHERIC AND GEOMAGNETIC DISTURBANCES IN THE NORTHERN HEMISPHERE DURING MAGNETIC STORMS

**M. A. Chernigovskaya¹, B. G. Shpynev¹, D. S. Khabituev¹, K. G. Ratovsky¹,
A. Yu. Belinskaya², A. E. Stepanov³, V. V. Bychkov⁴, S. A. Grigorieva⁵, V. A. Panchenko⁶,
D. Kouba⁷, J. Mielich⁸**

Abstract. The longitudinal structure of the geomagnetic field variations is studied on the base of two magnetometer chains in the Northern Hemisphere located near latitudes $\sim 55^\circ$ N and 70° N during the time periods associated with the development of magnetic storms and in a quiet geomagnetic conditions in 2011-2017. It has been found that the geomagnetic field variability has irregular longitudinal structure due to difference of geographic and geomagnetic poles and also due to existence of anomalies of different spatial scales in the background magnetic field of the Earth. The features of longitudinal variations of the geomagnetic field also depend on the individual characteristics of the magnetic storms development. This features of the longitudinal structure and variations of the geomagnetic field leads to the fact that the development of geomagnetic storms in the ionosphere also has pronounced longitudinal inhomogeneities. From the analysis of the data of the mid-latitude Eurasian chain of vertical sounding ionosondes, it is shown that the registered ionospheric effects

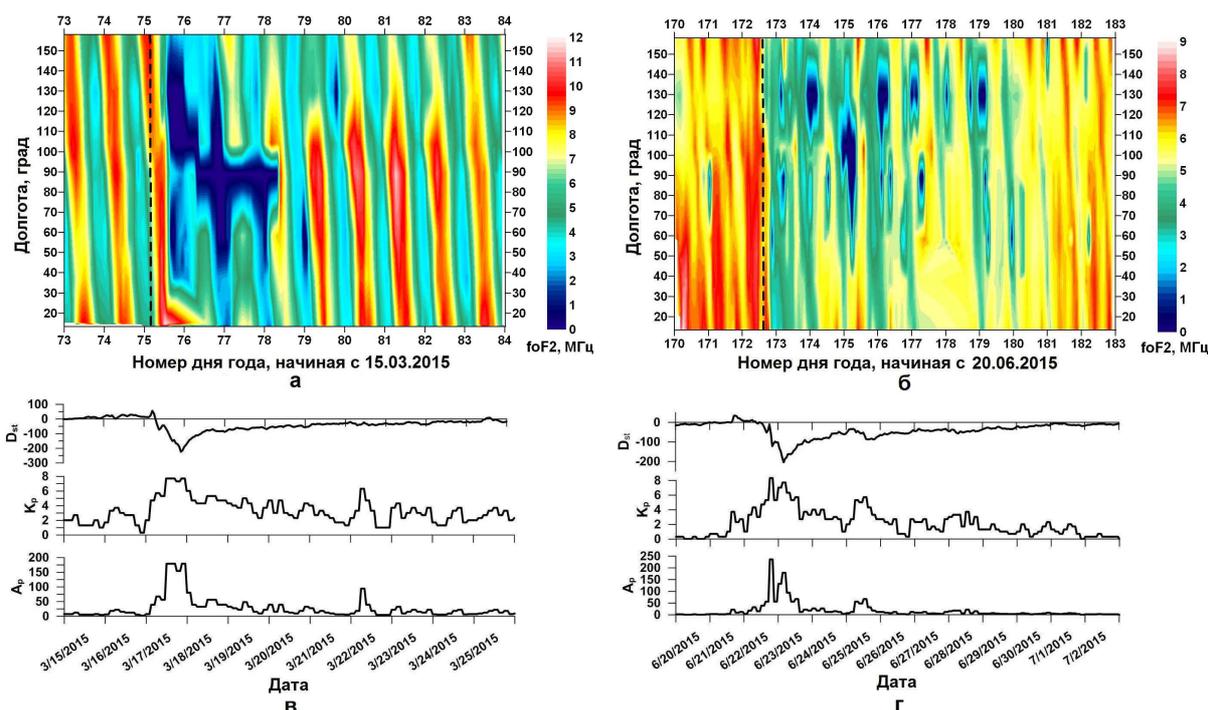


Рис. 2. Долготно-временные вариации f_oF2 (время UT) в период бури 15-25 марта 2015 г. (а), в период бури 20 июня – 01 июля 2015 г. (б). Нижние панели — временные вариации индексов геомагнитной активности D_{st} , K_p и A_p в период бури 15-25 марта 2015 г. (в), в период бури 20 июня – 01 июля (г).

пространственных масштабов в фоновом магнитном поле Земли, в долготном распределении вариаций ГМП выделяются явно выраженные долготы, на которых интенсивность вариаций имеет максимумы и минимумы. На основе данных двух цепей магнитометров сети INTERMAGNET в средних и высоких широтах получены долготные распределения H - и Z -компонент ГМП для рассматриваемых событий магнитных бурь в спокойных и возмущенных условиях (рис. 3). В долготном секторе $\sim 90-100^\circ$ в.д., симметричном расположенному в западном полушарии геомагнитному полюсу, уровень вариаций ГМП на средних широтах (рис. 3а,в) всегда самый низкий. В связи с этим над регионом Евразии на долготах $\sim 90-100^\circ$ ионосфера имеет устойчивую положительную аномалию и раньше всего восстанавливается после геомагнитных возмущений. Симметрично от этого сектора на долготах $\sim 40^\circ$, $\sim 130^\circ$ расположены две зоны усиленного проникновения геомагнитных возмущений из высоких широт в средние как для условий равноденствия, так и для солнцестояния (рис. 3а,в и рис. 3б,г – правые столбцы для возмущенных условий). В этих секторах начинаются практически все сильные возмущения ГМП, несмотря на локальное время SSC магнитных бурь. Им соответствуют зоны сильных отрицательных возмущений ионосферы, т.е. понижения f_oF2 , что связано с уменьшением электронной концентрации в максимуме $F2$ слоя ионосферы.

Следует обратить внимание, что бури происходили в условиях весеннего равноденствия и летнего солнцестояния. Для этих сезонов характерны различные особенности регулярных вариаций ионосферных параметров. Для обеих рассматриваемых очень сильных бурь полная длительность ионосферного возмущения составляла ~ 9 суток (см. рис. 2). Разница воздействия на ионосферу состояла только в фоновых условиях ионосферы. На рис. 3а,б пунктирной линией обозначены моменты внезапного начала бурь (SSC), вызванные воздействием межпланетной ударной волны на магнитосферу Земли. Суточные вариации критических частот $F2$ слоя слева от этих линий дают представление о типичных вариациях этого параметра в спокойных геомагнитных условиях. В условиях равноденствия (рис. 3а) наблюдается ярко выраженный переход

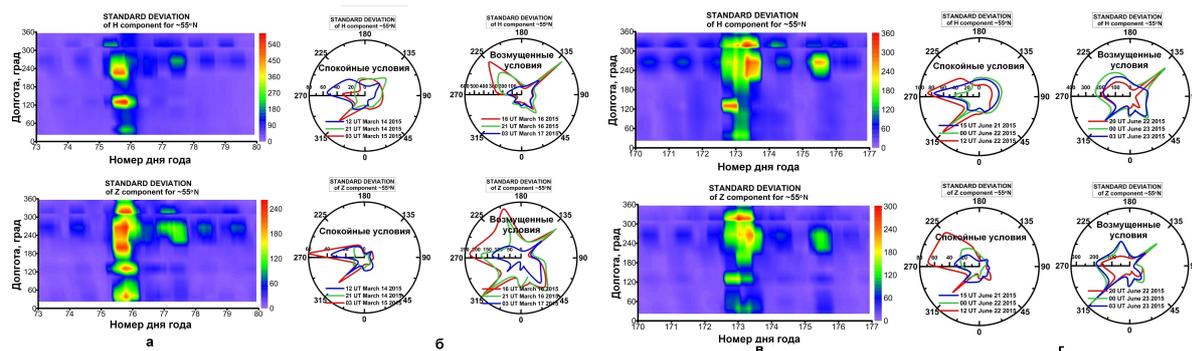


Рис. 3. Долготно-временные вариации дисперсий H - и Z -компонент ГМП на широте $\sim 55^\circ$ с.ш. для бурь 15-21 марта 2015 г. (а) и для 20-26 июня 2015 г. (в) (время UT). Распределения дисперсий ГМП, показанные для спокойных (левый столбец) и возмущенных (правый столбец) условий в полярных координатах на широте $\sim 55^\circ$ с.ш. для отдельных дней марта 2015 г. (б) и июня 2015 г. (г).

день-ночь в вариациях f_oF2 . Несмотря на то, что широта ионозондов в цепи варьируется в пределах $50^\circ - 62^\circ$ с.ш., все ионозонды показывают практически идентичные значения и вариации параметра f_oF2 . Наклон суточных максимумов f_oF2 соответствует разнице в локальном времени для каждого ионозонда. В условиях летнего солнцестояния (рис. 3б) суточные вариации критических частот составляют всего 1-2 МГц с двумя максимумами. Один максимум связан с утренним нагревом после восхода Солнца. Второй максимум связан с ночным подъемом ионизации вследствие изменения скорости термосферного нейтрального ветра, который днем имеет сильную северную меридиональную компоненту и увлекает ионизацию вниз. После захода Солнца в экваториальной ионосфере термосферный нейтральный ветер ослабевает, или даже меняет направление на южное, поднимая среднеширотную ионосферу. Для обоих событий через несколько часов после момента SSC происходит резкое уменьшение критических частот на 57 МГц относительно значений в спокойные дни, предшествовавшие началу магнитной бури. Минимум f_oF2 совпадает с минимумом D_{st} , что связано с приходом на средние широты зоны магнитосферной конвекции. В средние широты перемещаются силовые трубки ГМП с большим L (L – расстояние до вершины геомагнитной силовой линии в земных радиусах) и низким содержанием плазмы. Ионосферная плазма быстро вытекает вверх, уменьшая f_oF2 и увеличивая высоту максимума ионизации h_mF2 .

На рис. 4 для рассматриваемых событий приведены вариации отклонений высот максимума слоя $F2$ от фонового уровня h_mF2 , чтобы исключить неоднозначность определения этого параметра на ионозондах разного типа. Сравнение двух событий показывает очень интересный эффект, связанный с нахождением среднеширотной ионосферы в зоне силовых трубок ГМП с большим L . В равноденствие за все время главной фазы бури ($D_{st} < -100$ нТл) максимум h_mF2 поднимается на 60–100 км за счет постоянного оттока плазмы вверх (этот эффект известен в литературе, как «dusk enhancement») и остается на этих высотах в течение суток и более. В летней ионосфере, в ночные часы также наблюдается резкий подъем максимума ионизации на ~ 100 км. Однако днем, вследствие высокой скорости ионизации, максимум ионизации формируется в нижней ионосфере на высотах 180–200 км, несмотря на продолжающийся отток плазмы в плазмосферу.

Заключение

Исследование ионосферного отклика на экстремальные геомагнитные бури 2015 г. показало схожие сценарии развития возмущений над регионом Евразии с проявлением сильной зависимости от характеристик ГМП. Во время главной фазы бури долготная динамика возмущений является почти синхронной и связана с глобальным перемещением на средние широты зоны

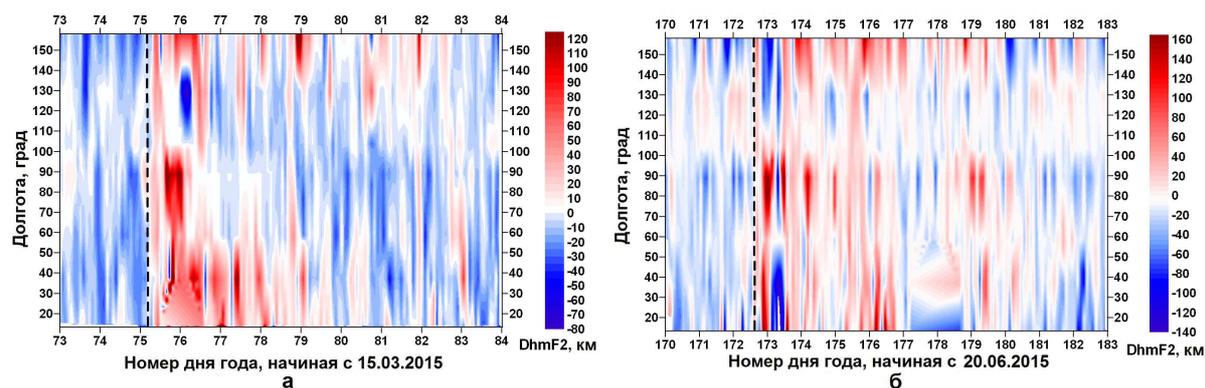


Рис. 4. Долготно-временные вариации $h_m F2$ (время UT) в период бури 15-25 марта 2015 г. (а), в период бури 20 июня - 01 июля 2015 г. (б).

магнитосферной конвекции. На фазе восстановления важную роль в динамике ионосферы играют возмущения в виде термосферных волн молекулярного газа, которые формируются западным электроджетом и распространяются в юго-западном направлении. Для события в марте 2015 г. распространение такого возмущения наблюдалось в течение трех дней со скоростью 50–70 м/с. Летом, при большой продолжительности светового дня, ионизация восстанавливается быстрее, чем в равноденствие. Отрицательные ионосферные возмущения наблюдаются в пределах одних суток и распространяются на запад со скоростью 30–40 м/с. Динамика высоты максимума ионизации также существенно отличается для двух сезонов. Весной после начала бури и резкого подъема $h_m F2$ (dusk enhancement) максимум остается на высоком уровне в течение всей главной фазы бури. Летом после резкого подъема $h_m F2$ достаточно быстро происходит восход Солнца, что формирует новый максимум на высотах нижней термосферы, т.е. измеряемая ионозондами высота максимума уменьшается по сравнению с невозмущенными условиями.

Благодарности

Работа выполнена частично при поддержке Проекта РФФИ №18–05–00681. Методы программной обработки данных получены в рамках базового финансирования программ ФНИ П.12 и П.16 (ИСЗФ СО РАН), №0331–2019–0013 (ИНГГ СО РАН), ГР №01201356396 (ИЗМИРАН). Экспериментальные данные частично получены с использованием оборудования ЦКП «Ангара» (ИСЗФ СО РАН); ЦКП «Северо-восточный гелиогеофизический центр» СКР_558279 (ИКИР ДВО РАН); НИОКТР АААА–А18–118020790004–0 (ИГ УрО РАН).

Список литературы

1. Shpynev B.G., Zolotukhina N.A., Polekh N.M., Ratovsky K.G., Chernigovskaya M.A., Belinskaya A.Yu., Stepanov A.E., Bychkov V.V., Grigorieva S.A., Panchenko V.A., Korenkova N.A., Mielich J. The ionosphere response to severe geomagnetic storm in March 2015 on the base of the data from Eurasian high-middle latitudes ionosonde chain // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. – 2018. Vol. 180. P. 93 – 105.
2. Шпынев Б.Г., Хабитуев Д.С., Черниговская М.А. Исследование причин долготных неоднородностей ионосферных возмущений в северном полушарии во время геомагнитных бурь // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. – 2018. – Т. 15. – № 5. – С. 241 – 250.

Том I, с. 122–125
УДК: 550.388.2

ГЕОМАГНИТНЫЙ ИНДЕКС ДЛЯ ИНТЕНСИВНОЙ ИОНОСФЕРНОЙ БУРИ

М. Г. Деминов¹, Р. Г. Деминов²

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова
РАН, 108840, г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе, 4
E-mail: deminov@izmiran.ru

²Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: Raphael.Deminov@kpfu.ru

Аннотация. На основе анализа свойств индексов геомагнитной активности aa и ap получено, что индекс aa может быть более адекватным, чем ap , индикатором этой активности для параметров ионосферы в периоды максимумов интенсивных магнитных бурь. Это подтверждено на основе анализа критической частоты F2-слоя ст. Иркутск для периода экстремальной бури 13-15.03.1989. Получено, что существование верхнего предела изменения $ap = 400$ накладывает определенные ограничения на использование индекса ap для экстремальных событий.

Ключевые слова: ионосфера; индекс геомагнитной активности; магнитная буря; ионосферная буря; экстремальная магнитная буря

GEOMAGNETIC INDEX FOR INTENSE IONOSPHERIC STORM

M. G. Deminov, R. G. Deminov

Abstract. From analysis of the geomagnetic activity indices aa and ap it is obtained that the index aa can be more adequate indicator of geomagnetic activity for the ionospheric parameters at periods of maxima of intense magnetic storms than ap . This is supported by analysis of the F2-layer critical frequency over Irkutsk station at the period of the extreme storm of 13-15.03.1989. It is shown that existence of the ap upper limit equal to 400 puts some limitations on using the ap index for extreme events.

Keywords: ionosphere; geomagnetic activity index; magnetic storm; ionospheric storm; extreme magnetic storm

Введение

Планетарный трехчасовой индекс геомагнитной активности ap и средневзвешенные значения этого индекса использованы в качестве индикаторов геомагнитной активности во всех известных эмпирических и полуэмпирических моделях ионосферы и термосферы (см., например, [1–4]). Индекс ap может принимать 28 дискретных значений в интервале 0-400, т.е. ap не может превышать 400. Поэтому использование этого индекса в моделях ионосферы и термосферы может приводить к ошибкам для периодов максимумов интенсивных магнитных бурь. Один из вариантов снятия этого ограничения связан с использованием трехчасового индекса aa , который может принимать 136 дискретных значений в интервале 2-600 с выбросами до 715 для экстремальных магнитных бурь.

Целью данной работы была проверка возможности использования индекса aa как замены общепринятого индекса ap в моделях термосферы и ионосферы для периодов максимумов интенсивных магнитных бурь.

Связь между индексами геомагнитной активности

Для анализа изменений параметров максимума F2-слоя ионосферы средних широт в периоды магнитных бурь используют средневзвешенный индекс геомагнитной активности $ap(\tau)$, где $\tau = \exp(-3/T)$ и T - характерное время в часах [5]. Ниже использовано типичное среднее значение $\tau = 0.8$, что соответствует $T = 13.4$ ч (см., например, [2]). Принято, что $\tau = 0.8$ и для средневзвешенного индекса $aa(\tau)$.

На основе анализа данных за 1957-2014 годы было получено, что для высокой геомагнитной активности связь между индексами $ap(\tau)$ и $aa(\tau)$ является нелинейной. Эта нелинейность обусловлена недостатком индекса ap - существованием верхнего предела изменения этого индекса ($ap = 400$). Использование линейной связи между индексами $ap(\tau)$ и $aa(\tau)$ позволяет до некоторой степени снять этот недостаток индекса ap . Для $aa(\tau) < 150$ связь между $ap(\tau)$ и $aa(\tau)$ практически линейна:

$$ap(\tau)^* = -3 + 0.9aa(\tau). \quad (1)$$

Уравнение (1) является определением эффективного индекса $ap(\tau)^*$ для всего возможного диапазона изменения $aa(\tau)$.

В эмпирической модели термосферы NRLMSISE-00 [3], которая использована ниже, входными параметрами являются не средневзвешенные индексы $ap(\tau)$, а индексы ap за данный трехчасовой интервал и предыдущие 57 часов, из которых внутри модели формируются средневзвешенные индексы этой активности. Поэтому можно принять, что входными параметрами модели NRLMSISE-00 являются либо индексы ap , либо эффективные индексы

$$ap^* = -3 + 0.9aa, \quad (2)$$

которые определены по индексам aa для каждого трехчасового интервала с помощью этого уравнения. Уравнение (2) является определением эффективного индекса ap^* , и оно получено на основе уравнения (1).

Критическая частота F2-слоя для экстремальной магнитной бури

Для проверки эффективности использования индекса ap^* для ионосферы в период магнитной бури выбрана экстремальная магнитная буря 13-15.03.1989, которая была самой интенсивной за всю предыдущую историю измерения индекса Dst : минимальное значение этого индекса достигло -589 нТл 14 марта в 01-02 UT. Индекс солнечной активности $F_{10.7}$ был также очень высоким в этот период и достигал значения 267 в единицах измерения этого индекса. В качестве параметра, характеризующего ионосферную бурю, использована критическая частота F2-слоя f_oF2 по данным ст. Иркутск (52.5° N, 104° E).

Обычно изменения критической частоты F2-слоя в периоды бурь оценивают по отклонениям f_oF2 от фона. Здесь использована эмпирическая модель концентрации максимума F2-слоя над Иркутском для спокойных условий ($ap(\tau) < 9$) [2], которая позволяет получить критическую частоту F2-слоя для таких спокойных условий, т.е. f_oF2_q .

Общепризнано, что на средних широтах отрицательная фаза ионосферной бури, т.е. уменьшение f_oF2 относительно фона, обусловлена перераспределением температуры, состава и плотности термосферы в периоды магнитных бурь. В полуэмпирической модели f_oF2 эта закономерность учтена с помощью аналитической формулы, которая связывает изменения f_oF2 относительно фона (индекс q) с соответствующими относительными изменениями параметров термосферы на высоте 300 км [1]:

$$f_oF2/f_oF2_q = C (R/R_q)^{0.65}, \quad (3)$$

где $R = n(O)/\beta^\alpha$, $\beta = k_1n(N_2) + k_2n(O_2)$, $\alpha = H/H_\beta$, $H = kT_n/m(O)g$, $n(O)$, $n(N_2)$ и $n(O_2)$ – концентрации атомного кислорода, молекулярного азота и кислорода, T_n – температура термосферы, β – коэффициент рекомбинации ионов O^+ , H и H_β – шкалы высот $n(O)$ и β . Коэффициент $C = 1$ в модели [1]. В данном случае $C = 1$ всюду за исключением 14.03.1989, когда

$$C = 1 - 0.4 \exp(-x^2), \quad x = (UT - 12) / 6. \quad (4)$$

Для вычисления параметров термосферы использована модель NRLMSISE-00 [3]. Эти вычисления были выполнены дважды: с использованием индексов ap и заменой в модели [3] индексов ap на эффективные индексы ap^* . Результаты таких вычислений по формуле (3) для координат Иркутска в период бури 13-15.03.1989 показаны на рис. 1. Там же показаны данные f_oF2/f_oF2_q , полученные по измерениям f_oF2 на станции Иркутск и модели f_oF2_q для спокойных условий

по этой станции [2], которые названы экспериментальными данными. В верхней части рис. 1 показаны соответствующие изменения индексов ap и ap^* . Из данных на этом рисунке видно, что

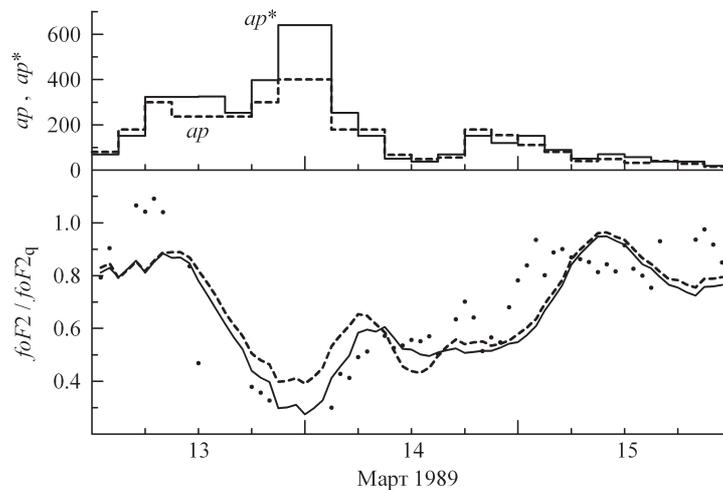


Рис. 1. Индексы ap (штриховые линии) и ap^* (сплошные линии) для 13-15.03.1989 и соответствующие отношения $foF2/foF2_q$, вычисленные по этим индексам для координат ст. Иркутск по полуэмпирической модели. Точки – экспериментальные значения $foF2/foF2_q$

самые сильные уменьшения $foF2$ происходили в ночь (по UT) с 13 на 14 марта, когда экспериментальное значение $foF2/foF2_q$ достигло 0.3 в 03 UT 14 марта. Данные $foF2$ отсутствовали в интервале с 21 UT 13.03 до 02 UT 14.03, и экспериментальные значения $foF2/foF2_q$ могли быть меньше 0.3. Модель (3) в целом воспроизводит такой характер изменения $foF2$: минимум отношения $foF2/foF2_q$ достигается в 00 UT 14.03, он равен 0.39 и 0.27 для вариантов, когда используются индексы ap и ap^* соответственно. Следовательно, наиболее сильные уменьшения $foF2$ над Иркутском в период максимума экстремальной бури обусловлены, в основном, изменениями температуры и состава термосферы. Эти изменения в целом воспроизводятся моделью NRLMSISE-00, что и обеспечивает соответствие модели (3) экспериментальным данным в этот период, и это соответствие является более точным для варианта, когда используются индексы ap^* .

Обсуждение

Буря в ионосфере средних широт обусловлена не только изменениями температуры, плотности и состава термосферы, но и изменениями скорости термосферного ветра, крупномасштабных электрических полей и внутренних гравитационных волн, которые генерируются в авроральной области [4]. Уменьшение $foF2$ в максимуме экстремальной магнитной бури обусловлено, в основном, одной причиной: взаимосвязанными изменениями температуры, плотности и состава термосферы. Эти изменения в термосфере воспроизводятся моделью NRLMSISE-00, что и обеспечивает приемлемую точность модели (3) для варианта, когда используется эффективный индекс ap^* .

На начальной стадии магнитной бури увеличивается направленный к экватору компонент скорости ветра, что приводит к росту $foF2$ в дневные часы из-за подъема F2-слоя в область относительно низкой рекомбинации, т.е. к положительной фазе ионосферной бури [4]. В данном случае, положительная фаза ионосферной бури наблюдалась 13.03.1989 в интервале 05-08 UT, когда было выполнено условие $foF2/foF2_q > 1$ (рис. 1). Модель (3) не воспроизводит эту фазу ионосферной бури.

В начальный период восстановительной фазы экстремальной бури 14.03.1989 в интервале 03-12 UT индекс ap^* быстро уменьшался от 640.5 до 37.5 (рис. 1). В этот период возмущение скорости термосферного ветра могло быть направлено к полюсу, что могло привести к дополни-

тельному уменьшению f_oF2 в дневные часы. Простейший способ учета этого эффекта связан с введением дополнительного коэффициента C в модель (3). Следует отметить, что коэффициент C в уравнении (3) введен только для конкретных условий ионосферы над Иркутском.

Из данных на рис. 1 видно, что отклонения модели (3) от экспериментальных данных 14.03.1989 в среднем не превышают этих отклонений на более поздней стадии восстановительной фазы магнитной бури 15.03.1989. Существование таких отклонений не вызывает удивления, поскольку анализируемая буря является экстремальной бурей при очень высокой геомагнитной и солнечной активности.

Выводы

На основе данных критической частоты F2-слоя f_oF2 по ионосферной станции Иркутск для периода экстремальной бури 13-15.03.1989 выполнены оценки возможности использования индекса aa как индикатора геомагнитной активности для f_oF2 в этот период. Получены следующие выводы.

Индекс aa является более адекватным, чем ap , индикатором геомагнитной активности в период максимума экстремальной бури. Это связано с существованием верхнего предела изменения $ap = 400$, что накладывает определенные ограничения на использование индекса ap для экстремальных событий. В остальные периоды данной бури эффективности индексов aa и ap примерно одинаковы.

В начальный период восстановительной фазы данной бури происходило стремительное уменьшение геомагнитной активности, что привело к дополнительному уменьшению f_oF2 . Простейший способ учета этой особенности ионосферы связан с введением дополнительной поправки на этот период. Данная поправка является скорее качественной, и необходим дополнительный анализ для корректного учета особенностей ионосферы в восстановительную фазу интенсивной магнитной бури.

Благодарности

Данные f_oF2 станции Иркутск и индексов солнечной активности были взяты с сайта World Data Center for Solar-Terrestrial Physics, Chilton (<http://www.ukssdc.ac.uk/wdcc1/>). Данные геомагнитных индексов получены с сайта International Service of Geomagnetic Indices (ISGI, isgi.unistra.fr). Работа выполнена при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 17-05-00427.

Список литературы

1. Аннакулиев С. М., Деминов М. Г., Шубин В. Н. Полуэмпирическая модель бури в ионосфере средних широт // Солнечно-земная физика. — 2005. — № 8. — С. 145—146.
2. Свойства изменчивости концентрации максимума F2-слоя над Иркутском при разных уровнях солнечной и геомагнитной активности / М. Г. Деминов, Г. Ф. Деминова, Г. А. Жеребцов, Н. М. Полех // Солнечно-земная физика. — 2015. — Т. 1. — С. 56—62.
3. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: statistical comparisons and scientific issues / J. M. Picone, A. E. Hedin, D. P. Drob, Aikin A. C. // *J. Geophys. Res.* — 2002. — Vol. 107. — P. 1468.
4. Buonsanto M. J. Ionospheric storms – a review // *Space Sci. Rev.* — 1999. — Vol. 88. — P. 563—601.
5. Wrenn G. L. Time-weighted accumulations $ap(\tau)$ and $Kp(\tau)$ // *J. Geophys. Res.* — 1987. — Vol. 92. — P. 10125—10129.

Том I, с. 126–128
УДК: 550.388.2

ЭФФЕКТИВНЫЙ ИНДЕКС СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ДЛЯ ДОЛГОСРОЧНОГО ПРОГНОЗА ИОНОСФЕРЫ

М. Г. Деминов, Г. Ф. Деминова

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова
РАН, 108840, г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе, 4
E-mail: deminov@izmiran.ru

Аннотация. На основе анализа ионосферного T и солнечных (Ri и F) индексов солнечной активности получен эффективный солнечный индекс F^* , который вычисляется по индексу F - величине потока солнечного радиоизлучения на длине волны 10.7 см. Все эти индексы являются скользящими средними за 12 месяцев индексами, которые центрированы на середину данного месяца. Для солнечного цикла 24 индекс F^* точнее индексов, основанных на международных числах солнечных пятен (Ri или Rz). Поэтому индекс F^* может быть рекомендован для замены индекса Rz в вычислениях медианы f_oF2 по модели IRI.

Ключевые слова: индекс солнечной активности; долгосрочный прогноз ионосферы; критическая частота F2-слоя

EFFECTIVE INDEX OF SOLAR ACTIVITY FOR LONG-TERM FORECAST OF THE IONOSPHERE

M. G. Deminov, G. F. Deminova

Abstract. From analysis of the ionospheric T and solar (Ri and F) indices of solar activity, an effective solar index F^* was derived which is calculated using F - the flux of solar radiation at the wavelength of 10.7 cm. All these indices are the sliding average indices over 12 months which are centered to the middle of a specific month. The index F^* proved to be more exact than the indices derived from the international sunspot numbers (Ri or Rz) for the solar cycle 24. Therefore the index F^* can be recommended instead of the index Rz in calculations of f_oF2 medians in the IRI model.

Keywords: solar activity index; long-term forecast of the ionosphere; the F2-layer critical frequency

Введение

В задачах долгосрочного прогноза критической частоты F2-слоя f_oF2 на основе эмпирических моделей, таких как IRI [1] или NeQuick [2], используются скользящие средние за 12 месяцев солнечные (Ri , F) или ионосферные (T , IG) индексы солнечной активности, которые центрированы на данный месяц. Здесь Ri - международное число солнечных пятен (Версия 2), F - поток солнечного радиоизлучения на длине волны 10.7 см. Ионосферные индексы T и IG построены по экспериментальным данным медиан f_oF2 ряда ионосферных станций для замены солнечных индексов в эмпирических моделях с целью обеспечения минимальных ошибок вычисления f_oF2 по этим моделям [3]. Поэтому обычно ионосферные индексы точнее солнечных индексов [3], но в задачах долгосрочного прогноза ионосферы это преимущество ионосферных индексов может быть нивелировано неточностью прогноза ионосферных индексов [4]. Здесь для определенности использован индекс T .

Цель данной работы – поиск эффективных индексов солнечной активности F^* и Ri^* для долгосрочного прогноза f_oF2 на основе анализа связей между индексами Ri и T и индексами F и T и выбор наиболее адекватного из этих двух эффективных индексов.

Эффективные индексы солнечной активности

Для определения эффективных индексов солнечной активности были использованы данные индексов Ri , F и T в интервале 1954–1997 гг., когда связь между этими индексами была достаточно устойчивой. По этим данным были получены уравнения регрессии

$$T = -117 + 1.94F - 0.00313F^2, \quad (1)$$

$$T = -4 + 0.71Ri + 0.0012Ri^2 - 5.510^6 Ri^3. \quad (2)$$

Эти уравнения обладают примерно одинаковой точностью: $K = 0.997$, $\sigma = 4$, где K - коэффициент корреляции между измеренными и вычисленными по уравнению (1) или (2) значениями T , σ - среднеквадратичное отклонение вычисленных значений T от измеренных. Предлагаемые в данной работе эффективные индексы F^* и Ri^* определяются следующим образом: эффективный индекс F^* вычисляется по солнечному индексу F с помощью уравнения (1), а эффективный индекс Ri^* по индексу Ri с помощью уравнения (2), т.е. уравнения (1) и (2) являются определениями эффективных индексов F^* и Ri^* :

$$F^* = -117 + 1.94F - 0.00313F^2,$$

$$Ri^* = -4 + 0.71Ri + 0.0012Ri^2 - 5.510^6 Ri^3.$$

В интервале 1954–1997 гг. индекс F^* точнее индекса F и индекс Ri^* точнее индекса Ri для вычисления медианы f_oF2 по эмпирической модели IRI, поскольку для вычисления коэффициентов уравнений регрессии (1) и (2) использованы индексы T , которые основаны на экспериментальных данных медиан f_oF2 . Индексы F^* и Ri^* являются эквивалентными индексами для интервала 1954–1997 гг., поскольку вычисления индексов T по уравнениям (1) или (2) приводят к практически совпадающим результатам в этом интервале.

Эквивалентность индексов F^* и Ri^* нарушилась в текущем солнечном цикле 24, который начался в декабре 2008 г. Это видно из данных на рис. 1 для 2009–2018 гг. Уравнения (1) и (2)

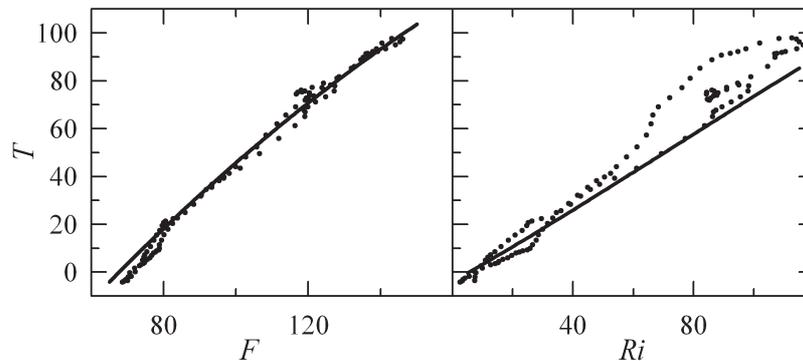


Рис. 1. Связь индекса T с индексами F и Ri по экспериментальным данным (точки) и по уравнениям (1) и (2) - сплошные линии

являются определениями эффективных индексов F^* и Ri^* . Из данных на рис. 1 следует, что для солнечного цикла 24 разница между вычисленными значениями F^* и измеренными значениями T , т.е. величина F^*-T , изменяется в пределах $-8, 7$ со среднеквадратичным отклонением $\sigma = 4$. Величина Ri^*-T изменяется в пределах $-26, 5$ для которой $\sigma = 10$. Следовательно, в солнечном цикле 24 эквивалентность индексов F^* и Ri^* нарушилась за счет уменьшения точности индекса Ri^* . Поэтому индекс F^* является основным эффективным индексом солнечной активности как устойчивой характеристики этой активности для всего периода измерения индекса F .

Обсуждение и выводы

В базовом варианте модели IRI вычисления медианы f_oF2 для данного месяца основаны на линейном уравнении регрессии [1]

$$f_oF2 = a + bRz, \quad (3)$$

где коэффициенты a и b , характеризующие суточные и географические вариации f_oF2 , известны на основе так называемых карт ITU-R; Rz - среднее за 12 месяцев значение международного числа солнечных пятен (Версия 1), которое центрировано на данный месяц [1]. Ионосферный индекс T предназначен для замены индекса Rz на индекс T в уравнении (3) для уменьшения ошибок уравнения (3). Эффективный индекс солнечной активности F^* также предназначен для замены индекса Rz на индекс F^* . В последние годы индекс F^* стал точнее индекса Ri^* . Кроме того, индекс Rz перестал поддерживаться после 2014 года. Поэтому эффективный индекс F^* может быть рекомендован для замены индекса Rz в модели IRI для вычисления медианы f_oF2 . Нарушение связи между индексами Ri (или Rz) и F в последние десятилетия отмечались неоднократно (см., например, [5]). Тем не менее, данный вид эффективного индекса F^* получен, по-видимому, впервые.

Итак, на основе анализа ионосферного (T) и солнечных (Ri и F) индексов солнечной активности получен эффективный солнечный индекс F^* , который вычисляется по значению потока солнечного радиационного излучения F . Для солнечного цикла 24 индекс F^* точнее индексов, основанных на международных числах солнечных пятен (Ri или Rz). Поэтому индекс F^* может быть рекомендован для замены индекса Rz в вычислениях медианы f_oF2 по модели IRI.

Благодарности

Данные об индексах солнечной активности были взяты с сайтов: <http://sidc.oma.be/silso> (WDC-SILSO, Royal Observatory of Belgium, Brussels), <http://www.spaceweather.gc.ca> (Space Weather Canada), <http://www.sws.bom.gov.au> (Space Weather Services, Australia).

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 17-05-00427) и Программой № 28 Президиума РАН.

Список литературы

1. Bilitza D. IRI the international standard for the ionosphere // Adv. Radio Sci. — 2018. — Vol. 16. — P. 1–11.
2. Nava B., Coisson P., Radicella S. M. A new version of the NeQuick ionosphere electron density model // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. — 2008. — Vol. 70. — P. 1856–1862.
3. Caruana J. The IPS monthly T index // Solar-Terrestrial Prediction: Proc. Workshop at Leura, Australia (October 16–20, 1989). — 1990. — Vol. 2. — P. 257–263.
4. Comparative study of foF2 measurements with IRI-2007 model predictions during extended solar minimum / I. E. Zakharenkova, A. Krankowski, D. Bilitza, et al. // Adv. Space Res. — 2013. — Vol. 51. — P. 620–629.
5. Деминов М. Г., Деминова Г. Ф. Индекс солнечной активности для долгосрочного прогноза критической частоты F2-слоя // Геомагнетизм и аэрономия. — 2019. — Т. 59, № 2. — С. 191–198.

Том I, с. 129–133
УДК: 550.388.2

КОРРЕКЦИЯ ВЫСОТНЫХ ПРОФИЛЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ МОДЕЛИ IRI ПО ДАННЫМ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

П. Ф. Денисенко, В. В. Соцкий

НИИ физики Южного федерального университета, 344090, г. Ростов-на-Дону, пр. Стачки, 194
E-mail: denis@sfedu.ru

Аннотация. Изложена методика устойчивого решения задачи по обращению ионограмм вертикального зондирования в высотные зависимости электронной плазменной частоты ионосферы. Для этих целей в невидимых ионозондом областях используется коррекция модели IRI-2016. Восстановленные в нижней ионосфере профили для дневных условий позволяют корректно оценивать поглощение ВЧ радиоволн.

Ключевые слова: ионосфера; вертикальное зондирование; ионограмма; обратная задача; профиль электронной концентрации; коррекция; модель IRI

CORRECTION OF HEIGHT PROFILES OF THE ELECTRON DENSITY OF THE IRI MODEL BY VERTICAL SOUNDING DATA

P. F. Denisenko, V. V. Sotsky

Abstract. The method of stable solution of the problem of inversion of vertical sounding ionograms into high-altitude dependences of the electron plasma frequency of the ionosphere is presented. For these purposes, the correction of the IRI-2016 model is used in the invisible ionosonde regions. Restored in the lower ionosphere profiles for daytime conditions make it possible to correctly evaluate the absorption of HF radio waves.

Keywords: ionosphere; vertical sounding; ionogram; inverse problem; electron concentration profile; correction; IRI model

Введение

Современные средства радиосвязи, радиолокации и радиопеленгации ВЧ диапазона требуют высокой точности знания пространственного распределения ионосферной плазмы в зоне функционирования этих систем. Эту проблему можно решить только с помощью сети наземных ионозондов вертикального зондирования (ВЗ). Главной диагностируемой характеристикой для каждого пункта наблюдения является высотная зависимость электронной концентрации, $n_e(h)$ -профиль, или эквивалентная ему зависимость электронной плазменной частоты $f_N(h)$, которые могут быть получены в результате обращения ионограмм ВЗ. Главная проблема заключается в отсутствии отражений зондирующих сигналов от D-области и долины. Для определения $f_N(h)$ в этих высотных интервалах необходимо обращать интегральное уравнение Фредгольма первого рода, что относится к классу обратных некорректных задач. Для их решения необходимо использование либо регуляризирующих алгоритмов, либо дополнительной информации или комбинации первых двух способов. В настоящей работе используется дополнительная информация в виде $f_N(h)$ -профилей модели IRI-2016 [1].

Цель работы – разработка устойчивого алгоритма восстановления $f_N(h)$ -профилей по данным ВЗ ионосферы с использованием модели IRI. Алгоритмы отличаются для ночных и дневных условий.

Ночные условия

В качестве ночных будем считать условия, когда отражения зондирующих сигналов от E-области отсутствуют. В этом случае для заданного географического пункта и момента времени

в качестве входного параметра модели IRI используется только критическая частота $foF2$ (и возможно $foF1$). Высота максимума $hmF2$ области F2, критическая частота foE и высота максимума hmE области E определяются моделью IRI. При этом стандартное значение $hmE=110$ км.

Коррекция модельного профиля проводится в четыре этапа. На первом – в интервале высот от начала ионосферы h_0 до фиксированного значения hmE принимается модельное распределение $f_N(h)$ с заданным значением foE , меньшим минимальной рабочей частоты fF_{min} о-следа. На втором этапе в интервале высот от hmE до высоты отражения hF_{min} по действующей высоте $h'_o(fF_{min})$ корректируется модельный профиль. На третьем этапе по обыкновенному следу ионограммы рассчитывается $f_N(h)$ -профиль в интервале высот от hF_{min} до $hmF2$. На четвертом этапе за счет вариаций foE проводится подгонка скорректированного профиля х-следа ионограммы путем минимизации суммы квадратов невязок

$$S_x(foE) = \sum_i \left[h'_{x,calc}(f_i) - h'_{x,exper}(f_i) \right]^2$$

между вычисленными (*calc*) и экспериментальными (*exper*) значениями действующих высот. Расчёт действующих высот проводится ламинарным способом.

Результаты определения $f_N(h)$ -профилей для ночных условий с разными критическими частотами foE изображены на рис. 1. Рассчитанные $f_N(h)$ -профили точно удовлетворяют о-следу ионограммы, и в обоих случаях вычисленные значения действующих высот х-следа имеют среднеквадратичные отклонения $\sigma(h'_x)$ около 3 км, а критические частоты E-области отличаются от исходных. Из-за близости экспериментальных и рассчитанных х-следов графически они практически неразличимы.

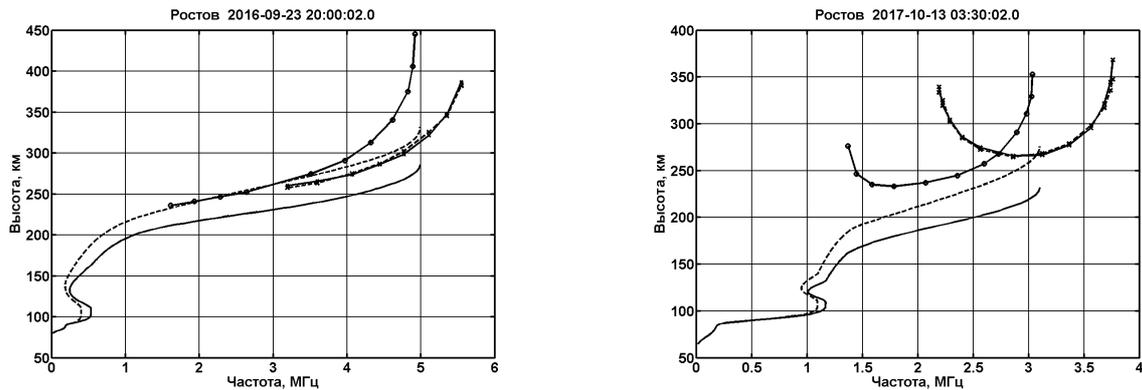


Рис. 1. Результаты расчетов $f_N(h)$ -профилей (сплошные линии) из типичных ночных ионограмм. Штриховые кривые – исходные IRI-профили, линии с кружками – о-следы ионограмм, линии с крестиками – х-следы, штриховые линии с крестиками – вычисленные действующие высоты.

Дневные условия

Дневные условия отличаются от ночных наличием отраженных о-сигналов от E-области. Таким образом, для задания исходного профиля появляется дополнительный параметр foE . Поэтому схема расчетов меняется. На *первом этапе* производится коррекция модельного профиля ниже неизвестной высоты максимума $h_m = hmE$:

$$f_{Ncor}^2(h) = f_N^2(h) [1 + K_E y(h)], \quad y(h) = \left(\frac{h - h_0}{h_m - h_0} \right)^p \left(\frac{h_m - h}{h_m - h_0} \right)^r = (1 - x)^p x^r, \quad (1)$$

$$x = \left(\frac{h_m - h}{h_m - h_0} \right).$$

Выбор скорректированного $f_{Ncor}(h)$ -профиля осуществляется минимизацией функционала

$$S_0(h_m, K_E) = \sum_i \left[h'_{o,calc}(f_i) - h'_{o,exper}(f_i) \right]^2$$

по двум параметрам h_m и K_E с учетом действующих высот о-сигналов, отраженных от E-области. Функция $y(h)$ при $p > 1$, $r > 1$ и её производная на концах интервала принимают нулевые значения. Она достигает максимума при $x_{max} = r/(p + r)$. Нами принято $r = 2$, $x_{max} = 0.5$, $p = 2$. Тестирование методики проводилось по четырем наземно-ракетным экспериментам [2]. Для иллюстрации на рис. 2 представлены результаты для двух экспериментов. Во всех случаях имеет место хорошее соответствие расчётных результатов с ракетными измерениями в основании E-области. Отметим, что предложенная методика уменьшает погрешности оценок поглощения радиоволн в нижней ионосфере от значений порядка 10 дБ до значений порядка 1 дБ.

Оценка параметра hmE дает возможность ввести его в модель IRI и получить уточненное распределение плазменных частот в долине. Теперь критическая частота слоя E известна и единственная возможность обеспечить близость расчетных значений действующих высот х-следа экспериментальным данным заключается в коррекции плазменных частот в долине. Для этих целей используется минимизация функционала

$$S_x(K_F) = \sum_i \left[h'_{x,calc}(f_i) - h'_{x,exper}(f_i) \right]^2$$

с формулой (1) и соответствующим коэффициентом K_F . Однако, теперь максимум функции $y(h)$ привязывается к нормированной высоте минимума плазменной частоты в долине, определяемой моделью IRI.

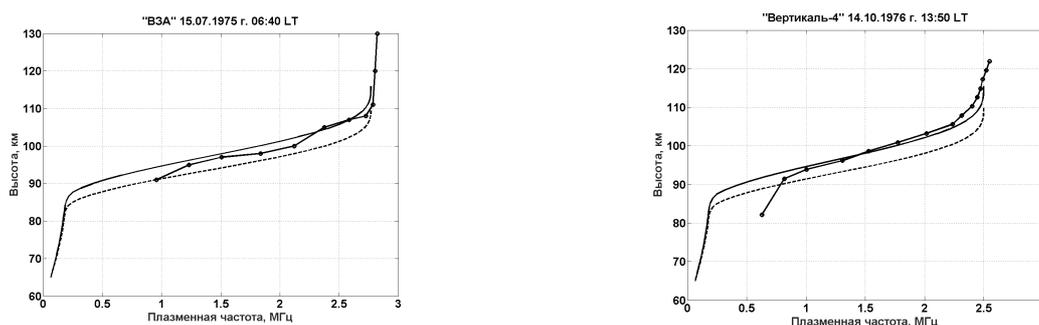


Рис. 2. Сравнение результатов расчетов $f_N(h)$ -профилей (сплошные линии) с ракетными измерениями (сплошные линии с кружками), штриховая линия – исходный IRI-профиль.

Пример расчета полных профилей представлен на рис. 3. Слева изображен случай отсутствия слоя F1. Для этого варианта коэффициент корректировки $K_F = -0.16$, $\sigma(h'_x) = 2.6$ км; высота максимума области F изменилась с 243 км до 208 км. Справа представлена ситуация при наличии слоя F1. Для этого случая коэффициент корректировки $K_F = -0.13$, $\sigma(h'_x) = 6.9$ км; высота максимума области F изменилась с 219 км до 231 км.

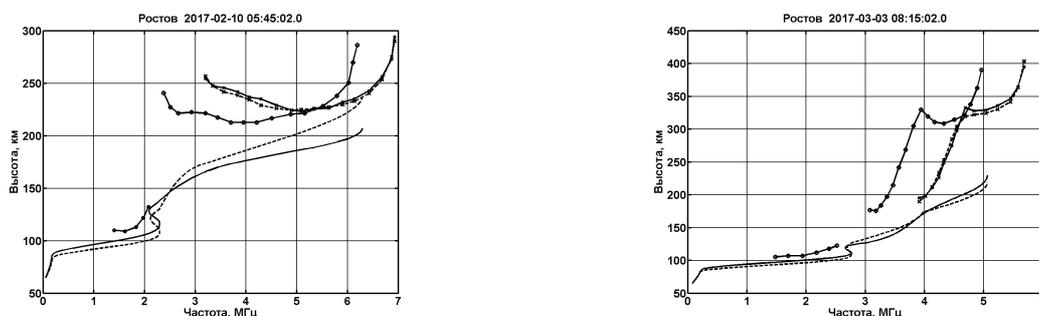


Рис. 3. Слева – слоя F1 нет. Справа – слой F1 присутствует. Обозначения такие же, как на рис. 1.

Коррекция IRI-профилей по данным ВЗ

Для коррекции модели IRI по рассчитанному $f_N(h)$ -профилю используются его высоты максимумов hmE , $hmF1$, $hmF2$, соответствующие им критические частоты foE , $foF1$, $foF2$, а также параметры $V0$ и $V1$, определяющие форму расчетного $f_N(h)$ -профиля в области F.

Примеры коррекции модели IRI представлены штриховыми линиями на рис. 4. Рассчитанные по скорректированной модели IRI о- и х-следы ионограммы могут существенно отличаться от экспериментальных, в то время как, рассчитанные и модельные профили визуально мало различимы. Это обусловлено несовпадением высотных градиентов электронной концентрации в долине и в начале слоя F2. Указанные различия будут приводить к погрешностям при расчете длины радиотрасс. Отличие профилей в D и E-областях также может приводить к большим ошибкам при расчете поглощения радиоволн. Отметим, что различие между расчетными и зарегистрированными следами ионограммы в ночное время существенно меньше, чем в дневное.

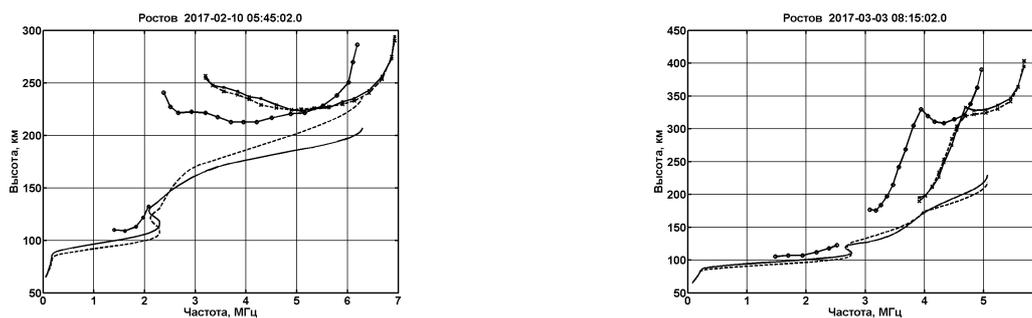


Рис. 4. Слева – ночной случай, справа – дневной. Сравнение профилей, рассчитанных по ионограммам (сплошные линии) и из скорректированной модели IRI (штриховые линии). Приведены экспериментальные действующие высоты (сплошные линии с кружками и крестиками) и рассчитанные по скорректированному IRI-профилю (штриховые линии, кружки и крестики).

Заключение

1. Предложен способ определения $f_N(h)$ -профилей по о- и х-следам ионограммы ВЗ с использованием дополнительной информации о $n_e(h)$ из модели IRI-2016 в невидимых ионозондах областей. Предложены алгоритмы коррекции используемых высотных IRI-распределений для ночных и дневных ионограмм с целью получения решения, наилучшим образом согласующегося с экспериментальными значениями действующих высот.

2. Показано, что в дневных условиях расчет скорректированного по действующим высотам области E IRI-профиля дает удовлетворительные оценки поглощения радиоволн в D- и E-областях, а сам $f_N(h)$ -профиль хорошо согласуется с данными ракетных измерений.

3. Использование параметров hmE , $hmF1$, $hmF2$, foE , $foF1$, $foF2$, а также параметров $V0$ и $V1$, определяющих форму расчетного $f_N(h)$ -профиля в области F, позволяет получить IRI-профиль, скорректированный для реальных условий. При этом существенное отличие действующих высот, рассчитанных по этому профилю, от экспериментальных в начале области F может приводить к погрешностям при расчете длины радиотрасс. Кроме того отличие профилей в D и E-областях может приводить к большим ошибкам при расчете поглощения радиоволн.

Благодарности

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России № 3.9696.2017/8.9.

Список литературы

1. Bilitza D., Altadill D., Truhlik D., et al. International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to real-time weather predictions // Space Weather. – 2017. – V. 15. – P. 418–429. doi: 10.1002/2016SW001593.
2. Данилкин Н.П., Денисенко П.Ф., Рудаков В.А. и др. Результаты совместных измерений концентрации и эффективной частоты соударений электронов в ионосфере ракетными и наземными радиометодами во время запусков геофизических ракет "Вертикаль"/ Ракетное зондирование верхней атмосферы и ионосферы до высоты 1500 км: Сб. статей. Ростов н/Д: изд-во Ростовского ун-та, 1989. – С. 42–49.

Том I, с. 133–136
УДК: 550.388.2

КОРРЕКЦИЯ МОДЕЛЕЙ ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ СЕТИ НАЗЕМНЫХ ИОНОЗОНДОВ

П. Ф. Денисенко, Г. А. Жбанков, В. В. Соцкий

НИИ физики Южного федерального университета, 344090, г. Ростов-на-Дону, пр. Стачки, 194
E-mail: denis@sfedu.ru

Аннотация. Предлагается метод коррекции модели ионосферы IRI-2016 по данным сети наземных ионозондов. Для уменьшения зависимости от времени и географических координат используются не сами ионосферные параметры, а коэффициенты их отклонения от модельных значений. Результаты численного моделирования показали значительное улучшение соответствия параметров распространения радиоволн (МПЧ трассы, дальность и др.) с реальными экспериментальными данными.

Ключевые слова: коррекция параметров ионосферы; распространение радиоволн; вертикальное зондирование; модель IRI-2016

CORRECTION OF MODELS OF THE IONOSPHERE ACCORDING TO THE DATA OF NETWORK OF THE GROUND-BASED IONOSONDES

P. F. Denisenko, G. A. Zhabankov, V. V. Sotsky

Abstract. Method for correcting the IRI-2016 model of the ionosphere using the network of ionosondes is proposed. To reduce the dependence on time and geographic coordinates, not the ionospheric parameters themselves are used, but the coefficients of their deviations from model values. The results of numerical simulation showed a significant improvement in the correspondence of the propagation parameters of radio waves (MUF, range) with real experimental data.

Keywords: ionosphere parameter correction; radio-wave propagation; vertical sounding; IRI-2016 model

Введение

Ввиду использования эмпирических моделей (IRI, NeQuick, SIMP, СМИ, АМИ и др.) при осуществлении КВ радиосвязи на дальние расстояния и в задачах обнаружения целей необходима адаптация этих моделей к текущему состоянию ионосферы для использования в оперативной работе. Однако все они являются моделями медианного типа и не могут учитывать влияния особенностей в конкретный момент времени в заданном пункте. Поэтому используется методы адаптации моделей к текущему состоянию ионосферы по данным её радиодиагностики [1–3]. К ним можно отнести ионограммы вертикального зондирования (ВЗ), наклонного (НЗ) и возвратно наклонного зондирования (ВНЗ), а также данные о полном электронном содержании (ПЭС) по измерениям сети спутниковой навигационной системы GPS/ГЛОНАСС.

В настоящей работе изложена методика и результаты коррекции модели IRI-2016 [4] только по данным станций вертикального зондирования.

Метод коррекции модели ионосферы

Корректируемой является модель IRI-2016. Метод коррекции включает три этапа.

Первый. По ионограмме ВЗ достаточно точно восстанавливается эталонный высотный профиль электронной концентрации (или плазменной частоты $f_N(h)$) ниже высоты максимума $hmF2$. При наличии малого числа ионозондов их данные не отражают в деталях состояние ионосферы во всем интересующем нас регионе. Поэтому в заданном регионе целесообразно принять некоторую подходящую модель, например, [4] или [5]. Она позволит описать непрерывное поведение параметров ионосферы в этом районе в качестве «нулевого приближения».

Второй. Для коррекции модели используются не абсолютные значения параметров, а их отличия от «нулевого приближения». Оказывается, что зависимость отклонений в функции координат более гладкая, чем зависимость самих параметров (например, критической частоты или высоты максимума области F2). Это позволяет расширить пространственную область возможного применения скорректированной модели. Указанные отличия определяются с помощью коэффициентов коррекции $K_i = \frac{Z_{i\text{real}}}{Z_{i\text{mod}}}$, где $Z_{i\text{real}}$ и $Z_{i\text{mod}}$ – экспериментальные значения и значения «нулевого приближения» параметра, соответственно. Параметрами являются критические частоты и высоты максимума слоёв E, F1 и F2, а также дополнительные параметры B0, B1.

Третий. Необходимые для однозначного определения IRI-профиля параметры рассчитываются путем аппроксимации по их известным значениям в опорных точках методом ординарного кригинга с круговой моделью вариограммы и учётом расстояний при определении весовых коэффициентов [6]. Таким способом можно получить основные параметры слоев ионосферы в любой точке и, введя их в модель IRI, построить вертикальный профиль $f_N(h)$. Объединяя вертикальные профили на заданной сетке координат, можно получить скорректированную трехмерную модель в интересующем нас регионе для выбранного момента времени.

Оценка эффективности метода по экспериментальным данным

Оценка эффективности предложенного метода коррекции модели ионосферы проводилась с использованием реальных ионограмм ВЗ, полученных в п. Ростов (47.2°N, 39.6°E). Проверка состояла из трех этапов путём сравнения:

- эталонного профиля с профилем IRI-2016 «нулевого приближения» и скорректированным профилем;
- максимально применимых частот (МПЧ) в реальной и модельной ионосфере по данным ВЗ в одной точке;
- экспериментальных ионограмм наклонного зондирования с модельными.

Сравнение вертикальных профилей плазменной частоты. На первом этапе по ионограмме ВЗ восстанавливался эталонный $f_N(h)$ -профиль. По нему определялись значения всех ключевых параметров, включая B0, B1. С помощью этих параметров проводилась коррекция модели IRI-2016. Таким образом, для выбранного момента имелось три профиля. На рис. 1 представлены характерные ситуации для 00:00 UT 10.02.2017 г. и 12:15 UT 10.03.2018 г. Высоты максимума и критические частоты области F2 модели «нулевого приближения» существенно отличаются от реальных. В первом случае модельное значение $foF2$ меньше на 1 МГц, а во втором больше на 0,5 МГц зарегистрированного ионозондом. Формы профиля также заметно отличаются. После коррекции модельный профиль практически совпадает с эталонным.

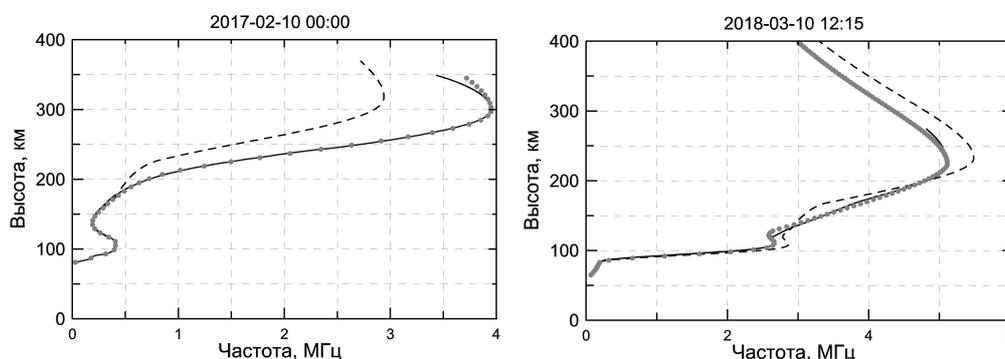


Рис. 1. Профили электронной плазменной частоты, полученные для 00:00 UT 10.02.2017 г. (слева) и 12:15 UT 10.03.2018 г. (справа) в п. Ростов. Сплошная линия – эталонный профиль, штриховая – «нулевое приближение», точки – скорректированный профиль.

Сравнение МПЧ радиотрасс в эталонной и модельной ионосфере. Поскольку высотные профили электронной плазменной частоты до и после коррекции модели отличаются от эта-

лонного распределения, то характеристики радиотрасс будут различаться. На рис. 2 приведены оценки МПЧ для сферически симметричной изотропной ионосферы для трасс различной дальности.

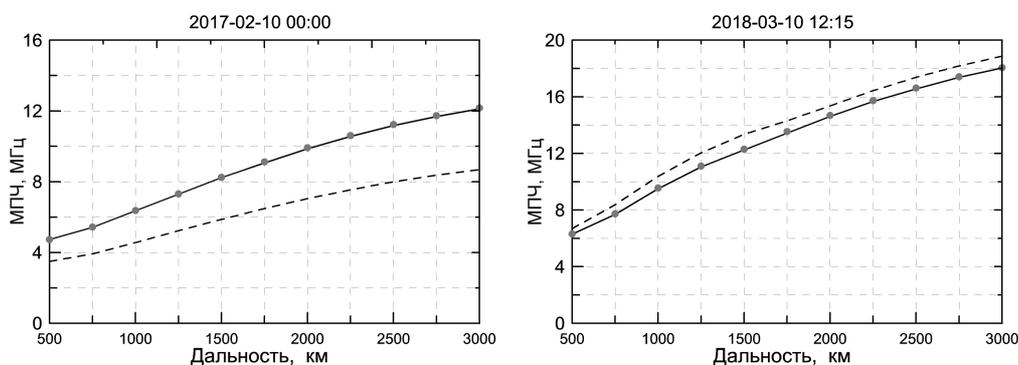


Рис. 2. Значения МПЧ в зависимости от длины трассы, полученные для 00:00 UT 10.02.2017 г. (слева) и 12:15 UT 10.03.2018 г. (справа) по данным ВЗ в п. Ростов. Сплошная линия – использован эталонный профиль, штриховая – «нулевое приближение», точки – скорректированный профиль.

Наблюдается общая тенденция. МПЧ, рассчитанные по эталонным профилям и скорректированным модельным, практически совпадают. С увеличением дальности расхождения между эталонными МПЧ и рассчитанными по модели «нулевого приближения» обычно возрастают. В первом случае на удалении 3000 км расхождение достигает 3 МГц, а во втором – 1.0 МГц. Для расчетов характеристик радиотрасс такая ситуация неприемлема.

Оценка эффективности метода по данным ВЗ и НЗ

Использовались данные комплексного эксперимента, проведенного одновременно в п.п. Москва (55.5°N, 37.3°E) и Ростов 14.02.2013 г. в 07:00 UT, а именно, ионограммы ВЗ в обоих пунктах, а также ионограмма НЗ на трассе между этими пунктами. Задача решалась в два этапа.

На первом этапе проверялось качество коррекции профиля, полученного из модели IRI-2016 экстраполяцией в удаленную точку. С этой целью по ионограмме ВЗ в п. Ростов восстанавливался эталонный профиль, и по нему проводилась коррекция профиля модели IRI-2016. Затем, используя коэффициенты коррекции в п. Ростов, рассчитывался скорректированный профиль в п. Москва. Он сравнивался с эталонным профилем в данной точке, рассчитанным по ионограмме ВЗ, и с профилем «нулевого приближения» модели IRI-2016. Расчеты показывают, что профиль, полученный при использовании предлагаемого метода коррекции, очень хорошо соответствует эталонному профилю. Расхождения по критической частоте составляет 0.14 МГц, по высоте максимума 5 км. В то же время можно констатировать значительные расхождения между эталонным и профилем «нулевого приближения» (по критической частоте более 1 МГц).

На втором этапе анализировалась ионограмма НЗ, полученная на трассе Москва-Ростов, протяженностью около 950 км. Сначала она рассчитывалась для модели IRI-2016 «нулевого приближения». Оказалось, что и сама модельная ионограмма, и ее основные параметры существенно отличаются от экспериментальных результатов (например, МПЧ больше экспериментального значения на 3 МГц).

Затем к модели IRI-2016 применялась процедура коррекции по одной (Ростов) и двум (Ростов, Москва) станциям ВЗ. Результаты моделирования ионограммы НЗ в скорректированной по данным одной станции модельной ионосфере представлены на рис. 3а, а по данным обеих станций приведены на рис. 3б.

Ионограммы, полученные при расчете в скорректированной ионосфере, характеризуются очень хорошим совпадением как самого вида ионограммы, так и ее основных параметров. Наи-

большее соответствие получается при использовании в процессе коррекции данных обеих станций (погрешность МПЧ уменьшается в 3 раза), что подтверждает вывод о целесообразности увеличения числа «опорных точек».

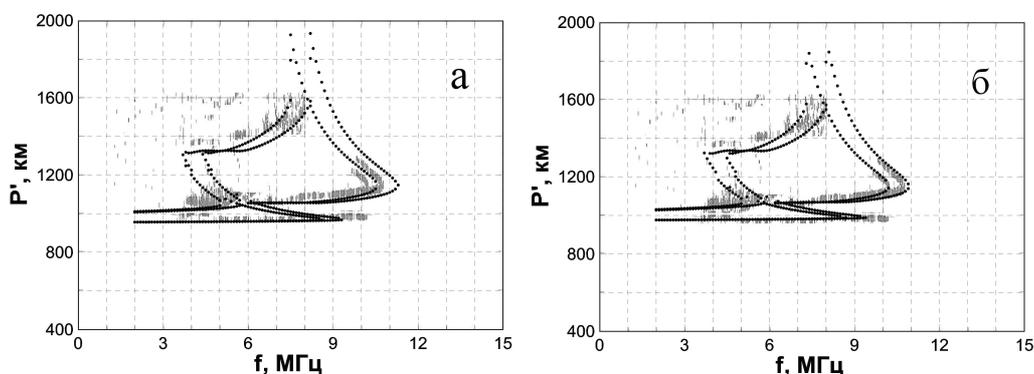


Рис. 3. Сравнение экспериментальной наклонной ионограммы на трассе Москва-Ростов 07:00 UT 14.02.2013 г. с рассчитанными теоретически (изображены точками) для разных моделей ионосферы: а) – модель с коррекцией по одной станции; б) – модель с коррекцией по двум станциям.

Заключение

На основании представленных выше результатов правомерно сделать следующие выводы:

Предлагаемый метод коррекции модели «нулевого приближения» по данным ВЗ на порядок уменьшает погрешности ключевых параметров ионосферы и характеристики распространения радиоволн (МПЧ трассы, дальность, ионограмма НЗ).

Качество результатов зависит от числа используемых станций и от «наполнения» ими всей корректируемой области.

Благодарности

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России № 3.9696.2017/8.9.

Список литературы

1. Рябцев В.В. Расчет параметров ионосферы с учетом высокоширотной корректировки и возможности возникновения спорадического слоя. // Телекоммуникации и транспорт. – 2009. – № 59. – С. 23–27.
2. Соломенцев Д.В., Хаттатов Б.В., Титов А.А. Трехмерная ассимиляционная модель ионосферы для европейского региона // Геомагнетизм и аэронавигация. – 2013. – Т. 53, № 1. – С. 78–90.
3. McNamara L. F., Angling M. J., Elvidge S., Fridman S. V., Hausman M. A., Nickisch L. J., and McKinnell L.-A. Assimilation procedures for updating ionospheric profiles below the F2 peak // Radio Sci. – 2013. – Vol. 48. – P. 143-157. doi:10.1002/rds.20020.
4. 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. – 2017. – V. 15. – P. 418–429. doi: 10.1002/2016SW001593.
5. Bilitza D., Altadill D., Zhang Y., Mertens C., Truhlik V., Richards P., McKinnell L.-A., Reinisch B. The International Reference Ionosphere 2012 – a model of international collaboration // J. Space Weather Space Clim. – 2014. – V. 4. – A07. doi: 10.1051/swsc/2014004.
6. Де Мерс М.Н. Географические информационные системы. Основы. – М.: Дата+, 1999. – 506 с.

Том I, с. 137–140
УДК: 537.87

КОГЕРЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЕЙ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ТРАНСИОНОСФЕРНОМ СТОХАСТИЧЕСКОМ РАДИОКАНАЛЕ

А. В. Дрюк, Н. Н. Зернов

*Санкт-Петербургский Государственный университет,
199034, г. Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9
E-mail: st033875@student.spbu.ru, n.zernov@spbu.ru*

Аннотация. Построено аналитическое решение марковского параболического уравнения для первой функций когерентности второго порядка, описывающей когерентные свойства высокочастотного поля, распространяющегося в неоднородной ионосфере с анизотропными флуктуациями электронной плотности. Решение позволяет рассчитать когерентность поля для любой точки на трассе и любой геометрии распространения по заданному распределению электронной концентрации фоновой ионосферы вдоль трассы и параметрам анизотропных неоднородностей электронной плотности.

Ключевые слова: распространение радиоволн; ионосфера; флуктуации электронной плотности; ионосферный стохастический радиоканал; когерентность поля

COHERENCE PROPERTIES OF HIGH-FREQUENCY FIELDS PROPAGATING IN THE TRANSIONOSPHERIC STOCHASTIC RADIO CHANNEL

A. V. Driuk, N. N. Zernov

Abstract. Analytic solution was constructed for the appropriate Markov's parabolic equation describing the first second-order coherence function describing the coherence properties of the high-frequency field, propagating in the inhomogeneous ionosphere with anisotropic fluctuations of the electron density. The solution allows constructing the field coherence for any point along a path and geometry of propagation once the electron density distribution along a path in the background ionosphere and parameters of the anisotropic fluctuations of the electron density have been specified.

Keywords: radio wave propagation; ionosphere; fluctuation of electron density; ionospheric stochastic radio channel; field coherence

Введение

Когерентные свойства сигналов, распространяющихся в транссионосферном стохастическом радиоканале, существенно определяются двумя факторами: неоднородностью фоновой ионосферы и анизотропным характером флуктуаций электронной плотности, обусловленным магнитным полем Земли. Среди большого числа работ, затрагивающих эту тематику, следует отметить аналитические [1, 2], полуаналитические [3] и чисто численные [4, 5] подходы к решению этой задачи. Как правило, реальное неоднородное распределение фоновой ионосферы заменяется эквивалентным однородным слоем, и лишь в некоторых работах учитывается анизотропия электронной плотности [5, 6], впрочем, с введением эффективного однородного слоя фоновой ионосферы. Корреляционные свойства поля в стохастическом транссионосферном канале с неоднородным слоем фоновой ионосферы в деталях изучены в работах [7, 8] и ряде других работ этих авторов для того случая, когда в неоднородной ионосфере формируется лишь режим слабых или умеренных флуктуаций поля. При этом режим сильных флуктуаций поля может сформироваться при распространении поля от нижней кромки ионосферы до поверхности Земли.

Целью настоящей работы является исследование когерентных свойств высокочастотных полей, распространяющихся в неоднородном транссионосферном стохастическом радиоканале

с анизотропными флуктуациями электронной плотности в режиме сильных флуктуаций поля, когда режим сильных флуктуаций формируется уже внутри неоднородной ионосферы. Исследование ведется на базе соответствующего Марковского параболического уравнения для пространственно-частотной функции когерентности случайного высокочастотного поля в ионосфере в той форме, как оно было введено в работе [9] и использовалось в работах [10, 11] при исследовании случая изотропных флуктуаций электронной плотности ионосферы.

Основные соотношения

Следуя [10, 11], уравнения Маркова для двухчастотной, двухпозиционной первой функции когерентности $\Gamma_2(x, y, z, \varphi)$ введены в форме:

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial z} + \frac{ik_d}{2(k_s^2 - k_d^2/4)} \nabla_{\perp}^2 \Gamma + \frac{(k_s^2 - k_d^2/4)}{8} D_{\varepsilon}(x, y, z, \varphi) \Gamma = 0 \quad (1)$$

причем, $\Gamma_2(x, y, z, \varphi)$ выражается через решение уравнения (1) для $\Gamma(x, y, z, \varphi)$ следующим образом:

$$\Gamma_2(x, y, z, \varphi) = \Gamma(x, y, z, \varphi) \exp \left[-\frac{\sigma_N^2 l_{\varepsilon}(\varphi) k_d^2}{8(k_s^2 - k_d^2/4)^2} \int_{z_t}^z k_{pl}^4(z') dz' \right] \quad (2)$$

Здесь, $k_d = k_1 - k_2$, $k_s = \frac{k_1 + k_2}{2}$ – разностное и суммарное волновые числа, соответственно, $k = \omega/c$, где ω – частота передачи сигнала, а c – скорость света в вакууме, z – переменная вдоль трассы распространения сигнала, x, y – разностные координаты, поперечные к трассе распространения сигнала, σ_N^2 – относительная дисперсия флуктуаций электронной концентрации вдоль трассы распространения, определенная как $N(z) = \delta n(z)/n(z)$, где $n(z)$ – электронная плотность фоновой ионосферы вдоль пути распространения сигнала, флуктуации $N(z)$ предполагаются статистически однородными, φ – угол между трассой распространения и силовыми линиями магнитного поля Земли, l_{ε} – радиус корреляции флуктуаций электронной плотности. Наконец, функция $k_{pl}^2(z)$ определяется следующим образом:

$$k_{pl}^2(z) = \frac{e^2 n(z)}{\varepsilon_0 m_e c^2} \quad (3)$$

Здесь, e – заряд электрона, m_e – масса электрона, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. Зависимость эффективной структурной функции флуктуаций диэлектрической проницаемости ионосферы от угла φ (также, как и зависимость l_{ε} от того же угла) показывает, что уравнение (1) написано для геометрии распространения, привязанной к магнитному полю Земли. Это, в свою очередь, подразумевает, что полученное решение также будет включать зависимость от этого угла.

Анизотропная эффективная структурная функция флуктуаций диэлектрической проницаемости принимается в виде

$$D_{\varepsilon}(x, y, z, \varphi) = \frac{2k_{pl}^4(z) \sigma_N^2 l_{\varepsilon}(\varphi)}{(k_s^2 - k_d^2/4)^2} \left(\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} \right) \quad (4)$$

в соответствии с приведенным выше описанием параметров. Зависимость от z вдоль трассы распространения учитывает неоднородное распределение электронной плотности вдоль трассы распространения. Неоднородности (4) представляют собой эллипсы, лежащие в плоскости ортогональной направлению распространения z и находящиеся в сечении эллипсоида вращения, ориентированного вдоль магнитного поля и имеющего характерные масштабы l_{\parallel} вдоль магнитного поля (главная полуось) и l_{\perp} поперек магнитного поля (малая полуось). Полуоси эллипса (4) a и b зависят от геометрии распространения. Если определен угол φ , то эти параметры связаны с характеристическим масштабом эллипсоида вращения следующим образом $l_{\varepsilon}(\varphi) = a(\pi/2 - \varphi)$,

$b = l_{\perp}$. В частности, если $\varphi = 0$, $l_{\varepsilon}(0) = l_{\parallel}$, $a = b = l_{\perp}$, если $\varphi = \pi/2$ (распространение перпендикулярно магнитному полю), тогда $a = l_{\parallel}$, $l_{\varepsilon}(\pi/2) = b = l_{\perp}$.

Решение уравнения (1) со структурной функцией диэлектрической проницаемости (4) ищется в следующей форме:

$$\Gamma(x, y, z, \varphi) = \frac{C}{\sqrt{\psi_1(z)\psi_2(z)}} \exp \left[-\frac{i(k_s^2 - k_d^2/4)x^2}{2k_d} \frac{\psi_1'(z)}{\psi_1(z)} - \frac{i(k_s^2 - k_d^2/4)y^2}{2k_d} \frac{\psi_2'(z)}{\psi_2(z)} \right] \quad (5)$$

$$\psi_1''(z) + \frac{ik_d\sigma_N^2 l_{\varepsilon}(\varphi)}{2(k_s^2 - k_d^2/4)^2 a^2} k_{pl}^4(z) \psi_1(z) = 0 \quad (6)$$

$$\psi_2''(z) + \frac{ik_d\sigma_N^2 l_{\varepsilon}(\varphi)}{2(k_s^2 - k_d^2/4)^2 b^2} k_{pl}^4(z) \psi_2(z) = 0. \quad (7)$$

Модель неоднородной фоновой среды выбирается так, чтобы обеспечить аналитическое решение уравнений (6), (7), при этом аналитическое решение проблемы будет получено, используя технику, описанную в этой секции ранее. В следующей секции такая модель будет представлена.

Полуаналитическая модель ионосферы

Основанная на сгенерированных данных модели NeQuick вводится полуаналитическая модель распределения электронной плотности фоновой неоднородной ионосферы, которая обеспечивает аналитическое решение уравнений (6), (7) вдоль любой заданной трассы распространения. Она состоит из двух разных аналитических функций, моделирующих верхний и нижний полуслои ионосферы.

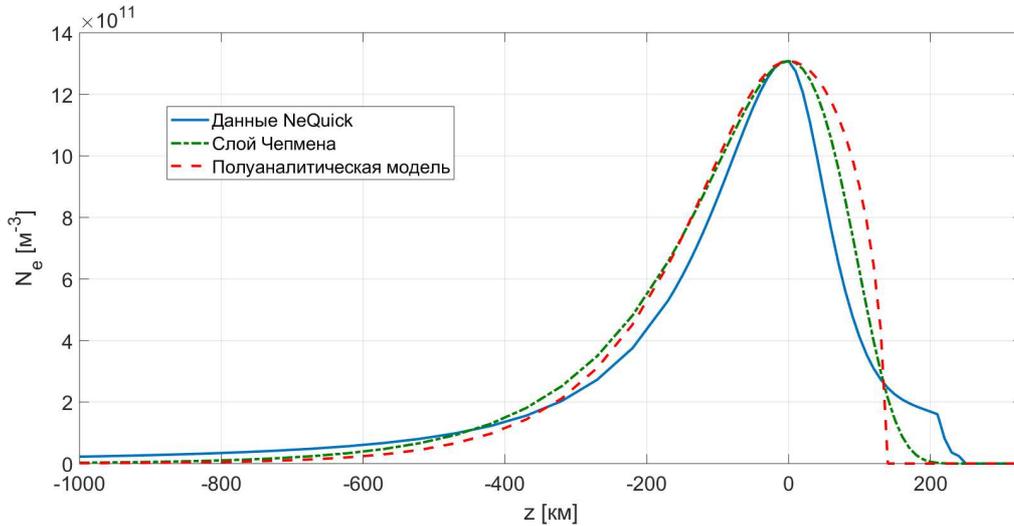


Рис. 1. Распределение электронной концентрации. Сплошная кривая – эмперические данные модели NeQuick, Штрих-пунктирная линия – слой Чепмена, штриховая линия – полуаналитическая модель.

Верхний полуслой ионосферы моделируется функцией:

$$k_{pl}^4(z) = k_{plm}^4 / \cosh^2(z/l_t), z \leq 0 \quad (8)$$

где k_{plm}^4 отвечает максимальному значению электронной плотности вдоль трассы распространения смоделированному моделью NeQuick и «полуширина» l_t определена, чтобы воссоздать тоже значение ТЕС, что и для верхнего слоя ионосферы, сгенерированному моделью NeQuick.

Нижний полуслой ионосферы задается функцией:

$$k_{pl}^4(z) = k_{plm}^4 (1 - z^2/l_b^2), 0 \leq z \leq l_b \quad (9)$$

в котором l_b является характерной «полушириной», которая находится из тех же соображений, что и для верхнего полуслоя ионосферы.

Для моделей верхнего и нижнего полу-слоев ионосферы, выбранных согласно (8), (9), решение уравнений (6), (7) точно выражается через соответствующие вырожденные гипергеометрические функции (функции Вебера) в первом случае, и через полные гипергеометрические функции во втором случае.

Построение решения в слое между нижней кромкой ионосферы и поверхностью Земли осуществляется с использованием преобразования Фурье по координатам, ортогональным к трассе распространения.

Результаты и выводы

С использованием приведенной здесь аналитической техники пространственно-частотная функция когерентности высокочастотного поля может быть построена для любой точки вдоль любой заданной траектории луча. Количественные численные результаты, характеризующие когерентные свойства поля и полученные на базе развитой здесь теории, будут приведены в презентации доклада.

В заключение, следует отметить, что, если дополнительно ввести зависимость от медленного времени в структурную функцию (4), например, в виде «вмороженного переноса» то дополнительно к изложенному выше можно также изучать и временную когерентность поля, обусловленную медленной нестационарностью среды распространения.

Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00274).

Список литературы

1. Кнепп D. Analytical solution for the two-frequency mutual coherence function for spherical wave propagation // *Radio Science*. – 1983. – Vol. 18, no. 4. – P. 535–549.
2. Bronshtein A., Mazar R. The reference wave solution for a two-frequency wave propagating in a random medium // *Waves Random Media*. – 2002. – Vol. 12. – P. 267–277.
3. Kolesnik S. N., Tinin M.V., Afanasiev N.T. Statistical characteristics of a wave propagating through a layer with random irregularities // *Waves Random Media*. – 2002. – Vol. 12. – P. 417–431.
4. Liu C.H., Yeh K.C. Frequency and spatial correlation functions in a fading communication channels through the ionosphere // *Radio Science*. – 1975. – Vol. 10. – P. 1055–1061.
5. Satellite-beacon Ionospheric-scintillation Global Model of the upper Atmosphere (SIGMA) I: High-latitude sensitivity study of the model parameters / K. B. Deshpande, G. S. Bust, C. L. Rino, C. S. Carrano // *J. Geophys. Res. Space Physics*. – 2014. – Vol. 119. – P. 4026–4043.
6. Satellite-beacon Ionospheric-scintillation Global Model of the upper Atmosphere (SIGMA) II: Inverse modeling with high-latitude observations to deduce irregularity physics / K. B. Deshpande, G. S. Bust, C. R. Clauer et al. // *J. Geophys. Res. Space Physics*. – 2016. – Vol. 121. – P. 9188–9203.
7. Gherm V. E., Zernov N. N., Strangeways H. J. Propagation Model for Transionospheric Fluctuational Paths of Propagation: Simulator of the Transionospheric Channel // *Radio Science*. – 2005. – Vol. 40. – RS1003, doi:10.1029/2004RS003097.
8. Gherm V. E., Zernov N. N. Extension of Hybrid Scintillation Propagation Model to the case of field propagation in the ionosphere with highly anisotropic irregularities // *Radio Science*. – 2005. – Vol. 40, no. 1. – P. 1831–1841.
9. Bitjukov A. A., Gherm V.E., Zernov N. N. On the solution of Markov's parabolic equation for the second order spaced frequency and position coherence function // *Radio Science* – 2002. – Vol. 37. – RS1066, doi:10.1029/2001RS002491.
10. Zernov N. N., Gherm V. E. Strong Scintillation of GNSS Signals in the Inhomogeneous Ionosphere. 1: Theoretical Background // *Radio Science*. – 2015. Vol. – 50. P. 153 – 167, doi: 10.1002/2014RS005603.
11. Gherm V. E., Zernov N. N. Strong Scintillation of GNSS Signals in the Inhomogeneous Ionosphere. 2: Simulator of Transionospheric Channel // *Radio Science*. – 2015. – Vol. 50. – P. 168 – 176, doi:10.1002/2014RS005604.

Том I, с. 141–145

УДК: 535.37 + 523.42

МИССИЯ ВЕНЕРА-Д: КОНЦЕПЦИЯ РАДИОСИСТЕМЫ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ РАДИОПРОСВЕЧИВАНИЯ

А. Л. Гаврик, М. И. Бондаренко, С. Ф. Коломиец, Т. Ф. Копнина, Л. А. Луканина

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Фрязино, пл. Введенского, 1
E-mail: alg248@hotmail.com*

Аннотация. В настоящей статье с принципиальных позиций обсуждается облик бортовой и наземной радиочастотных систем, которые требуются для реализации предлагаемой авторами усовершенствованной методики измерения и технологии обработки радиотехнических данных. Реализация последних возможна на базе оригинальной математической модели, позволяющей разделять вклад различных факторов в параметры регистрируемого сигнала, а также более точно оценивать границы применимости положений геометрической оптики при обработке результатов дистанционных измерений. Обсуждаемые в статье предложения могут быть с успехом реализованы в составе миссии Венера-Д, что откроет принципиальную возможность получения новых данных о газовой оболочке планеты, которая в настоящее время наименее изучена среди планет земной группы.

Ключевые слова: радиопросвечивание, ионосфера и атмосфера Венеры, распространение радиоволн

RADIO OCCULTATION ON THE VENERA-D MISSION: A CONCEPT OF RADIO FREQUENCY SUBSYSTEM AND RADIO SCIENCE TECHNIQUE

A. L. Gavrik, M. I. Bondarenko, S. F. Kolomiets, T. F. Kopnina, L. A. Lukanina

Abstract. In the present paper a basic concept of tools, measurement technique and a new mathematical model underlying data processing are briefly outlined envisioning their possible realization on the Venera-D mission. It is noted that the occultation experiments made with optimally matched parameters of RF-subsystem may pave the way to new and important findings.

Keywords: occultation, ionosphere and atmosphere of Venus, radio wave propagation

Введение

Несколько десятилетий радиозатменное зондирование развивают в качестве технологии диагностики газовых оболочек планет, комет и Солнца. Радиозатменные исследования на Венере начали в 1967 г. Однако накопленный к настоящему времени объем данных радиопросвечивания сравнительно невелик (~1500 сеансов). Например, количество радиопросвечиваний марсианской газовой оболочки превышает 6000 сеансов, а количество радиопросвечиваний околоземной оболочки составляет несколько тысяч в сутки.

С использованием имеющихся экспериментальных данных структурные характеристики ионосферы ниже 1000 км и верхняя атмосфера были тщательно исследованы и описаны в литературе [1–5]. Эти результаты охватывают широкий диапазон высот и солнечной активности. Важно сказать, что, хотя многое известно об ионосфере Венеры, наше понимание остается довольно поверхностным в большинстве аспектов. Венера, как и Земля, является очень сложным миром, и для того, чтобы сделать еще один шаг вперед к ее адекватному пониманию, в предстоящих миссиях по-прежнему следует уделять основное внимание вопросу получения новых данных, с большей вероятностью ведущих к новым знаниям, а не накоплению статистики измерений с использованием известных инструментов.

В миссии Венера-Д [6] наш интерес сосредоточен на мелкомасштабных особенностях ионосферы и атмосферы, и на процессах, которые влияют на их структуру. Наиболее привлекательными являются наименее изученные вопросы: взаимодействие между нижней ионосферой и

верхней атмосферой Венеры, а также волновые процессы как в атмосфере, так и в ионосфере. Опыт предыдущих миссий показывает, что, имея достаточный энергетический потенциал радиолиний, можно выявить свойства всех слоев ионосферы [7] и собрать данные об их изменчивости, в том числе путем сравнения радиозатменных измерений и данных, собранных с приборов, установленных на орбитальном аппарате проекта Венера-Д.

Анализ данных радиопросвечивания обычно выполняется в приближении геометрической оптики, а для разделения радиоэффектов от ионосферы и атмосферы используется метод дисперсионного интерферометра. Известные интегральные соотношения, описывающие соответствующую постановку обратной задачи, позволяют вычислить по изменениям частоты или мощности зондирующих сигналов радиальные профили концентрации электронов в ионосфере, плотности и температуры в нейтральной атмосфере. Однако вопросы о точности такого метода при определении параметров атмосферы и ионосферы все еще актуальны, а вопросы извлечения новой информации о газовой оболочке из экспериментальных данных требуют совершенствования методики измерений и анализа экспериментальных результатов.

Опыт всех предыдущих миссий к Венере, позволяет нам выбрать оптимальные условия радиозатменных экспериментов. Обсуждаемая в докладе усовершенствованная модель обработки данных, применимая к результатам высокопотенциальных измерений, будучи заложена в основу эксперимента, позволит получить надежные данные о ночной ионосфере и нижней части дневной ионосферы. В результате, радиопросвечивание вместе с оборудованием, установленным на орбитальном аппарате, можно рассматривать как один из самых недорогих и надежных способов получения новых и важных сведений в новой и важной миссии на Венеру.

Задачи радиопросвечивания в миссии Венера-Д

Радиофизические исследования в миссии Венера-Д могут проводиться с когерентным двухчастотным излучением в полосах X (3.6 см) и S (13.7 см) при высоком потенциале радиолиний. Они делятся на три категории экспериментов и наблюдений. Во-первых, изучение планетарной атмосферы и ионосферы. Эти измерения могут выполняться как с прямым (подразумевая, что передатчики находятся на борту), так и с обратным (передатчики на Земле) просвечиванием. Во-вторых, исследования так называемых свойств «бистатистического рассеяния» или, другими словами, рассеяния на трассах распространения с космического аппарата через поверхность планеты на приемную станцию на Земле или в проивоположном направлении. В-третьих, исследование свойств солнечного ветра и короны Солнца с использованием прямого радиопросвечивания с малыми периодами дискретизации сигнала, включая синхронное получение сигнала двумя наземными станциями (интерферометрический прием). Таким образом, будут возможны следующие исследования:

1. Получение данных об электронной концентрации в интервале высот от ~ 70 км до ~ 1000 км и получение данных о температуре, плотности и давлении в атмосфере в интервале высот от ~ 40 км до ~ 100 км как функции высоты, широты, местного времени и сезона.
2. Изучение динамики многослойных структур в атмосфере и ионосфере Венеры, их связи с волновыми процессами, солнечной активностью и потоком солнечного ветра.
3. Выявление связей между процессами в ионосфере, термосфере и нижней атмосфере на дневной и ночной стороне Венеры.
4. Изучение рассеивающих свойств поверхности Венеры, диэлектрической проницаемости и плотности грунта, выявление областей с аномальными коэффициентами рассеяния.
5. Изучение динамики мелкомасштабных и крупномасштабных неоднородностей межпланетной и околосолнечной плазмы.
6. Исследование особенностей распространения радиоволн в космических средах.

Радиочастотное оборудование и методики измерений

Опыт предыдущих миссий показывает, что динамический диапазон используемых радиолиний должен составлять не менее 45 дБ и быть сбалансированным. Последнее не менее важно для

надежной интерпретации и требует обеспечения потенциала обеих линий достаточно высокого, чтобы помешать шуму одной из них доминировать в конечных результатах.

Радиотехнические измерения в миссии Венера-Д предполагают использование наземных антенн диаметром 70 и 64 м, и приемников с водородными мазерами и фазовой автоподстройкой частоты, собранными по схеме, которая подразумевает параллельную реализацию в диапазонах X и S как узкополосной, так и широкополосной регистрации. Последнее позволяет ожидать надежную и интерпретируемую регистрацию сигнала когда его мощность будет довольно низкой для нормальной работы подсистемы фазового слежения.

Чтобы выполнить все исследования, перечисленные выше, на борту должен быть передатчик в X-диапазоне 30 Вт и не менее чем 40 Вт передатчик в S-диапазоне. Ожидается, что оба они будут хорошо стабилизированы и эффективно экранированы, чтобы обеспечить требуемую стабильность в диапазоне интервалов времени от 0,05 до 600 с, которые равны типичным периодам дискретизации сигнала в различных радиозатменных экспериментах. Учитывая, что краткосрочные отклонения частоты могут быть непосредственно проецированы на тонкую структуру планетарной среды, необходимо использовать гетеродины на борту со значением стабильности частоты на уровне 10^{-12} в диапазоне интервалов времени до 10 с.

В сферически симметричной не поглощающей среде для флуктуаций частоты $\Delta f(t)$ и мощности $X(t)$ отнесенных к углу $\xi(t)$ справедливы следующие приближенные соотношения:

$$\Delta f(t) = \xi(t)f_0 \frac{V_{\perp}}{A}, X(t) = \left[1 - L \frac{d}{dp} \xi(t) \right]^{-1}$$

где: L – расстояние от передатчика до планетарного лимба, V_{\perp} – вертикальная составляющая скорости космического аппарата в геоцентрической системе координат, c – скорость света, f_0 – частота излучения. Производную от первого соотношения можно записать как:

$$\frac{d}{dt} \Delta f(t) = f_0 \frac{V_{\perp}}{A} \frac{d}{dt} \xi(t).$$

Скорость погружения луча в среду прямо пропорциональна рефракционному ослаблению:

$$\frac{d}{dt} (h(t) + \xi(t)L) = V_{\perp} X(t),$$

где: $h(t)$ – расстояние от центра планеты до радиолуча. Комбинация соотношений дает:

$$X(t) = 1 - \frac{AL}{f_0 V_{\perp}^2} \frac{d}{dt} \Delta f(t)$$

Используя данные миссий Венера-15, 16 удалось сформировать экспериментальную основу, вышеприведенным теоретическим соотношениям и показать, что в области применения геометрической оптики в среде со сферической симметрией изменение плотности потока энергии сигналов прямо пропорционально значению градиента угла отклонения волнового вектора. Это означает, что флуктуации мощности сигнала в экспериментах по радиопросвечиванию атмосферы и ионосферы должны быть непосредственно коррелированы со скоростью изменения частоты [8]. В то же время истинно стохастические флуктуации (шум) мощности и частоты не коррелированы. Сравнение двух параметров сигналов, представленное на рис. 1, открывает двери новым технологиям обработки данных, которые позволят глубже проникнуть в ионосферу и исследовать процессы взаимодействия атмосферы и ионосферы, в том числе распространение волновых процессов из атмосферы в ионосферу [8].

Эффект, лежащий в основе такого исследования, может быть обнаружен в сферически сложной среде, если слои достаточно плотные и уровень аппаратного шума низкий, а дифракция и поглощение электромагнитных волн отсутствуют. Вот почему данные миссий Венера-15, 16, которые работали с более высокой мощностью и на более низких частотах, чем большинство других миссий, были критически необходимы для проверки концепции новой технологии обработки

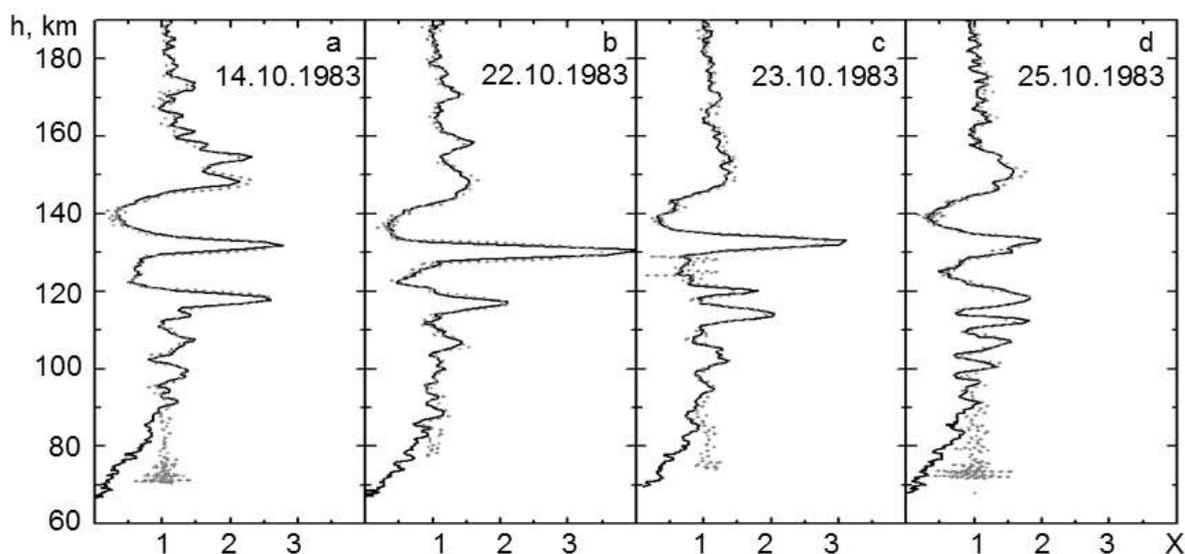


Рис. 1. Сравнение рефракционного изменения мощности $X_0(h)$ сигнала с длиной волны 32 см (сплошная кривая) с вычисленным из частоты рефракционным изменением $X_1(h)$ (серые точки) в четырех сеансах. По оси ординат – высота радиолуча над поверхностью Венеры.

данных. Самый интригующий результат, полученный с использованием этих данных, заключается в том, что исследованы слои венерианской ионосферы на чрезвычайно малых высотах около 80–120 км над поверхностью планеты, где концентрация электронов чрезвычайно мала [8]. Идея такой методики заключается в сравнении двух диаграмм со значениями мощности сигнала (ось x) вдоль высот (ось y), в то время как одна из них представляет собой экспериментально наблюдаемые вариации и флуктуации мощности сигнала (X_0), а другая означает «предсказание» того же параметра, рассчитанного на основе частоты сигнала, с использованием обсуждаемых соотношений между колебаниями частоты и мощности (X_1), используя линейную связь между X_1 и скоростью изменения частоты сигнала.

Типичные стратифицированные периодические вариации X_0 и X_1 показаны на рис. 1. Все они зависят от среднего показателя преломления, и часть из них предположительно является результатом волнообразных взаимодействий между атмосферой и ионосферой Венеры. Можно видеть хорошее соответствие между диаграммами в диапазоне высот от 90 до 180 км. Флуктуации выше 180 км имеют чистый стохастический характер, который указывает на то, что этот интервал высот не содержит обнаруживаемых слоев с устойчивыми отклонениями среднего показателя преломления. Как следует из рис. 1 ниже 80 км ослабление мощности в атмосфере быстро увеличивается, а плазменные слои отсутствуют.

Заключение

Таким образом, данные Венера-15 и 16 показывают, что слои постоянно существуют не только в нижней ионосфере Земли (в области D), но и в дневной ионосфере Венеры. Более глубокое исследование природы таких возмущений будет возможно в миссии Венера-Д путем сопоставления данных различных экспериментов. Предлагаемый подход позволит нам изучить тонкую структуру взаимодействия атмосферы и ионосферы с использованием вариаций мощности и частоты двух когерентных сигналов. Оптимизация радиочастотных подсистем на основе обобщения опыта предыдущих миссий позволит эффективно применить новые подходы для получения принципиально новых данных об атмосфере и ионосфере планеты, состоянии и динамике плазмы в солнечной системе. В результате могут быть получены новые знания о распространении возмущений из атмосферы в ионосферу, в том числе о распространении волновых возмущений, природа которых до настоящего времени не исследована.

Благодарности

Работа выполнена в рамках гос. задания и частично поддержана Программой РАН № 28.

Список литературы

1. Armand N. A., Gulyaev Yu. V., Gavrik A. L. et al. 2010. Results of solar wind and planetary ionosphere research using radiophysical methods. *Physics-Uspexhi*, 53(5):517-523.
2. Brace L. H., Kliore A. J. 1991. The structure of the Venus ionosphere. *Space Sci. Reviews*. 55:81-163.
3. Hinson D. P., Jenkins J. M. 1995. Magellan radio occultation measurements of atmospheric waves on Venus. *Icarus*. 114(2):310-327.
4. Imamura T., Ando H., Tellmann S. et. al. 2017. Initial performance of the radio occultation experiment in the Venus orbiter mission Akatsuki. *Earth, Planets and Space*. 69:137.
5. Grand J. -C., Bougher S. W., Lopez-Valverde M. A. et al. 2017. Aeronomy of the Venus Upper Atmosphere. *Space Sci. Rev.*, 212(3-4):1617-1683.
6. Glaze L. S., Wilson C. F., Zasova L. V. et al. 2018. Future of Venus Research and Exploration. *Space Sci. Rev.* 214(8):89.
7. Gavrik A. L., Pavelyev A. G., Gavrik Yu. A. 2009. Detection of ionospheric layers in the Daytime Ionosphere of Venus at Altitudes of 80-120 km from VENERA-15 and -16 Two-Frequency Radio-Occultation Results. *Geomagnetism and Aeronomy*. 49(8):1223-1225.
8. Gavrik A. L. et al. 2013. Oscillations Detected near the Lower Boundary of the Venus Ionosphere from the Radio Occultation Measurements of the Venera-15 and Venera-16 Satellites. *J. of Communications Technology and Electronics*. 58(10):985-995.

Том I, с. 146–149

УДК: 535.37 + 523.42

ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ИОНОСФЕРЕ ВЕНЕРЫ ПО ДАННЫМ РАДИОПРОСВЕЧИВАНИЯ

А. Л. Гаврик

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Фрязино, пл. Введенского 1
E-mail: alg248@hotmail.com*

Аннотация. Выполнены анализ ошибок определения концентрации электронов в дневной ионосфере Венеры по результатам радиопросвечивания и оценка перспективы получения более точной информации о свойствах ее ионосферы по данным завершённых и планируемых миссий. Исследование основано на данных спутников Венера-15,-16 и моделировании эксперимента радиопросвечивания. Показано, что главным источником погрешностей метода радиозатмений является межпланетная плазма на трассе радиосвязи если ее влияние на параметры радиоволны существенно превышает флуктуации амплитуды, фазы и частоты радиоволны, обусловленные ограниченной стабильностью аппаратуры и низким энергетическим потенциалом радиолинии.

Ключевые слова: распространение радиоволн, радиопросвечивание ионосфер, концентрация электронов, флуктуации частоты и мощности радиоволн

ACCURACY OF DETERMINATION OF ELECTRON CONCENTRATION IN THE VENUS IONOSPHERE USING RADIO OCCULTATION DATA

A. L. Gavrik

Abstract. The analysis of errors in the determination of electron density in the daytime ionosphere of Venus based on the results of radio occultation are presented. The study was performed on the basis of the data of the Venus-15,-16 satellites and the simulation of the occultation experiment. It is established that the main source of error in the method of radio occultation is interplanetary plasma on the radio communication path if its influence on the parameters of the radio wave significantly exceeds the fluctuations in the amplitude, phase and frequency of the radio wave caused by the limited stability of the equipment and the low energy potential of the radio link.

Keywords: radio wave propagation, occultation of ionosphere, electron concentration, fluctuations in frequency and power of radio waves

Введение

Задача радиозатменного эксперимента с использованием спутника планеты – двухчастотное радиопросвечивание ее ионосферы и атмосферы. Возможность получения долговременных однородных измерений параметров атмосферы и ионосферы на высотах, которые малодоступны для исследования другими методами, указывает на актуальность и высокую информативность радиозатменных исследований [1]. Основным оборудованием для проведения эксперимента служит бортовая система радиосвязи и наземная система слежения, управления и связи с КА в дальнем космосе. В планируемой миссии Венера-Д [2] наш интерес сосредоточен на изучении возмущений ионосферы и атмосферы. Взаимодействие между верхней атмосферой и нижней ионосферой Венеры, а также волновые процессы, как в атмосфере, так и в ионосфере, наименее изучены и будут наиболее важной областью наших исследований при анализе данных радиопросвечивания.

Задача подготовки радиофизических исследований состоит в том, чтобы усовершенствовать методы наблюдений по сравнению с предыдущими миссиями, в результате чего возрастет точность и информативность экспериментальных данных. Цель данной работы – анализ погрешностей определения электронной концентрации в ионосфере Венеры по радиоданным и оценка перспективы получения более точной информации о свойствах ионосферы Венеры по данным завершённых и планируемых миссий.

Источники погрешностей метода радиозатмений

Одна из главных причин ограничения точности радиозатменных данных – инструментальный шум, величина которого зависит от характеристик радиосистемы, а при высокой стабильности аппаратуры от энергетического потенциала радиолинии. Высокое отношение сигнал/шум при регистрации сигналов уменьшает случайные флуктуации измерений мощности, фазы и частоты принимаемых радиоволн, и, следовательно, обеспечивает повышение чувствительности и разрешающей способности метода радиопросвечивания (чем выше энергия сигнала по сравнению с уровнем шума, тем точнее измерения параметров радиополя на коротких интервалах времени, на основе которых определяют характеристики просвечиваемой среды) [3, 4].

Главным источником погрешностей метода радиозатмений могут быть вариации концентрации межпланетной плазмы и земной ионосферы на трассе распространения радиоволн между КА и наземным пунктом радиосвязи [3, 4]. Величина такого шума зависит от длины трассы радиосвязи, от расстояния между радиотрассой и Солнцем, от состояния плазменных неоднородностей на пути радиоволн в межпланетном пространстве и ионосфере Земли. Флуктуации амплитуды и частоты радиоволн могут возрасти на порядок и более при неблагоприятных условиях проведения эксперимента, когда возмущения плазмы на трассе радиосвязи существенные [3, 4].

При благоприятных условиях проведения эксперимента преобразование экспериментальных данных в параметры атмосферы и ионосферы путем решения обратной задачи также может исказить сведения о вариациях показателя преломления среды из-за использования интегральных соотношений. Методические погрешности интегрирования экспериментальных данных, содержащих шум, и возможная асимметрия зондируемой среды снижают качество сведений об ионосфере, в частности, вблизи нижней границы дневной ионосферы Венеры [4], что ограничит возможность обнаружения и исследования процессов, ответственных за динамические изменения в системе атмосфера-ионосфера.

Флуктуации параметров радиоволн вдали от исследуемой ионосферы

Применение метода дисперсионного интерферометра при радиопросвечивании и использование разностной частоты когерентных радиоволн для нахождения характеристик ионосферы позволяет исключить эффекты, не связанные с дисперсией среды, а именно: неточный учёт движения КА, плавную нестабильность бортового и наземного задающего генератора, влияние нейтральной атмосферы [1, 3, 4]. Однако присутствуют другие источники флуктуаций: во-первых, шум излучателей и приемников, во-вторых, вариации электронной концентрации на трассе радиосвязи в межпланетном пространстве и ионосфере Земли. Случайные флуктуации параметров радиоволн, обусловленные этими факторами, невозможно прогнозировать и отделить друг от друга, но можно полагать, что величина аппаратурного шума сравнима с минимальными флуктуациями результатов измерений параметров радиоволн, зарегистрированных в серии экспериментов.

Следует отметить, что влияние плазмы на изменение частоты радиоволны $f(t)$ в ионизированной среде пропорционально длине зондирующей радиоволны, а величина шума аппаратуры, обусловленного нестабильностью генератора, обратно пропорциональна длине радиоволны. Поэтому, при исследовании плазменных неоднородностей, влияние которых незначительно превышает шум, целесообразно использовать длинноволновый диапазон радиоволн, т.к. в этом случае порог обнаружения плазменных неоднородностей на фоне аппаратурного шума зависит от второй степени длины радиоволны. В миссиях Венера-9,10,11,12,13,14,15,16 излучали когерентные радиоволны $\lambda \approx 32$ и 8 см с целью исследования газовой оболочки Венеры и межпланетной плазмы. Решение аналогичных задач в США, странах ЕЭС и Японии обеспечивали когерентной комбинацией сигналов S ($\lambda=13.1$ см) и X ($\lambda=3.6$ см) диапазонов. Различие в длинах волн L ($\lambda \approx 32$ см) и S диапазонов предоставило нашим экспериментам преимущества при изучении плазмы. При одинаковой стабильности аппаратуры и высоком потенциале радиолинии погрешность обнаружения плазменных неоднородностей по вариациям мощности и частоты радиоволн на фоне шума для сигнала L диапазона была в 6 раз меньше, чем для сигнала S диапазона [3].

Значения флуктуаций $f(t)$ на контрольных участках измерений длительностью 5...10 минут, свободных от влияния плазмы Венеры, характеризуют шум в процессе зондирования ионосферы Венеры, они не превышали 0.02 Гц в миссии Венера-15,-16 [4]. Увеличение длины трассы радиосвязи и вследствие этого увеличение мешающих флуктуаций $f(t)$ выше уровня 0.1 Гц при приближении трассы радиосвязи к Солнцу существенно уменьшило точность определения электронной концентрации $N(h)$ в ионосфере Венеры.

Экспериментальные данные указывают на то, что крупномасштабные неоднородности плазмы и атмосфера Земли практически не влияют на вариации мощности радиоволны $\lambda \approx 32$ см. Флуктуации мощности сигналов на трассе вдали от Солнца обусловлены движением неоднородностей плазмы с широкими пределами изменений масштабов неоднородностей. Величина флуктуаций мощности сигналов нарастает при увеличении длины трассы радиосвязи и при ее приближении к Солнцу, но в экспериментах радиопросвечивания газовой оболочки Венеры достаточно слабые флуктуации мощности сигналов почти не маскировали эффекты, обусловленные рефракцией радиоволн в ионосфере и атмосфере Венеры [4].

Погрешности определения электронной концентрации

Чтобы сохранить традиционный физический смысл разделения ионосферы на слои с обладающими физико-химическими процессами мы обозначим слои на Венере следующим образом: $\nu F2$, $\nu F1$, νE , νD (по аналогии со слоями F2, F1, E, D земной ионосферы). Отметим, что погрешность определения $N(h)$ в этих областях разная, что обусловлено методикой расчета $N(h)$, основанной на интегрировании данных, искаженных широкополосным шумом.

Проверку методики расчётов и анализ возникающих погрешностей $N(h)$ осуществляли следующим образом. Для сферически симметричной ионосферы с заданным высотным профилем электронной концентрации $N^{(1)}(h)$ решали прямую задачу просвечивания и определяли изменение частоты радиоволны $f^{(1)}(h)$. Далее по зависимости $f^{(1)}(h)$ решали обратную задачу радиопросвечивания и находили высотный профиль $N^{(2)}(h)$. Разности $\delta N(h) = N^{(2)}(h) - N^{(1)}(h)$ характеризуют абсолютную погрешность вычисления $N(h)$. Погрешности определения $N(h)$ увеличиваются с ростом шага дискретизации Δh . В экспериментах с КА Венера-9,-10,-15,-16 шаг Δh не превышал 1.5 км и относительная ошибка нахождения $N(h)$ в области $\nu F2$ ($h > 180$ км) меньше 1%. В области $\nu F1$ ($140 < h < 180$ км) погрешности могут достигать $\sim 2\%$, а в области νE ($h \approx 130$ км) погрешность увеличивается до 6%. Быстрое увеличение погрешности $N(h)$ на высотах $h < 130$ км обусловлено методикой расчетов, которая предполагает непрерывность и гладкость функций. Ошибки интегрирования $f(h)$ при наличии шума и горизонтальные градиенты электронной концентрации в ионосфере приводят к резкому увеличению систематической погрешности вблизи нижней границы ионосферы.

Максимальные трудности возникают при исследовании области νD дневной ионосферы Венеры, т.к. в этой области погрешности определения $N(h)$ могут быть сравнимы с величиной $N(h)$. Традиционная методика вычисления $N(h)$ [1,3] не позволяет получить достоверный профиль концентрации электронов ниже 110 км. Исследовать эту нижнюю ионизованную область удалось только с помощью нового метода обнаружения плазменных неоднородностей. Эффект, лежащий в основе нашего исследования области νD , может быть выявлен в сферически слоистой среде в отсутствие дифракции и поглощения электромагнитных волн, если слои достаточно плотные и уровень аппаратного шума низкий. Вот почему данные миссий Венера-15,-16, в которых передатчик излучал сигнал высокой мощности в диапазоне 32 см, т.е. на более низкой частоте, чем в других миссиях, были необходимы для доказательства концепции новой технологии обработки данных [4]. Идея метода исходит из сравнения двух функций со значениями мощности сигнала. Первая функция представляет собой экспериментально наблюдаемые изменения мощности сигнала (X) в атмосфере и ионосфере, а вторая функция «предсказывает» изменение мощности (X_0), вычисленное на основе скорости изменения частоты сигнала df/dt , используя линейную связь $X_0 = \text{const} * df/dt$. Следует подчеркнуть, что прогноз X_0 применим не только к ионосфере, но и к атмосфере. Двухчастотная методика выделила изменение частоты сигнала, обусловленное только рефракцией в ионизованной среде, поэтому совпадение между $X(h)$ и $X_0(h)$ будет обусловлено существованием плазменных слоев в ионосфере. Сравнение между функциями $X(h)$ и $X_0(h)$, продемонстрировало совпадение вариаций $X(h)$ и $X_0(h)$ в диапазоне высот от 170 км до 90 км, что доказало влияние плазменных структур на частоту и мощность радиосигнала во всем диапазоне высот и подтвердило возможность существования области νD на Венере ниже

120 км. Однако оценить точность профиля $N(h)$ ниже 115 км пока невозможно. Более глубокое исследование природы возмущений в области νD будет возможно в миссии Венера-Д [2] путем сравнения данных различных экспериментов.

Заключение

Данные радиопросвечивания ионосферы Венеры указали, что процессы формирования дневной ионосферы Венеры и Земли похожи. Достигнутая точность определения концентрации электронов в дневной ионосфере Венеры в диапазоне высот от нижней границы (~ 90 км) до ионопаузы (от ~ 230 км до ~ 1200 км) позволила выделить области $\nu F2$, $\nu F1$, νE , νD венерианской ионосферы, указывающие на слоистую, стратифицированную структуру ионосферы. Смысл такого разделения ионосферы на слои $\nu F2$, $\nu F1$, νE , νD обусловлен преобладающими физико-химическими процессами, которые аналогичны процессам в слоях F2, F1, E, D земной ионосферы. Показано, что погрешность определения электронной концентрации в разных областях ионосферы разная, т.к. методика расчета электронной концентрации основана на интегрировании данных, искаженных широкополосным шумом.

Результаты экспериментов радиопросвечивания свидетельствуют, что межпланетная плазма является главным источником погрешностей метода радиозатмений только тогда, когда ее влияние на фазу и частоту радиоволны существенно превышает измеренные случайные флуктуации амплитуды, фазы и частоты радиоволны, обусловленные ограниченной стабильностью аппаратуры и низким энергетическим потенциалом радиолинии. Показано, что при слабо возмущенной плазме на трассе связи относительная погрешность определения концентрации электронов в слое $\nu F2$ может составлять 1%-2%, в слоях $\nu F1$ и νE она возрастает до 4%-6%, а в слое νD погрешность может быть более 100% при использовании традиционной методики определения электронной концентрации. При сильно возмущенной плазме на трассе связи или при одночастотном радиопросвечивании погрешность может возрасти в несколько раз, поэтому нежелательно проводить радиозатмения, когда радиотрасса приблизится к Солнцу ближе, чем орбита Меркурия.

Показано, что асимметрия венерианской ионосферы может внести дополнительные погрешности в определение электронной концентрации, сравнимые с влиянием не сильно возмущенной межпланетной плазмы. Поэтому необходимо выявить критерии, указывающие на необходимость учета влияния асимметрии. Установлено, что в области νD всегда будет максимальное влияние факторов, ухудшающих достоверность сведений об ионосфере, именно по этой причине отсутствовали надежные сведения о существовании области νD до тех пор, пока не был разработан новый метод анализа радиозатменных данных. Из анализа погрешностей метода радиозатмений следует, что в планируемой миссии Венера-Д необходимо обеспечить высокую стабильность радиоаппаратуры и высокий энергетический потенциал радиолинии, тогда можно будет обнаружить и исследовать плазменные возмущения вблизи нижней границы ионосферы, которые могут быть связаны с динамическими изменениями в системе атмосфера-ионосфера.

Благодарности

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Программой Президиума РАН № 28.

Список литературы

1. Арманд Н.А., Гуляев Ю.В., Гаврик А.Л. и др. Результаты исследований солнечного ветра и ионосфер планет радиофизическими методами // Успехи физических наук. 2010. Т. 180. № 5. С. 542-548.
2. Glaze L. S., Wilson C. F., Zasova L. V. et al. 2018. Future of Venus Research and Exploration. Space Sci. Rev. 214(8):89.
3. Гаврик А.Л., Гаврик Ю.А., Копнина Т.Ф. О возможности увеличения чувствительности метода радиопросвечивания // Журнал радиоэлектроники. [электронный журнал]. 2011. № 5. С. 3. <http://jre.cplire.ru/jre/may11/3/text.pdf>
4. Гаврик А.Л., Гаврик Ю.А., Копнина Т.Ф., Самознаев Л.Н. Вариации амплитуд и частот когерентных радиосигналов при просвечивании дневной ионосферы Венеры // Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55. № 3. С. 277-284.

Том I, с. 150–154

УДК: 533.95 + 537.87

ИССЛЕДОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ И ИОНОСФЕРЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАДИОФИЗИЧЕСКОГО ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ «МИХНЕВО»

**Б. Г. Гаврилов, Ю. И. Зецер, Ю. В. Поклад, И. А. Ряховский, А. Н. Ляхов,
В. А. Рыбаков, В. М. Ермак**

*Институт динамики геосфер РАН, 119334, Москва, Ленинский проспект, 38, корп. 1
E-mail: boris.gavrilov34@gmail.com*

Аннотация. Исследование появления и пространственно-временной динамики возмущений атмосферы, верхней и нижней ионосферы требуют проведения комплексных исследований взаимосвязанных процессов на различных высотах в различных гелио-геофизических условиях. В обсерватории ИДГ РАН «Михнево» создан уникальный радиофизический комплекс, позволяющий проводить синхронные измерения вариаций геомагнитного поля, параметров КВ, ДВ и СДВ радиосигналов, электрических полей и атмосферных токов. Анализ данных измерений полного электронного содержания ионосферы с фазовыми и амплитудными измерениями сигналов СДВ-ДВ-радиостанций на глобальных и региональных трассах позволяет получать данные об особенностях структуры и динамики ионосферной плазмы в среднеширотной зоне Европейской части страны. Согласованный анализ сигналов ГНСС и сигналов ОНЧ диапазона дает возможность исследования механизмов взаимосвязи и динамики возмущений верхней и нижней ионосферы.

Ключевые слова: распространение радиоволн; рентгеновская вспышка; эффекты солнечной вспышки; ионосфера; геомагнитное поле; полное электронное содержание

INVESTIGATION OF THE ATMOSPHERE AND IONOSPHERE BY THE RADIO-PHYSICAL MEASURING COMPLEX OF THE “MIKHNEVO” GEOPHYSICAL OBSERVATORY

**B. G. Gavrilov, Y. I. Zetzer, Y. V. Poklad, I. A. Ryakhovskiy, A. N. Lyakhov, V. A. Rybakov,
V. M. Ermak**

Abstract. A study of appearance and spatio-temporal dynamics of disturbances of the atmosphere, the upper and lower ionosphere, require of integrated investigations of interrelated processes at different altitudes and in different geophysical conditions. In the observatory of IDG RAS "Mikhnevo" created the unique radiophysical complex, allowing to carry out of coordinated measurements of variations of the geomagnetic field, propagation of SW, LW and VLF radio signals, variations of electric fields and atmospheric currents. Analysis of the data of measurements of the total electron content of the ionosphere with phase and amplitude of the signals of LF-VLF range on global and regional routes allows to obtain data on the features of the structure and dynamics of the ionospheric plasma in the mid-latitude zone of the European part of the Russia. The coordinated analysis of GNSS and VLF signals makes it possible to study the mechanisms of the relationship between the perturbations of the upper and lower ionosphere and the dynamics of the ionosphere in the horizontal and vertical directions.

Keywords: radio wave propagation; x-ray flash; solar flare effects; ionosphere; geomagnetic field; total electron content

Введение

Получение данных о механизмах и каналах передачи энергии в литосферно-атмосферно-ионосферной системе является одной из основных задач современной геофизики. Ее решение требует привлечения комплексных методов исследования, позволяющих получать согласованные данные по вариациям параметров геофизической среды на различных высотах и в различных гелиогеофизических условиях. Для решения этой задачи в геофизической обсерватории (ГФО)

«Михнево» Института динамики геосфер РАН создан уникальный измерительный комплекс, позволяющий проводить синхронные радиофизические, магнитометрические и электрофизические исследования в рамках единого программно-аппаратного комплекса. ГФО «Михнево» расположена на L-оболочке 2.5 Re в области главного ионосферного провала, параметры которого связаны с состоянием магнитосферы. Приемники ГНСС совместно с приемниками КВ, ДВ и СДВ сигналов позволяют анализировать связь региональных и глобальных геофизических возмущений с динамикой параметров среднеширотной атмосферы и ионосферы, вариациями приземных электрических параметров и вариациями геомагнитного поля. Комплекс позволяет получать всеобъемлющую информацию о состоянии геофизической среды, как в спокойных условиях, так и при возмущениях, вызванных природными и антропогенными процессами, такими как солнечные затмения [1], нагревные эксперименты [2], магнитные бури [3], солнечные вспышки [4]. Возможности комплекса показаны на примере исследования ионосферных эффектов рентгеновской вспышки 06 сентября 2017 г. [5].

Состав и параметры измерительного комплекса

Геофизическая обсерватория Михнево расположена на средних широтах в 80 км от Москвы в свободной от промышленных помех зоне в точке с координатами 54°56'35"с.ш. и 37°44'20"в.д. Задачи, номенклатура и параметры входящей в состав комплекса измерительной аппаратуры приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры измерительного комплекса

Измеряемый параметр	Название	Технические параметры
Вариации НЧ геомагнитного поля	Трехкомпонентный феррозондовый магнитометр	Чувствительность – 1 нТл Частотный диапазон – 0-1 Гц
Вариации ВЧ геомагнитного поля	Комплекс магнитометров MFS-06, MFS-07	Чувствительность – 0,1 нТл Частотный диапазон 0,001 – 30 кГц
Полное электронное содержание ионосферы. Распространение радиосигналов СВЧ диапазона частот	Комплекс пространственно-разнесенных мультисистемных ГНСС приемников на базах от 200 м (контроль мелкомасштабных ионосферных неоднородностей) до 80 км.	Частота опроса – 1 Гц Частота сигнала 1,1 – 1,6 ГГц
Контроль состояния коротковолновых радиотрасс	Широкополосные КВ приемники Rohde&Schwarz	Диапазон частот 5 кГц – 5 ГГц Чувствительность 0,1 – 6 мкВ
Распространение сигналов ОНЧ диапазона. Контроль состояния D-области ионосферы	Трехкомпонентные магнитометры MFS-06, MFS-07. Сверхвысокочувствительные ОНЧ радиокомплексы «Плутон»	Частотный диапазон 0,001 – 30 кГц Чувствительность < 5 пТл
Вариации приземного электрического поля и вертикального атмосферного тока	Измеритель напряженности электрического поля. Токовый коллектор	Диапазон измерений электрического поля 1 мВ/м – 500 В/м. Чувствительность датчика атмосферного тока ~10–12 А/м ² Частотный диапазон – 0,1 Гц -10 кГц

Эксперимент

Как известно, величина полного электронного содержания (ПЭС) по данным измерений сигналов глобальных спутниковых систем (ГНСС) представляет собой интеграл электронной плотности вдоль пути передачи радиосигнала от навигационного спутника к приемнику. Однако с учетом профиля электронной концентрации в ионосфере принято считать, что величина ПЭС характеризует главным образом состояние F области ионосферы, на высотах которой, по крайней мере, в спокойных гелиогеофизических условиях, наблюдается максимум электронной плотности.

Получение данных об изменении параметров нижней ионосферы сопряжено со значительными трудностями. Одним из наиболее обоснованных методов является анализ ОНЧ радиосигналов (3-30 кГц), которые распространяются в волноводе, ограниченном земной поверхностью и D-областью ионосферы, и изменение параметров которых связано главным образом с состоянием верхней стенки волновода [6].

В наших исследованиях получены согласованные данные по возмущениям верхней и нижней ионосферы. Выбран район, удобный для измерений как сигналов ГНСС, так и параметров ОНЧ радиосигналов от передатчиков JXN, GQD и NAA (рис. 1). Для сопоставления данных измерений сигналов СДВ передатчиков с данными по вариациям ПЭС были выбраны измерительные пункты системы GPS вблизи СДВ трасс, расположение которых показано на рис. 1. На рис. 1 показаны поток рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 0,1-0,8 нм по данным спутника Goes 15, вариации ПЭС ионосферы по данным приемников GPS в пунктах *mar6* и *vis0* и изменение амплитуды СДВ сигналов на трассах JXN, GQD, NAA – МК. Можно видеть, что и резкое возрастание ПЭС ионосферы, и рост амплитуд СДВ сигналов наблюдались синхронно с ростом потока рентгеновского излучения Солнца. В момент вспышки наблюдается скачок ПЭС на величину ~ 2 тесу.

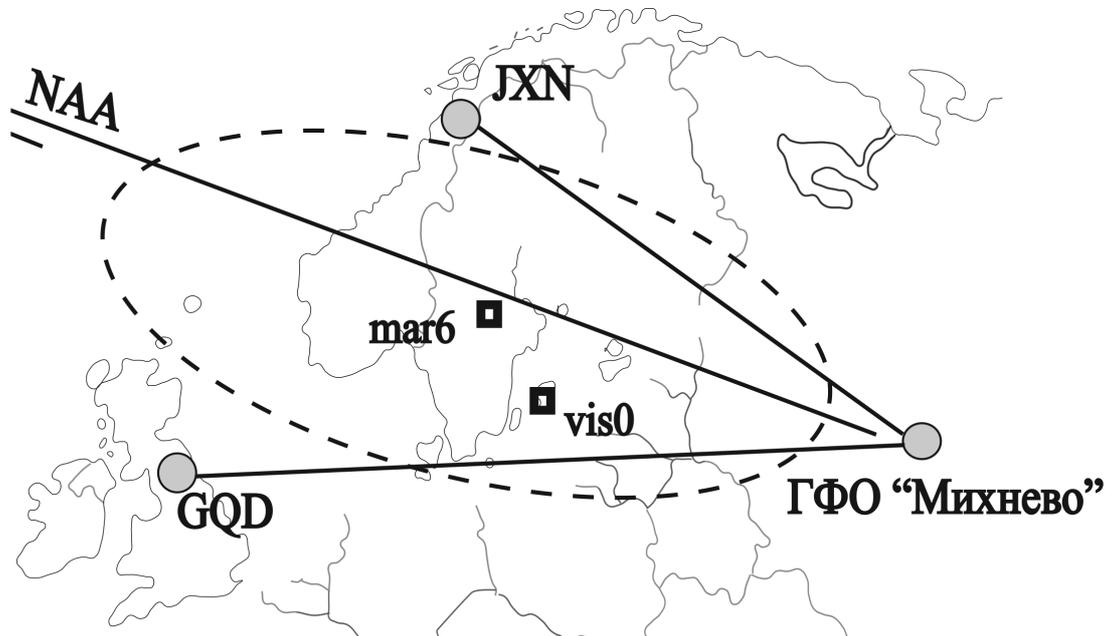


Рис. 1. Приемники GPS (квадраты), СДВ радиостанции (кружки) и приемный пункт в Михнево.

Нижняя ионосфера также испытала воздействие рентгеновского излучения вспышки. СДВ трассы отреагировали на вспышку синхронным и близким по величине скачком амплитуды сигнала. Средний рост амплитуд сигналов на трех трассах составил ~ 3 дБ. Расчеты показали, что увеличение значения ПЭС в нижней ионосфере во время солнечной вспышки 06.IX.2017 достигало 2.5 единицы TECU [7]. Таким образом, изменение концентрации электронов в нижней

ионосфере дало основной вклад в интегральное значение ПЭС, определённое по данным приемников ГНСС.

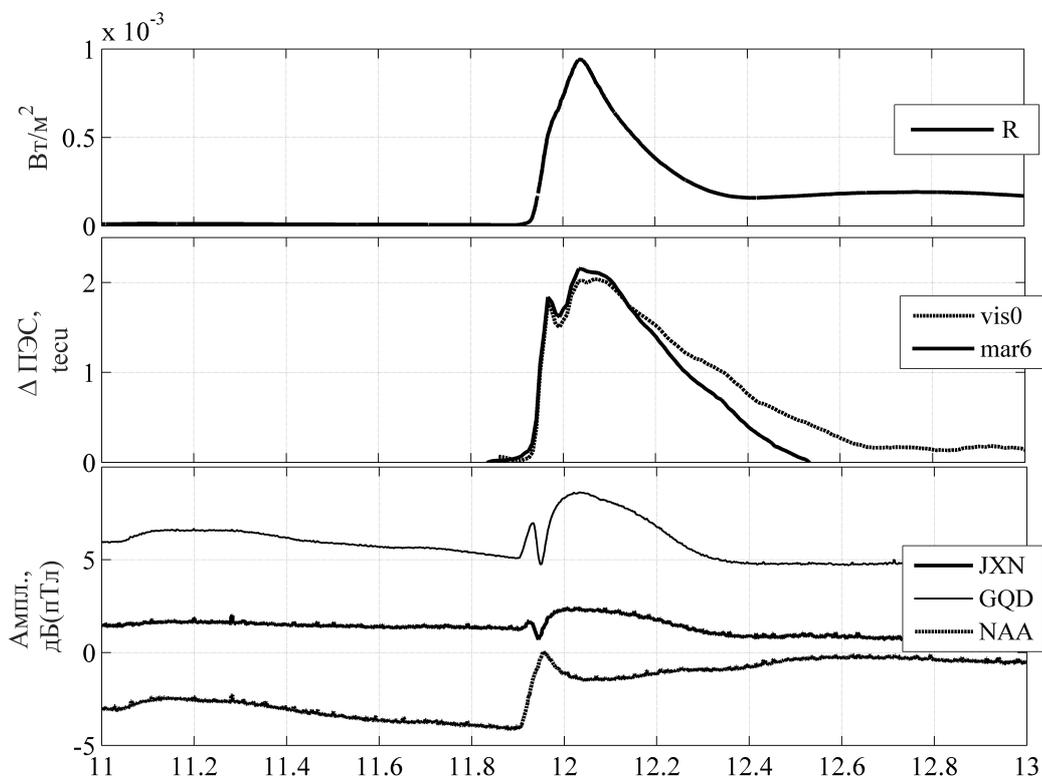


Рис. 2. Поток рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 0,1-0,8 нм по данным спутника Goes 15 (верхняя панель), вариации ПЭС ионосферы по данным приемников GPS в пунктах mar6 и vis0 (средняя панель) и изменение амплитуды СДВ сигналов на трассах JXN, GQD, NAA - МСК (нижняя панель) во время солнечной вспышки 06.IX.2017.

Выводы

Полученные в работе результаты показывают, что величина ПЭС, определяемого по данным ГНСС, не всегда определяется значением электронной концентрации в F-области ионосферы. При анализе и использовании данных по полному электронному содержанию ионосферы необходимо принимать во внимание особенности распределения электронной концентрации по высоте в зависимости от вида гелиогеофизического события, действующих механизмов и агентов возмущений геофизической среды. Полученные результаты позволяют оценить вклад различных высот в ионосферную динамику и демонстрируют временную и пространственную связь возмущений в различных областях ионосферы.

Благодарности

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 0146-2017-0013.

Список литературы

1. Адушкин В.В., Гаврилов Б.Г., Горелый К.И., Рыбнов Ю.С., Харламов В.А. Геофизические эффекты солнечного затмения 29 марта 2006 г. // Доклады Академии наук. – 2007. – Т. 417. – № 4. – С. 535–540.

2. Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Ряховский И.А., Поклад Ю.В., Ермак В.М. Удаленная регистрация КНЧ/ОНЧ излучения, вызванного экспериментами по искусственной модификации ионосферы / Геомагнетизм и аэрномия. – 2015. – Т. 55. – № 4. – С. 466.
3. Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Ляхов А.Н., Поклад Ю.В., Ряховский И.А.. Пространственно-временные распределения электронной плотности в ионосфере по данным регистрации полного электронного содержания и фазы ОНЧ радиосигналов // Геомагнетизм и аэрномия. – 2017. – Т.57. - № 4. – С. 500–509. – DOI: 10.7868/S001679401704006X
4. Kumar A., Kumar S. Solar flare effects on D-region ionosphere using VLF measurements during low- and high-solar activity phases of solar cycle 24 // Earth, Planets and Space. -2018. – V.70. – N. 29. – DOI: 10.1186/s40623-018-0794-8
5. Гаврилов Б. Г., Зецер Ю. И., Ляхов А. Н., Поклад Ю. В., Ряховский И. А. Коррелированные возмущения верхней и нижней ионосферы по данным синхронных измерений параметров сигналов ГНСС и радиосигналов ОНЧ диапазона // Космические исследования. – 2019. – Т. 57. - № 1. – С. 39–45. - DOI: 10.1134/S0023420619010035
6. Han F., Cummer S.A., Li J., Lu G. Daytime ionospheric D region sharpness derived from VLF radio atmospherics // J. Geophys. Res. – 2011. doi:10.1029/2010JA016299
7. Ryarhovskiy I.A., Gavrilov B.G., Lyakhov A.N., Poklad U.V., Bekker S.Z., Kozlov S.I. Ionization of the lower ionosphere during the x-ray solar flare on September 6, 2017 // Proceedings of SPIE 0277-786X. 24th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. – 2018. - V. 10833. - P. 193.

Том I, с. 155–158
УДК: 537.87

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТИ ФЛУКТУАЦИЙ СИГНАЛОВ ПРИ ТРАНСИОНОСФЕРНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ

В. Э. Герм, Е. В. Макаренкова

*Санкт-Петербургский государственный университет,
199034, г. Санкт-Петербург, Университетская набережная, 7-9
E-mail: v.germ@spbu.ru, st023937@spbu.ru*

Аннотация. В работе представлены результаты моделирования флуктуаций транссионосферных сигналов при распространении в условиях перемежаемой ионосферной турбулентности. Для моделирования флуктуаций поля используется метод фазового экрана. Перемежаемое распределение фазы на экране задаётся с использованием модели негауссова мультифрактального фазового экрана, которая позволяет моделировать различные режимы перемежаемости, от полного её отсутствия до весьма значительной. Результаты исследования функции когерентности поля выявили увеличение радиуса когерентности с увеличением степени перемежаемости. Расчёты индекса скинтилляций показали уменьшение индекса на земной поверхности с ростом степени перемежаемости, что согласуется с фактом увеличения радиуса когерентности. Полученные результаты свидетельствуют о важности учёта возможных отклонений характера турбулентных флуктуаций среды от гауссова случайного процесса.

Ключевые слова: ионосфера; распространение радиоволн; флуктуации; турбулентность; перемежаемость; моделирование

SIMULATION OF INTERMITTENCY OF SIGNAL FLUCTUATIONS UNDER TRANSIONOSPHERIC PROPAGATION

V. E. Gherm, E. V. Makarenkova

Abstract. The paper presents the results of modeling fluctuations of transionospheric signals propagating under conditions of intermittent ionospheric turbulence. The phase screen method is employed to simulate field fluctuations. The intermittent phase distribution on the screen is generated using the non-Gaussian multifractal phase screen model, which is capable of simulating various degrees of intermittency, from its complete absence to quite significant. The results of study of the field coherence function revealed an increase in the coherence radius with an increase in the degree of intermittency. Calculations of the scintillation index showed a decrease in the index on the earth's surface with an increase in the degree of intermittency, which is consistent with the fact of an increase in the coherence radius. The results obtained indicate the importance of taking into account possible deviations of the turbulent fluctuations of the medium from the Gaussian random process.

Keywords: ionosphere; radio wave propagation; fluctuations; turbulence; intermittency; modelling

Введение

Для флуктуаций фазы и амплитуды наблюдаемых транссионосферных сигналов характерно наличие участков нерегулярного поведения, в течение которых измеряемая величина особенно сильно отклоняется от своего типичного значения. Подобное поведение называется перемежаемостью. Перемежаемость проявляется в сильных нерегулярных локальных отклонениях параметров сигнала от их средних значений. При наличии перемежаемости большие флуктуации являются более вероятными, чем это ожидается от нормального распределения, поэтому перемежаемые случайные процессы не являются гауссовскими.

Флуктуации сигналов при транссионосферном распространении возникают из-за их рассеяния на неоднородностях электронной плотности ионосферы. Поэтому естественно считать,

что перемежаемость флуктуаций сигналов является следствием перемежаемого характера турбулентных флуктуаций электронной плотности в ионосфере. Перемежаемость возмущений электронной концентрации экспериментально наблюдается при спутниковых и ракетных измерениях неоднородностей ионосферы [1].

Существующие теории сцинтилляций трансionoсферных сигналов обычно рассматривают флуктуации электронной плотности ионосферы как стохастические гауссовы процессы с заданной корреляционной или структурной функцией, или, что эквивалентно, с заданным спектром неоднородностей. Пространственный спектр ионосферных неоднородностей, как это было неоднократно подтверждено экспериментально [2], наилучшим образом может быть аппроксимирован обратным степенным законом в пространстве волновых чисел. Случайные функции такого типа с геометрической точки зрения являются стохастическими фракталами, обладают свойством масштабной инвариантности (скейлинга) и характеризуются показателем (экспонентой) Хёрста. Современные теории турбулентности учитывают перемежаемость, используя концепцию *мультифракталов* или неоднородных фракталов, которые характеризуются целым спектром локальных показателей степенного закона, или *мультифрактальным спектром* [3].

В серии работ по экспериментальному исследованию фрактальной структуры ионосферной турбулентности (см., например, [4, 5] и цитированную там литературу) анализируются результаты просвечивания верхней среднеширотной ионосферы и устанавливается, что мультифрактальная структура перемежаемости флуктуаций энергии принимаемого сигнала является следствием перемежаемости флуктуаций электронной концентрации ионосферной плазмы.

С точки зрения решения обратной задачи определения параметров ионосферной турбулентности значительный интерес представляет выявление и исследование свойств масштабной инвариантности (скейлинга) стохастических реализаций принимаемого поля и связь этих характеристик с соответствующими свойствами неоднородностей электронной плотности ионосферы.

В работе рассматривается проблема распространения поля в турбулентной ионосфере с учётом эффектов перемежаемости. Перемежаемость моделируется посредством введения мультифрактального стохастического распределения неоднородностей, что подразумевает негауссовскую статистику флуктуаций электронной плотности.

Модель мультифрактального стохастического фазового экрана

Для моделирования поля, рассеянного перемежаемыми неоднородностями электронной плотности ионосферы, в работе используется наиболее простая модель распространения, а именно модель стохастического фазового экрана. Негауссов мультифрактальный стохастический фазовый экран был введён в работе авторов [6]. Статистическое описание флуктуаций фазы осуществляется посредством обобщённых структурных функций разных порядков

$$S_q(L) = \langle |\varphi(r+L) - \varphi(r)|^q \rangle, \quad (1)$$

где φ – фаза, L – расстояние между двумя точками, q – порядок структурной функции. Угловые скобки обозначают статистическое усреднение по ансамблю случайных реализаций распределения фазы. Для гауссовых фрактальных процессов (статистически самоподобных/самоаффинных случайных процессов со степенным спектром) свойство масштабной инвариантности соответствует следующему скейлингу для структурной функции порядка q :

$$S_q(L) \sim L^{Hq}, \quad (2)$$

где $0 < H < 1$ – экспонента Хёрста. Здесь показатель степени (скейлинговая экспонента) является линейной функцией порядка q . Для неоднородных фракталов (мультифракталов) структурные функции имеют вид

$$S_q(L) \sim L^{\zeta(q)}, \quad (3)$$

где функция $\zeta(q)$, называемая скейлинговой экспонентой, зависит от q нелинейно. В некотором интервале изменения переменной q для $\zeta(q)$ может быть использована аппроксимация отрезком

степенного ряда вида

$$\zeta(q) = hq - \frac{\lambda^2 q^2}{2} + \dots \quad (4)$$

В представлении (4) параметры h и λ^2 определяют скейлинговые свойства мультифрактального случайного процесса. Отклонение скейлинга $\zeta(q)$ от линейного закона характеризуется параметром λ^2 : чем больше параметр λ^2 , тем сильнее отклонение случайного процесса от нормального, и тем более перемежаемым становится распределение.

Для генерации стохастического распределения фазы с заданным скейлингом вида (4) в работе используется модель, имитирующая турбулентный каскад, в котором передача энергии от больших масштабов к малым моделируется каскадным процессом [6, 7]. Алгоритм генерации основан на представлении искомого пространственного распределения фазы, задаваемого значениями в узлах двумерной сетки, в виде разложения по базисным функциям двумерного дискретного вейвлет-преобразования. Коэффициенты разложения (вейвлет-коэффициенты) представляют собой случайные числа, генерируемые на бинарном дереве последовательно от больших масштабов к малым посредством мультипликативного алгоритма, в котором в качестве множителей перехода используются независимые одинаково распределённые случайные числа с логнормальным распределением. Параметры логнормального закона задаются таким образом, чтобы обеспечить заданный скейлинг (4) искомого распределения, получаемого в результате суммирования исходного разложения посредством обратного вейвлет-преобразования, причём скейлинг получаемого распределения не зависит от выбора семейства вейвлет-функций [7].

Моделирование и результаты

При моделировании флуктуаций поля на земной поверхности считается, что на экран падает плоская волна единичной амплитуды. Комплексная амплитуда поля за экраном находится по известным формулам теории стохастического фазового экрана [8]. В численных экспериментах генерируются случайные двумерные реализации распределения фазы на экране для различных значений параметра перемежаемости λ^2 , но обладающие одним и тем же пространственным спектром. Для этого величина параметра h выбирается так, чтобы скейлинговая экспонента структурной функции фазы второго порядка $\zeta(2) = 2(h - \lambda^2)$ при всех λ^2 была постоянной величиной, равной $5/3$. Тогда при любом значении параметра λ^2 флуктуации фазы на экране имеют один и тот же степенной спектр с показателем $p = -8/3$. Размер сетки 1024×1024 , шаг 10 м, частота поля $1.57 \cdot 10^9$ Гц. Как уже упоминалось, выбор используемого семейства вейвлет-функций не влияет на скейлинг результирующего распределения; приведённые ниже результаты получены с использованием вейвлетов Добеши порядка 5.

Функция когерентности комплексного поля U определяется формулой

$$\Gamma(L) = \langle U(r) U^*(r+L) \rangle. \quad (5)$$

Результат усреднения по ансамблю в (5) зависит от плотности вероятностей распределения поля. Для гауссового фазового экрана $\Gamma(L) = \exp(-S_2(L)/2)$. В общем случае негауссового распределения фазы оценка выполняется по результатам численного эксперимента.

На рис. 1 (слева) представлены результаты вычислений функции когерентности для нескольких значений параметра перемежаемости λ^2 . Представленные на левой панели рис. 1 кривые демонстрируют влияние перемежаемости на функцию когерентности поля. В частности, приведённые результаты позволяют сделать вывод, что при одном и том же спектре фазы на экране когерентность рассеянного поля больше при наличии перемежаемости, чем при её отсутствии, и растёт с увеличением параметра перемежаемости. На правой панели рис. 1 приведены зависимости индекса флуктуаций S_4 , представляющего собой нормированную дисперсию интенсивности, от расстояния до экрана при разных значениях параметра перемежаемости λ^2 . Кривые, соответствующие разным λ^2 ведут себя по-разному, причём при расстоянии 300–400 км, соответствующем расстоянию от экрана до земной поверхности, значения S_4 уменьшаются с ростом перемежаемости λ^2 .

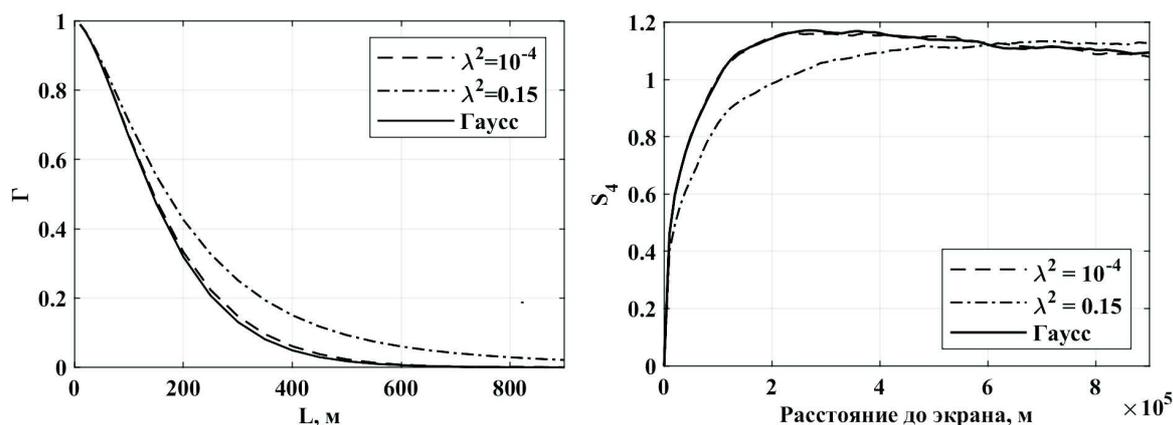


Рис. 1. Слева: функции когерентности, построенные для гауссового распределения фазы, и двух значений параметра перемежаемости $\lambda^2 = 10^{-4}$ и $\lambda^2 = 0.15$. Обозначения приведены на графике. Справа: зависимость индекса сцинтилляций от расстояния до экрана для тех же значений λ^2 .

Заключение

В работе представлены некоторые результаты моделирования флуктуаций транссионсферных сигналов при распространении в условиях перемежаемой ионосферной турбулентности. Для моделирования флуктуаций поля используется метод фазового экрана. Перемежаемое распределение фазы на экране задаётся с использованием модели негауссова мультифрактального фазового экрана, которая позволяет моделировать различные режимы перемежаемости, от полного её отсутствия до весьма значительной. Результаты исследования функции когерентности поля за экраном выявили увеличение радиуса когерентности с увеличением степени перемежаемости. Расчёты индекса сцинтилляций показали уменьшение индекса на земной поверхности с ростом степени перемежаемости, и более медленную его эволюцию (рост и насыщение) с расстоянием от экрана, что согласуется с фактом увеличения радиуса когерентности. Полученные результаты свидетельствуют о важности учёта возможных отклонений характера турбулентных флуктуаций среды от гауссова случайного процесса. Показано, что описания флуктуаций на уровне вторых моментов в ряде случаев недостаточно.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00274).

Список литературы

1. Wernik A. W., Grzesiak M. Scintillation caused by the ionosphere with non-Gaussian statistics of irregularities // *Radio Sci.* – 2011. – Vol. 46. – P. 1-9. doi: 10.1029/2011RS004716.
2. Гундзе Е., Лю Ч. Мерцания радиоволн в ионосфере // *ТИИЭР.* 1982. – Т. 70, № 4. – С. 5–45.
3. Sreenivasan K.R. Fractals and multifractals in fluid turbulence // *Annual Review of Fluid Mechanics* – 1991. Vol. 23. – P. 539-604. doi: 10.1146/annurev.fl.23.010191.002543.
4. Алимов В.А., Выборнов Ф.И., Рахлин А.В. Мультифрактальная структура перемежаемости развитой ионосферной турбулентности // *Изв. Вузов. Радиофизика.* – 2008. – Т. 51. – С. 485-493.
5. Выборнов Ф.И., Алимов В.А., Рахлин А.В. Фазовый метод исследования фрактальной структуры турбулентности ионосферной плазмы // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса.* – 2011. – Т. 8, № 1. – С. 295–302.
6. Makarenkova E.V., Ghern V.E. Multifractal phase screen model for scintillation of transionospheric signals // 2018 2nd URSI Atlantic Radio Science Meeting (AT-RASC) – 2018. P. 1-4. doi: 10.23919/URSI-AT-RASC.2018.8471300.
7. Arneodo A., Vacry E., Muzy J. F. Random cascades on wavelet dyadic trees // *J. Math. Phys.* – 1998. – Vol. 39. – P. 4142–4164. doi: 10.1063/1.532489.
8. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2: Случайные поля. – М.: Наука, 1978. – 464 с.

Том I, с. 159–163

УДК: 550.388 + 551.510.535

АНАЛИЗ СРАВНЕНИЯ ЗНАЧЕНИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПО ДАННЫМ МОДЕЛИРОВАНИЯ МОДЕЛИ IRI С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ РАДАРА ЧАСТИЧНЫХ ОТРАЖЕНИЙ

А. Д. Гомонов, Р. Ю. Юрик, Ю. А. Шаповалова, С. М. Черняков, Н. В. Калитенков

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Полярный геофизический институт», 183010, г. Мурманск, ул. Халтурина, 15

E-mail: gomonov@pgi.ru, roman.yurik@pgi.ru, smcherniakov@gmail.com

Аннотация. Приведены результаты сравнительного анализа электронных плотностей D-области ионосферы, полученных из экспериментальных измерений установки частичных отражений на радиофизическом полигоне «Туманный» Полярного геофизического института (69.0° с.ш., 35.7° в.д.), с расчетами электронной плотности по модели IRI-2016 для данного региона. Для определения адекватности модели выбирались дни со спокойной геомагнитной обстановкой за март 2017 г. Обнаружено несоответствие данных моделирования с экспериментальными результатами в областях с высокими градиентами электронных плотностей. На основании полученных результатов предложены новые пути усовершенствования модели IRI-2016.

Ключевые слова: ионосфера; моделирование; модель IRI, электронная плотность

THE ANALYSIS OF COMPLIANCE OF ELECTRON DENSITY VALUES ACCORDING TO MODELLING ON THE IRI MODEL WITH EXPERIMENTAL MEASUREMENTS OF THE PARTIAL REFLECTION RADAR

A. D. Gomonov, R. Yu. Yurik, Ya. A. Shapovalova, S. M. Cherniakov, N. V. Kalitenkov

Abstract. The results of a comparative analysis of the electron density of the D-region of the ionosphere obtained from experimental measurements of the partial reflection facility at the observatory Tumanny of Polar Geophysical Institute (69.0N, 35.7E) with IRI-2016 model electron density for this region were considered. To determine the adequacy of the IRI-2016 model, days with quiet geomagnetic conditions for March 2017 were chosen. Inconsistency between the model and experimental data for the regions with high electron density gradients were revealed. Based on the obtained results, new ways of improving the IRI-2016 model were proposed.

Keywords: ionosphere; modeling; model IRI; electron density

Введение

D-область ионосферы, охватывающая интервал высот 50-90 км, оказывает существенное влияние на распространение радиоволн СДВ-, ДВ-, СВ и КВ-диапазонов. В связи с этим возникает необходимость в определении основного ионосферного параметра – электронной плотности N_e – в различных гелиогеофизических условиях. Для решения данной задачи можно создать математическую модель D-области, способную описать поведение ионосферы на заданных высотах или проводить прямые или косвенные измерения электронной плотности N_e [1,2]. D-область ионосферы представляет существенные трудности для проведения прямых измерений ионосферных параметров в ней, так как, она слишком высока для наблюдений с самолетов и шаров-зондов, но слишком низка для спутников [3,4]. Прямые измерения параметров этой области дают эпизодические запуски ракет. Косвенные измерения можно проводить с помощью радара частичных отражений вертикального зондирования. Сопоставляя данные измерений с результатами моделирования можно определить адекватность модели и пути ее улучшения, путем введения неких поправочных коэффициентов, что и являлось целью данной работы.

Таблица 1. Технические характеристики СВ-радара.

Передатчик	Приемник
Мощность передатчика в импульсе на частоте 2,6 МГц – около 100 кВт.	Чувствительность приемников – 0,5 мкВ.
Длительность импульса равна – 15 мкс	Полоса пропускания – 50-60 кГц
Частота повторения излучений обыкновенной и необыкновенной волн – 1 Гц.	Обзорный диапазон высот – 30-240 км Диапазон регистрации – любой в пределах обзорного.
Задержка между импульсами этих волн – 275 мс.	Шаг опроса по высоте – 0,5n км (n=1,2,3...).

Результаты сравнительного анализа

Для проведения измерений электронной плотности N_e в D -области был задействован средневолновый радиолокатор вертикального зондирования ионосферы ПГИ (табл. 1), расположенный в п. Туманный Мурманской области (69.0° с.ш., 35.7° в.д.), для исследования нижней ионосферы методом частичных отражений [5].

Известно, что электронную плотность в области D ионосферы можно получить с помощью измерений амплитуд обыкновенной $A_o(h)$ и необыкновенной $A_x(h)$ волн, частично отраженных ионосферной плазмой, двумя способами: методом дифференциального поглощения и корреляционным методом.

В основе этих способов определения параметров плазмы лежит излучение двух волновых мод в виде чередующихся импульсов, отдельный прием сигналов, частично рассеянных неоднородностями электронной плотности и в частоте соударений, и измерение их амплитуд в зависимости от времени запаздывания, определяющего высоту отражения [3,4].

Измеряя отношение $A_x(h)/A_o(h)$, постепенно через интервалы высот Δh при известных условиях по формуле (1) можно определить двумерную картину распределения электронной плотности $N_e(h)$ (рис. 1):

$$N(h) = \frac{\frac{d}{dh} \left[\ln \left(R(h) - \ln \frac{A_x(h)}{A_o(h)} \right) \right]}{K(h)} \quad (1)$$

где $K(h) = 2 [k_x(h) - k_o(h)] / N$, $k_{x,o}(h)$ – коэффициенты поглощения необыкновенной (x) и обыкновенной (o) радиоволн, определяемые рабочей частотой, гирочастотой электронов и высотным профилем частоты соударений электронов с молекулами, $R(h) = |R_x(h)| / |R_o(h)|$, $|R_{x,o}|$ – модули коэффициентов отражения.

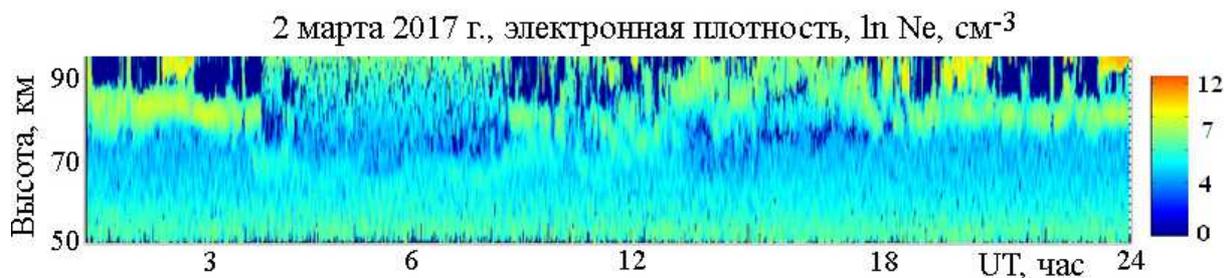


Рис. 1. Двумерная картина распределения электронной плотности в D -области ионосферы за 2 марта 2017 г.

Для сравнения результатов измерений с модельными данными была выбрана эмпирическая модель IRI-2016, основанная на систематизации, классификации экспериментальных данных и выведении зависимости N_e от всех факторов, влияющих на характер профиля $N_e(h)$.

Анализ сравнения данных измерений с модельными проводился для дней со спокойной геомагнитной обстановкой (13, 14, 16-20, 24-26 марта 2017 г.) (рис. 2).

Как видно из графиков, в период с 13 по 26 марта поток солнечного радиоизлучения на волне 10,7 см (индекс $F_{10.7}$) менялся незначительно, в пределах 68,8-76,8 (в единицах 10^{22} Вт/($m^2 \cdot Гц$)). Для указанного периода A_p -индекс варьировался от 1 до 24, что соответствует значениям K_p от 0+ до 4-.

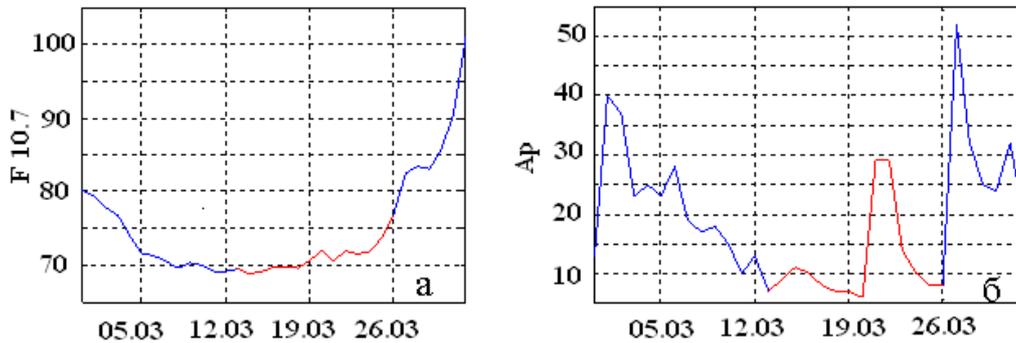


Рис. 2. *a* – Индекс $F_{10.7}$ (поток солнечного радиоизлучения на волне 10,7 см). (ед. $\times 10^{-22}$ Вт/($m^2 \cdot Гц$)); *б* – A_p -индекс.

По выбранным дням проводилось сравнение электронной плотности $N_e(h)$, полученной по экспериментальным данным измерений, с результатами моделирования. В модели IRI-2016 были заданы координаты радара частичных отражений. Значения параметров солнечной активности находились в базе данных модели. Было проведено сравнение усредненных данных измерений с модельными усредненными данными (рис. 3).

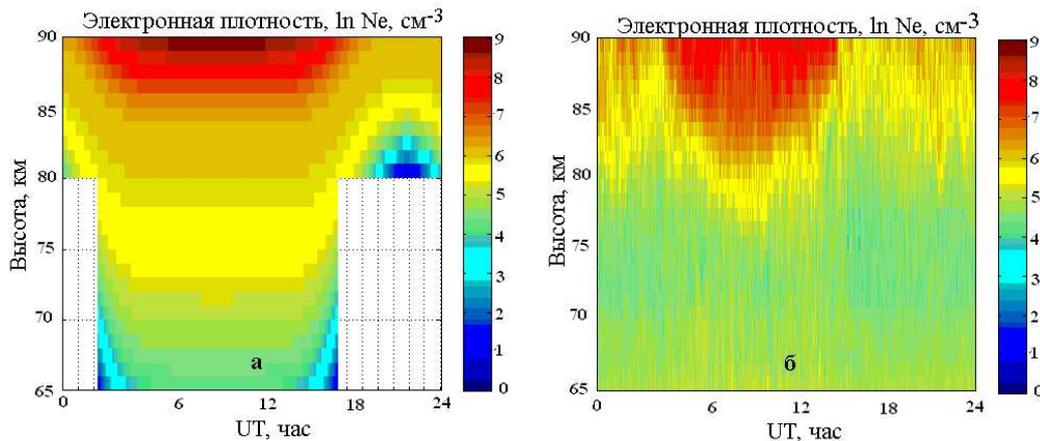


Рис. 3. Осредненные данные по электронной плотности за 13, 14, 16-20, 24-26 марта 2017 г. *a* – глобальная эмпирическая модель IRI-2016; *б* – данные измерений.

По полученным данным были построены профили электронной плотности $N_e(h)$ для четырех моментов времени: 2, 10, 17:30 и 22 UT (рис. 4).

Из приведенных выше графиков видно, что модель IRI-2016 достаточно хорошо описывает профили электронной плотности $N_e(h)$ для 10 UT и значительно хуже для 22 UT. Данное рас-

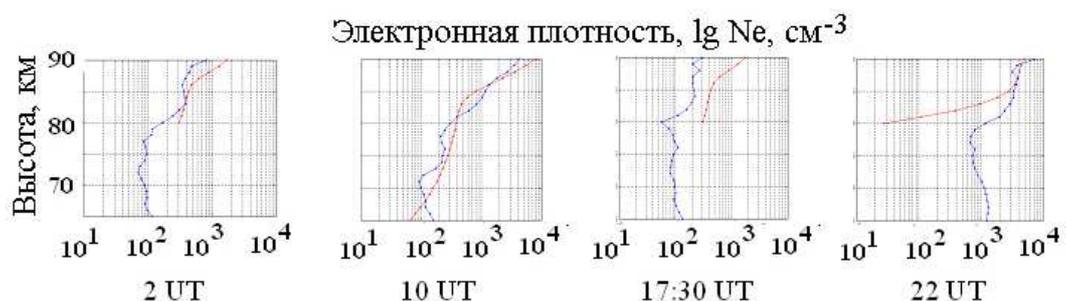


Рис. 4. Профили электронной плотности из осредненных данных за 10 самых «спокойных» дней марта 2017 для 4 моментов времени 2, 10, 17:30 и 22 UT (модельный (красный) и экспериментальный (синий))

хождение можно объяснить большими шумами в измерениях амплитуд необыкновенной A_x и обыкновенной A_o волн, и, как следствие, недостоверными значениями, полученными для электронной плотности. Для момента времени 10 UT в выбранные даты наблюдалось минимум шумов в измерениях, что позволяет считать значения электронной плотности для данного времени наиболее достоверными, чем и объясняется их согласованность с модельными данными. Однако при расчете относительных ошибок измерений электронной плотности $N_e(h)$ с модельными данными везде, без исключения наблюдаются зона с большими относительными ошибками (границы области с высокими градиентами электронной плотности $N_e(h)$) (рис. 5).

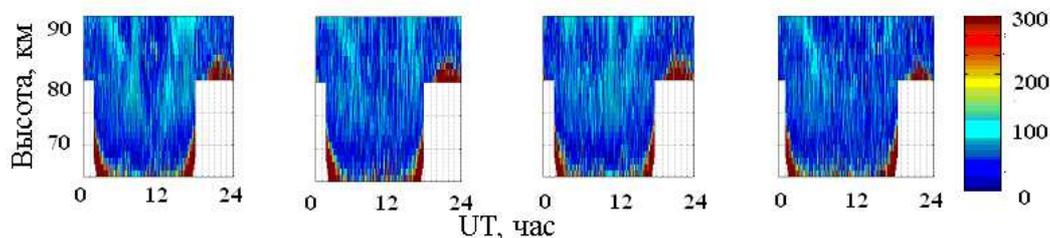


Рис. 5. Относительные ошибки $|\text{эксперимент} - \text{модель}|/|\text{модель}|*100\%$ для 20, 19, 18 и 26 марта 2017 г.

Заключение

Полученное в результате сравнения несоответствие между результатами расчетов электронной плотности по экспериментальным данным и модели IRI-2016 можно трактовать неадекватностью этой модели для оценки электронной плотности в высокоширотной D -области. Очевидно, что данная модель должна быть скорректирована в областях с высокими градиентами электронной плотности $N_e(h)$.

Список литературы

1. Данилов А. Д., Смирнова Н. В. Уточнение модели ионного состава в международной справочной модели IRI // Геомагнетизм и аэронавигация. – 1995. – Т. 35, № 1. – С. 80–88.
2. Кадухин Г. Ф., Соболева Т. Н. Эмпирическая модель высотно-суточных вариаций электронной концентрации в среднеширотной ионосфере на высотах 50-900 км в равноденственных условиях высокой солнечной активности. – В сб. Распространение радиоволн в ионосфере. – М.: Наука, 1978. – 137 с.
3. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. – М.: Наука, 1972. – 564 с.
4. Ратклифф Дж. Введение в физику ионосферы и магнитосферы. – М.: Мир, 1975. – 296 с.
5. Терещенко В. Д., Васильев Е. Б., Овчинников Н. А., Попов А. А. Средневолновый радиолокатор Полярного геофизического института для исследования нижней ионосферы. – В сб. Техника и методика геофизического эксперимента. – Апатиты: Изд. КНЦ РАН, 2003. – С. 37–46.

Том I, с. 163–167
УДК: 621.39

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОЦЕНИВАНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ АНТЕННОЙ СИСТЕМЫ МЕТЕОРНОГО РАДАРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВЫХ КООРДИНАТ РАДИООТРАЖЕНИЙ

Р. А. Ишмуратов¹, С. А. Калабанов²

¹ Казанский государственный энергетический университет,
420066, г. Казань, ул. Красносельская, 51
E-mail: rash-i@mail.ru

² Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: kazansergei@mail.ru

Аннотация. В работе обсуждается проблема неоднозначности при определении угловых координат метеорных радиоотражений с помощью фазового интерферометра метеорного радара КГУ-5М. Рассматривается один из способов модернизации существующей антенной системы для решения указанной проблемы и повышения точности определения угловых координат. С помощью проведенного компьютерного имитационного моделирования подтверждается эффективность предложенного метода.

Ключевые слова: метеорный радар; радиоволны; метеорные радиоотражения; антенная система; компьютерное моделирование

COMPUTER SIMULATION OF THE EFFICIENCY ESTIMATION FOR ANGULAR MEASURING BY THE METEOR RADAR'S ANTENNA SYSTEM

R. A. Ishmuratov, S. A. Kalabanov

Abstract. The paper discusses the problem of ambiguity in angular measuring using the phase interferometer of the KGU-5M meteor radar. One of the ways to upgrade the existing antenna system is proposed to solve this problem and improve the accuracy of determining the angular coordinates of the meteor radio reflections. Using computer simulations, it was shown the effectiveness of the proposed method.

Keywords: meteor radar; radio waves; meteor radio reflections; antenna system; measuring base; computer simulation modelling

Постановка задачи

Метод радиолокации метеорных следов позволяет получать богатую и разностороннюю информацию как геофизического, так и астрономического характера, эффективность которой резко повышается с возможностью надежного измерения угловых координат метеорных радиоотражений [1, 2]. Определение углов прихода отдельных метеорных радиоотражений состоит в измерении фаз радиосигналов в нескольких точках приема антенной системы радара и определения соответствующих разностей фаз. Теоретически для однозначного определения двух угловых координат (азимутального и зенитного углов), достаточно двух ортогональных измерительных баз (трех приемных антенн) с длиной базы, равной $\lambda/2$ (λ – длина радиоволны). Однако точность определения углов при этом будет невысокой. Так, например, при погрешности измерения фаз 7° на фазометрах антенн погрешность определения зенитного угла на базе $\lambda/2$ составит приблизительно 2° , а погрешность определения высоты, соответственно, 8 км [3]. Если существенного повышения точности измерения фазовых отсчетов на отдельных антеннах добиться трудно, то решение проблемы состоит в использовании более сложных антенных систем. Так, например, можно увеличивать либо количество приемных антенн в системе (антенные решетки), либо увеличивать длины измерительных баз. По второму принципу в Казанском университете

был спроектирован радиолокационный комплекс КГУ-5М, на базе которого в 1985-2000 гг. были проведены многолетние циклы метеорных наблюдений.

В радаре КГУ-5М определение угловых координат осуществляется с помощью пяти особым образом расположенных приемных антенн, вместе образующих фазовую угломерную систему, или фазовый интерферометр [3]. Фазовая антенная система состоит из 2-х пар взаимно-ортогональных баз. Длина баз в каждой паре составляет 4λ и $4,5\lambda$ (рис. 2). Выбор такой геометрии позволяет наряду с прямым измерением разностей фаз φ_1 и φ_2 на базах 4λ и $4,5\lambda$ косвенно определить разность фаз, соответствующей базе $0,5\lambda$ – как разность $\varphi_{/2} = \varphi_2 - \varphi_1$ (разность разностей фаз). Так, по сути, мы получаем виртуальную базу $0,5\lambda$. Именно эта база является исходной, поскольку с ее помощью углы определяются *однозначно*. Другие, более длинные, базы являются вспомогательными и служат для повышения точности измерения разности фаз и определения углов.

К сожалению, увеличение точности определения угла с увеличением длины базы достигается ценой потери неоднозначности: на длинных базах (т.е. на базах, больших $0,5\lambda$) существует, по крайней мере, несколько углов прихода радиоволн, разность фаз которых будет одинаковой. Таким образом, образуются определенные угловые сектора, которые по фазовым соотношениям нельзя отличить один от другого (их можно назвать «секторами неоднозначности»). Для разрешения такой неоднозначности и служит виртуальная база $0,5\lambda$. Однако проблема заключается в том, что из-за погрешностей измерения фаз даже номер сектора может определяться неверно. Это происходит в случаях, когда «метеор» (т.е. отражающая область на метеорном следе) попадает на границу «секторов неоднозначности» (рис. 1). В этом случае даже небольшая погрешность в измерении фазы может привести к путанице в определении сектора, откуда пришел радиосигнал.

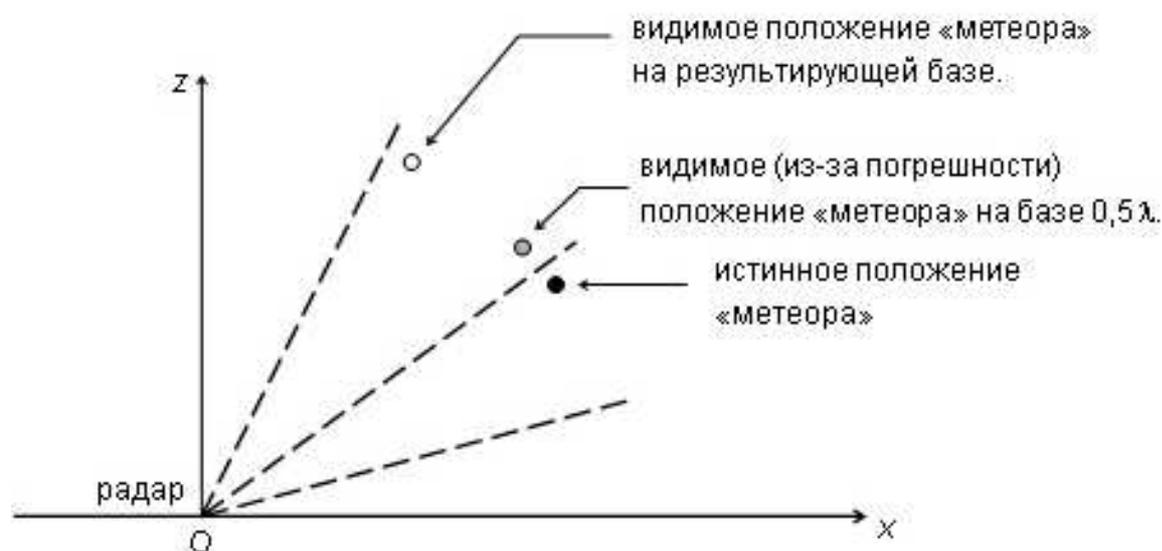


Рис. 1. К пояснению влияния погрешности определения угла прихода радиоволны на выбор «сектора неоднозначности» измерительной базы (пунктирной линией обозначены границы «секторов неоднозначности»).

Чем больше погрешность измерения фаз (σ), тем больше таких случаев. В работе [4] было показано, что при уровне $\sigma = 7^\circ$ доля ошибочных регистраций достигает 10%. Для данной конструкции антенной системы это неизбежный остаточный брак в измерениях. Как его можно устранить? Один из путей решения проблемы – это добавление к уже существующим антеннам новых измерительных баз (антенн). Идея при этом состоит в следующем [4].

Положения угловых границ «секторов неоднозначности» зависят от длины измерительной базы. Отсюда следует, что если «метеор» попадает на границу «секторов неоднозначности» кон-

кретной базы, то для другой измерительной базы сектора будут расположены по-другому и такой ситуации может не быть. Если мы в качестве результирующей базы примем эту вторую базу (а первую, наоборот, исключим из рассмотрения), то мы правильно определим номер «сектора неоднозначности», а, следовательно, и сам угол прихода радиосигнала. Главное в этом случае иметь подходящий определенный набор измерительных баз, чтобы для любого произвольного угла прихода радиоволны иметь соответствующую измерительную базу.

Предлагаемый вариант реализации этой идеи приведен на рис. 2. Как видно, к существующим четырём базам (5 антеннам) добавляются ещё две измерительные базы с длиной 7λ . Добавление ещё двух баз в действительности обеспечивает нам целый набор дополнительных виртуальных баз. В совокупности антенная система из семи антенн обеспечивает набор следующих баз (звездочками помечены виртуальные базы):

$$\{0.5\lambda^*, 1.5\lambda^*, 2.5\lambda^*, 3\lambda^*, 4\lambda^*, 4.5\lambda^*, 7\lambda^*, 8.5\lambda^*, 11\lambda^*, 11.5\lambda^*, 15.5\lambda^*\} \quad (1)$$

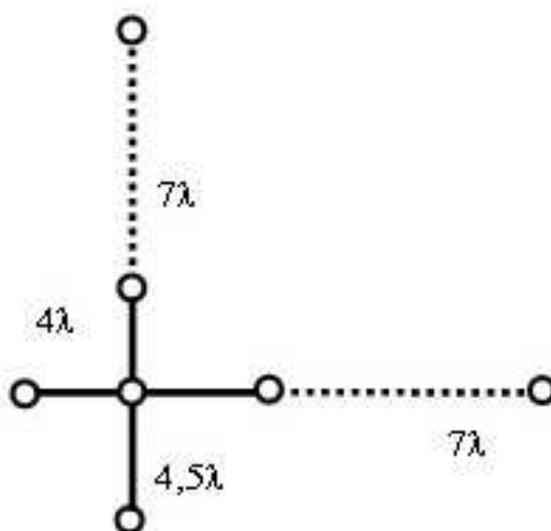


Рис. 2. Схема возможного размещения 7-ми антенн для радиолокационного комплекса КГУ-5М (пунктирной линией обозначены добавляемые измерительные базы).

Результаты компьютерного моделирования

Для оценки эффективности предложенной антенной системы нами было проведено имитационное компьютерное моделирование процесса радарных измерений. Структурная схема имитационной модели приведена на рис. 3.

На рис. 4 приведен фрагмент экранного интерфейса программы с результатами обработки одного типичного модельного метеора. Экранный интерфейс представляет совокупность текстовых и графических полей и кнопок управления. Угловые координаты «метеора» (радиоотражения): зенитный угол 64° («плоскость XZ») и азимутальный угол 15° («XY»). Погрешность измерения фазы на каждой антенне («шум») выбрана равной 5° . Результаты определения угловых координат приводятся в текстовом (числовом) и графическом виде.

На рис. 4 представлены результаты вычисления зенитного угла. В графическом окне «Угол прихода» отображаются результаты вычисления по всем базам (каждая точка графика соответствует отдельной базе). По оси ординат графика отложен угол в градусах, а по оси абсцисс – номер измерительной базы: от базы №1 с длиной 1.5λ до базы №10 с длиной 15.5λ (см. набор баз (1)). Из графика видно, что для данного единичного метеора углы вычисляются корректно для всех баз за исключением базы с номером 5 (4.5λ). Ошибочное определение угла при этом

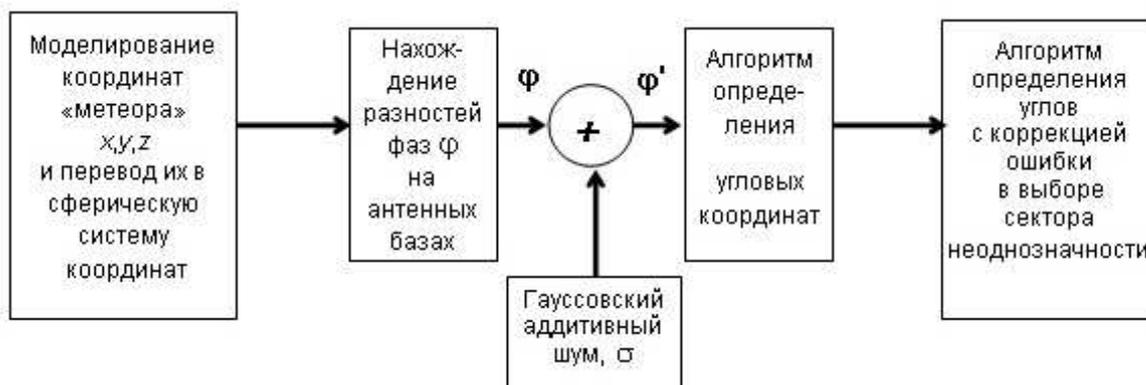


Рис. 3. Структурная схема компьютерной имитационной модели.

отображается на графике черным квадратиком. Очевидно, что если мы исключим при результирующей обработке эту базу, то в целом этот метеор определится уже корректно.

Компьютерная программа позволяет варьировать начальные координаты «метеора» и параметры антенной системы. Модельные расчеты, проведенные для других положений «метеора» и при различном уровне шума, неизменно показывают, что практически при любых значениях зенитного и азимутального углов «метеора» результирующий угол определяется верно.

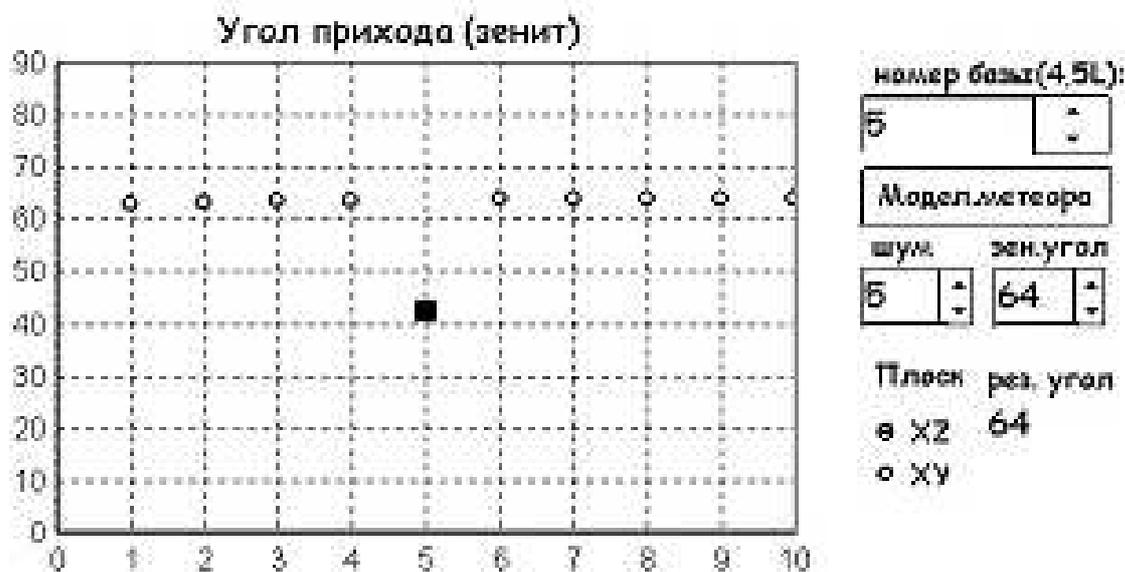


Рис. 4. Фрагмент экранного интерфейса программы с результатами компьютерного моделирования.

По результатам проведенного моделирования был разработан специальный алгоритм автоматического выбора оптимальных баз (и, соответственно, исключения ошибочной базы) для любого метеорного радиоотражения. Применение этого алгоритма в радиометеорных наблюдениях позволит при использовании данной антенной системы практически полностью снять «проблему неоднозначности» и корректно обрабатывать поступающий поток метеорных регистраций.

Недостатком данного решения является необходимость значительного увеличения площади антенного поля. Кроме того, усложняются проблемы настройки и калибровки расширенной

антенной системы. В связи с этим необходим анализ и проведение моделирования и оценки эффективности других, альтернативных антенных систем.

Заключение

Предложен один из способов повышения эффективности метеорного радара для определения угловых координат метеорных радиоотражений путем модернизации фазового угламера и расширения приемной антенной системы с 5-ти до 7-ми антенн. Проведено компьютерное имитационное моделирование процесса измерения, которое показало работоспособность предложенного метода.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Программы Повышения Конкурентоспособности Казанского Федерального Университета.

Список литературы

1. Ch.Jacobi, Yu.I.Portnyagin, T.V.Solovjova, P.Hoffmann, W.Singer, A.N.Fakhrutdinova, R.A.Ishmuratov, A.G.Beard, N.J.Mitchell, H.G.Miller, R.Schminder, D.Kurschner, A.N.Manson, C.E.Meek. Climatology of the semidiurnal tide of 52 N – 56 N from ground-based radar wind measurements 1985-1995 // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 1999, Vol.61, No 13, P.975-991. Режим доступа: [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(99\)00065-6](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(99)00065-6)
2. Kalabanov S., Sherstyukov O., Karpov A., Ishmuratov R. Orbital structure of a meteoric complex in a vicinity of the Earth's orbit by Kazan meteor radar. Types of meteor orbits // Planetary and Space Science. – 2018. – Vol.161. – P.84-91. <https://doi.org/10.1016/j.pss.2018.06.015>
3. Сидоров В.В., Пупышев Ю.А., Фахрутдинова А.Н. и др. Автоматизированный радиолокационный комплекс КГУ-М5 для метеорных исследований. Часть 1 // Метеорное распространение радиоволн. Казань: Изд-во КГУ, 1979. - Вып.14. - С.10-17.
4. Ишмуратов Р.А., Сидоров В.В., Гайнуллин Р.Р. Возможность модернизации антенной системы метеорного радара КГУ-5М для повышения точности измерения угловых координат метеорных радиоотражений // Прием и обработка информации в сложных информационных системах. Вып.22, Казань: Изд-во Казан.ун-та, 2005. – Вып.22.– С.55-61.

Том I, с. 168–171

УДК: 550.380 + 621.396

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ СТАНЦИЙ РАДИОПОДСВЕТА ДЛЯ ОЦЕНКИ УСЛОВИЙ ПРОХОЖДЕНИЯ РАДИОВОЛН ПРИ РАБОТЕ С КОМПЛЕКСАМИ РАДИОМОНИТОРИНГА

Д. А. Иванников, А. Г. Полякова

АО «ННПО имени М.В.Фрунзе», 603951, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 174

E-mail: ccs5000@mail.ru

Аннотация. Приведен обзор методов оценки состояния ионосферы и условий прохождения радиоволн с целью обеспечения надежного функционирования и повышения эффективности спутниковых систем радиосвязи и координатно-временного обеспечения, систем энергетики, связи и управления военного и гражданского назначения. Предложен метод с использованием стационарных станций радиоподсвета, в качестве которых могут выступать радиовещательные станции и станции точного времени, и пространственно-распределённой сети стационарных комплексов радиомониторинга. Сформулированы задачи и разработаны алгоритмы для реализации предложенного метода на основании сравнения оценок параметров прямых и отраженных от ионосферы сигналов.

Ключевые слова: оценка параметров ионосферы; комплекс радиомониторинга; прохождение радиоволн; зона прямой видимости; односкачковое и многоскачковое распространение радиосигнала

USING OF STATIONARY BROADCASTING STATIONS FOR ASSESS THE CONDITIONS OF RADIO WAVE PASSAGE WHEN WORKING WITH RADIO-MONITORING COMPLEXES

D. A. Ivannikov, A. G. Polyakova

Abstract. There is a review of methods for assessing the status of the ionosphere and the conditions for the passage of radio waves in order to ensure reliable functioning and improve the efficiency of satellite radio systems and coordinate-time provision, energy systems, communications and management of military and civil purposes in the article. The method with the use of stationary stations of radio-light, which can be broadcasting stations and stations of exact time, and spatially distributed network of stationary complexes of radio monitoring is offered. The tasks are formulated and the algorithms are developed for the implementation of the proposed method. The algorithms are based on comparisons of parameter estimates of direct and reflected from the ionosphere of the signal.

Keywords: ionospheric parameter estimation; complex of radio monitoring; the passage of radio waves; line of sight; single-hop and multi-hop propagation of radio signal

Введение

Обеспечение надежного функционирования и повышения эффективности спутниковых систем радиосвязи и координатно-временного обеспечения, систем энергетики, связи и управления военного и гражданского назначения базируется на оценке состояния ионосферы и условий прохождения радиоволн. Радиосвязь в КВ диапазоне частот (1,5–30 МГц) осуществляется с отражением от слоев ионосферы. Свойства ионосферы не являются статичными, они постоянно изменяются как от времени года, так и в течение суток. Для обеспечения надежной радиосвязи требуется учитывать состояние ионосферы, особенно в случаях резких колебаний ее параметров при магнитных возмущениях, обусловленных активностью Солнца.

В настоящее время существует несколько методов оценки состояния ионосферы, среди которых: измерения ионозондами, оптические измерения, измерения поглощения космического шума, регистрация сигналов космических радиоисточников и другие.

Одним из основных является метод зондирования специальным наземным радиолокатором (ионозондом), осуществляющим вертикальное или наклонное зондирование. Основные характеристики ионосферы определяют путем анализа отраженного сигнала. Следует учесть, что одна станция может обслуживать территорию $\pm(15-20)$ градусов по долготе (1600–2200 км) и до 5–10 градусов по широте (500–1100 км). При этом, чем больше удаление точки отражения радиоволны от станции, тем ниже точность [1]. Необходимость оценки условий прохождения радиоволн на значительных расстояниях, а также значительное сокращения финансирования единой сети ионозондов России не позволяет в настоящее время использовать весь потенциал данного метода.

Ионозонды, размещаемые на воздушных носителях, например, метеорологических ракетах, дают информацию только о характеристиках верхней части ионосферы. Указанное обстоятельство в совокупности с высокой стоимостью запуска таких ракет также существенно ограничивает возможности исследования ионосферы таким методом.

Измерить параметры ионосферы можно также с помощью радаров некогерентного рассеяния. Эти радары работают в диапазоне 150-160 МГц, обладают высокой мощностью, громоздки и требуют много энергии, что не позволяет использовать их для постоянных наблюдений за состоянием ионосферы.

Развитие глобальной навигационной спутниковой системы (ГНСС) дало возможность увеличить объем и точность получаемой информации об ионосфере. Методы ГНСС томографии позволяют получать двумерные (высота, широта) распределения электронной концентрации вдоль трассы, на которой располагаются приемные станции.

В данной статье предложен метод оценки состояния ионосферы и условий прохождения радиоволн при использовании n стационарных станций радиоподсвета и пространственно-распределенной сети m стационарных комплексов радиомониторинга (КР).

Описание предлагаемого метода. Исходные данные

В качестве стационарных станций радиоподсвета могут выступать существующие радиовещательные станции (РВС) КВ-диапазона частот и станции точного времени (СТВ) с априорно известными параметрами. Исходными данными для предложенного метода являются:

- координаты РВС/СТВ и КР;
- несущая частота f_0 (МГц) РВС/СТВ;
- мощность $P_{\text{и}}$ (кВт) излучаемого сигнала РВС/СТВ;
- задержка распространения сигнала τ (мкс) от РВС/СТВ к КР;
- коэффициент усиления G передающей антенны РВС/СТВ;
- коэффициент потерь η в среде распространения;
- коэффициент калибровки $K_{\text{к}}$ (дБ (1/м)) и коэффициент шума $K_{\text{Н}}$ приёмной антенны КР;
- эффективная площадь $S_{\text{эф}}$ (м²) приёмной антенны КР;
- минимальная мощность сигнала $P_{\text{вх}}$ (Вт) на входе радиоприемного устройства КР.

В качестве оцениваемых параметров сигналов РВС/СТВ примем: несущие частоты f_{0n} и их доплеровские сдвиги F_{dj} , определяемые скоростью движения j -го ионизированного пятна и преломлением радиоволн в ионизированной среде, задержку сигнала τ_{nm} относительно его прямого распространения. Оценка мощности сигнала РВС/СТВ, принятого КР, не является информативным параметром, так как зависит от множества факторов, среди которых: взаимная удаленность РВС и КР, высота отражающего слоя, метеоусловия, наличие искусственных препятствий, характер рельефа и т.д.

Как указывалось выше, радиосвязь в диапазоне КВ обеспечивается путем отражения радиоволн от различных слоев ионосферы. При этом отражение может быть как однократным, так и многократным (многокачковым). Для оценки кратности распространения и местоположения области отражения сигнала по измеренной задержке распространения сигнала τ_{nm} относительно прямого распространения необходимо обеспечить требуемое количество КР и их взаимное расположение с РВС/СТВ таким образом, чтобы, по крайней мере, один КР находился в зоне прямого распространения сигнала для каждой станции.

Задачи и алгоритмы для реализации предлагаемого метода

Учитывая вышесказанное для оценки состояния ионосферы и условий прохождения радиоволн при использовании стационарных станций радиоподсвета и пространственно-распределённой сети стационарных комплексов радиомониторинга, необходимо решить следующие задачи:

1. Определение возможных матриц «РВС/СТВ – КР», между которыми обеспечивается прохождение сигнала в зоне прямой видимости. Оценка требуемых параметров сигналов РВС/СТВ.
2. Оценка требуемых параметров сигналов РВС/СТВ, отраженных от ионосферы и принимаемых КР, находящимися вне зоны прямой видимости.
3. Оценка состояния ионосферы и условий прохождения радиоволн на основании сравнения параметров сигналов, полученных в ходе решения задач 1 и 2.

Рассмотрим алгоритм для решения задачи определения матриц «РВС/СТВ – КР» (далее – алгоритм 1). Исходными данными для алгоритма 1 является список из N станций радиоподсвета с априорными параметрами, которые указаны выше и список из M комплексов радиомониторинга.

На первом этапе данного алгоритма производится расчёт предельной дальности приема сигнала от n -ой станции радиоподсвета до m -го комплекса радиомониторинга в условиях прямой видимости:

$$R_{\max mn} = \sqrt{\frac{P_n n \eta G_n S_{\text{эфф } m}}{4 \pi P_{\text{вх } m}}} \quad (1)$$

На втором этапе по координатам рассматриваемых РВС/СТВ и координатам КР, входящих в состав пространственно-распределенной сети, вычисляется фактическое расстояние R_{mn} между ними [2]. Далее осуществляется сравнение фактического расстояния R_{mn} между выбранным КР и РВС/СТВ с рассчитанной ранее предельной дальностью приема прямого сигнала $R_{\max mn}$. Если фактическое расстояние между КР и РВС/СТВ превышает вычисленную по (1) предельную дальность, то есть приём сигнала в зоне прямой видимости данным комплексом радиомониторинга от данной станции радиоподсвета невозможен, выбирается следующая $(n+1)$ -я станция РВС/СТВ и для неё выполняются шаги 1, 2 алгоритма 1. Если фактическое расстояние между КР и РВС/СТВ не превышает предельного, выбранная РВС/СТВ заносится в базу для выбранного комплекса радиомониторинга.

По результатам проверки соответствия станций радиоподсвета из имеющегося списка заданным условиям для текущего (m -го) КР, операция проверки соответствия повторяется для следующего – $(m+1)$ -го КР, начиная с шага 1 алгоритма 1. После формирования базы данных станций, подходящих на основании предельной дальности для каждого КР, осуществляется переход к третьему этапу.

Исходными данными на третьем этапе в дополнение к сформированным матрицам «РВС/СТВ – КР» являются расстояния D_{nm} между РВС/СТВ и КР, а также высоты размещения их антенн.

Из сформированного на предыдущем этапе списка РВС/СТВ для каждого КР производится определение ряда радиовещательных станций, обеспечивающих возможность приема комплексами радиомониторинга сигналов в пределах прямой видимости с учётом кривизны земной поверхности, определяемой соотношением [3]:

$$D_{\max} = 4.12 \left(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2} \right), \quad (2)$$

где D_{\max} [км] – максимальная дальность, на которой возможна устойчивая радиосвязь на метровых волнах, h_1 [м] – высота размещения антенны РВС, h_2 [м] – высота размещения антенны КР. Учитывая, что высота размещения антенн РВС составляет порядка 100 м, а высота размещения антенн КР – 1.5 м, получаем $D_{\max} \approx 46$ км.

На четвёртом этапе производится оценка параметров сигналов – несущих частот f_{0n} и времени прихода t_{0nm} , принятых k комплексами радиомониторинга, находящимися в пределах прямой видимости от станций радиоподсвета (рис. 1).

Параллельно с выполнением четвертого этапа алгоритма 1 производится оценка параметров (f_{0n} , F_d , t_{nm}) сигналов РВС/СТВ, отраженных от ионосферы и принимаемых КР $_{1...(m-k)}$, находящимися вне зоны прямой видимости и вычисление задержки распространения сигналов τ_{nm} относительно значений t_{0nm} .

В завершение на основании сравнения параметров сигналов, полученных в ходе решения задач 1 и 2, производится оценка состояния ионосферы и условий прохождения радиоволн (наличие/отсутствие ионосферных неоднородностей и скорость их перемещения, кратность отражения сигнала, высота ионосферного слоя и ее изменение).

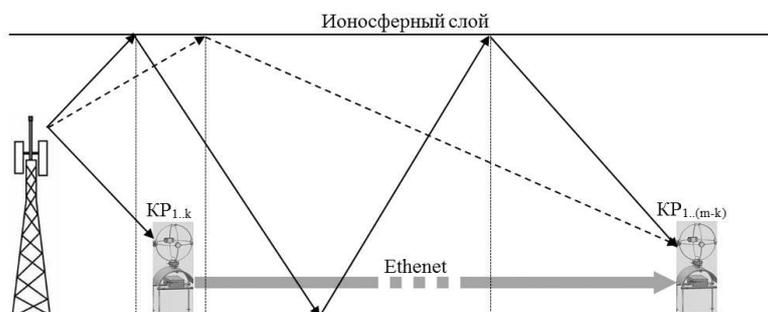


Рис. 1. Принцип оценки состояния ионосферы и условий прохождения радиоволн с использованием сигналов станций радиоподсвета и комплексов радиомониторинга

Так, например, наличие ионосферных неоднородностей с высокой электронной концентрацией приводит к приему комплексами радиомониторинга дополнительных гармонических составляющих несущих частот xf_{0n} станций радиоподсвета, коррелированных по времени. Скорость перемещения ионосферных неоднородностей определяется согласно формуле [4]

$$V_r = F_d \lambda / 2. \quad (3)$$

Для расчета траекторий L , проходимых радиосигналами, используются значения τ_{nm} , рассчитанные ранее:

$$L_{nm} = c\tau_{nm}. \quad (4)$$

Далее определяем кратность отражения сигнала, учитывая, что дальность распространения радиосигнала при однократном отражении составляет порядка 3500...4000 км. Высота ионосферного слоя и ее изменение вычисляются, исходя из решения геометрической задачи с учетом расстояний между РВС/СТВ и КР, полученных кратности отражения и длины траектории сигналов.

Указанная информация может быть передана в режиме реального времени потребителям, использующим КВ радиоканалы передачи данных с целью повышения эффективности их работы.

Выводы

Предложенный метод оценки состояния ионосферы и условий прохождения радиоволн обладает достаточной информативностью, позволяя определять: наличие/отсутствие ионосферных неоднородностей, скорость их перемещения, кратность отражения сигнала, высоту ионосферного слоя и ее изменение. Реализация указанного метода не требует значительных финансовых затрат в части энергоснабжения и размещения КР в связи с их высокой энергоэффективностью (потребляемая мощность не более 60 Вт) и компактными габаритами (не более $1 \times 1 \times 1.5$ м), что позволяет использовать его как дополнительный к уже существующим или самостоятельный для постоянных наблюдений за состоянием ионосферы.

Список литературы

1. С.В.Кизима, М.В.Ладанов. Ионосферное обеспечение радиосвязи и радиомониторинга в декаметровом диапазоне частот (1,5–30 МГц), статья, «Электросвязь» № 7, июль 2013.
2. Web Осиктакан Эвенкия. География. Определение расстояний. Режим доступа: http://osiktakan.ru/geo_koor.htm (Дата обращения: 20.03.2019).
3. Б.Ф.Дубровин Ультракоротковолновая радиотелефонная связь с подвижными объектами. – М., типография Госэнергоиздата, 1956, с.3.
4. Ю.Ф.Широков Основы теории радиолокационных систем, Электронное учебное пособие, Самара, 2012.

Том I, с. 172-175
УДК: 550.338.2

УДАЛЕННЫЕ ГОРИЗОНТАЛЬНЫЕ СЛЕДЫ ЗЕМНЫХ ОТРАЖЕНИЙ НА ВЫСОКОШИРОТНЫХ ИОНОГРАММАХ СПУТНИКА «ИНТЕРКОСМОС-19»

А. Т. Карпачев¹, Г. А. Жбанков²

¹ *Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В.Пушкова
РАН, 108840, г. Москва, Троицкий ГО, Калужское шоссе, 4*

E-mail: karp@izmiran.ru

² *НИИ физики Южного федерального университета, 344090, г. Ростов-на-Дону, пр.Стачки*

E-mail: GZhbankov@sfedu.ru

Аннотация. Исследованы ионограммы внешнего зондирования на спутнике Интеркосмос-19, на которых наблюдался дополнительный горизонтальный земной след. Ионограммы были зарегистрированы 11 мая 1979 в ночной (00-01 LT) слабо-возмущенной ($K_p=3+$) ионосфере южного полушария в области главного ионосферного провала. Провал имел плоское днище и крутую высокую полярную стенку, сформированную высыпаниями частиц на экваториальной кромке аврорального овала. Дополнительный земной след удалялся от основного со 100 до 800 км при движении спутника от полярной стенки к средним широтам. Траекторные расчеты показали, что дополнительные земные следы формируются многократными отражениями от полярной стенки и земной поверхности.

Ключевые слова: ионосферный провал; неоднородности ионосферной плазмы; распространение радиоволн; Интеркосмос-19; удаленные земные отражения

DELAYED HORIZONTAL TRACES OF THE EARTH'S REFLECTION ON THE HIGH-LATITUDINAL IONOGRAMS OF THE INTERKOSMOS-19

A. T. Karpachev, G. A. Zhbankov

Abstract. Ionograms of topside sounding onboard the Intercosmos-19 satellite characterized by additional horizontal Earth trace were studied. Ionograms were recorded on May 11, 1979 in the nighttime (00-01 LT) weakly disturbed ($K_p=3+$) ionosphere of the Southern hemisphere in the region of the main ionospheric trough. The trough had a flat bottom and a steep and high polar wall formed by particle precipitation on the equatorial edge of the auroral oval. The additional terrestrial trace was removed from the main one from 100 to 800 km as the satellite moved from the polar wall to middle latitudes. Ray tracing calculations showed that additional terrestrial traces are formed by multiple reflections from the steep polar wall and the Earth's surface.

Keywords: ionospheric trough; irregularities of ionospheric plasma; radio wave propagation; Intercosmos-19; delayed terrestrial reflections

Введение

На ионограммах ИК-19 довольно часто наблюдались необычные следы распространения радиосигналов. Они всегда связаны с отражениями от неоднородностей ионосферы. Иначе говоря, они интересны не сам по себе, а как индикаторы неоднородностей ионосферной плазмы. Ранее уже рассматривались необычные земные отражения, действующее расстояние которых увеличивалось с частотой, так что они выглядели как сильно наклонные [1]. Ниже будут рассмотрены дополнительные земные отражения, горизонтальные, как и основной земной след, но сильно удаленные от него.

Данные эксперимента

На рис. 1 приведены три примера из редкой серии ионограмм, на которых наблюдался дополнительный земной след, степень удаленности которого от основного следа увеличивалась по мере движения спутника от высоких широт к средним. Ионограммы были зарегистрированы 11 мая 1979 в ночной (00-01 LT) слабо-возмущенной ($K_p=3+$) ионосфере южного полушария. На рис. 2 вверху показаны изменения $foF2$ с широтой для рассматриваемого пролета ИК-19 в околоразнощной ионосфере южного полушария. Главный ионосферный провал (ГИП) является вырожденным, его днище плоское и только на широте $72^\circ S$ наблюдается небольшой минимум, точно соответствующий положению провала ($58^\circ PLAT$) для 00 LT, $99^\circ W$, $K_p=3+$. В тоже время полярная стенка провала чрезвычайно крутая. Ее положение соответствует экваториальной кромке аврорального овала, где происходят высыпания частиц, создающих неоднородности ионосферной плазмы.

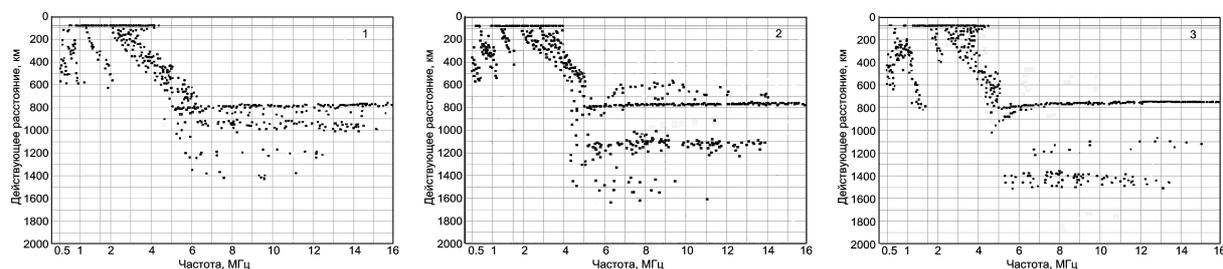


Рис. 1. Ионограммы 1, 2 и 3, зарегистрированные 11 мая 1979 г. в ночной ионосфере (00-01 LT) в долготном секторе $75-103^\circ W$ на широтах (сверху вниз) $70.9^\circ S$, $69.2^\circ S$, и $66.6^\circ S$.

Эти неоднородности вытянуты вдоль магнитных силовых линий. Таким образом, мы имеем дело с довольно необычной структурой. Это, вероятно, связано с тем, что момент наблюдений соответствует началу суббури с $AE=600$ нТл. С другой стороны, образование подобной стенки ионизации в высокоширотной ионосфере не является редким явлением, оно было, например, зарегистрировано ранее в работе [2]. На рис. 2 внизу показаны изменения расстояния дополнительного земного следа от основного. Действующее расстояние отраженных следов слабо изменялось с ростом частоты зондирования в отличие от сильно наклонных следов, рассмотренных ранее. Поэтому будем обозначать их как горизонтальные.

Траекторные расчеты

Интерпретация эксперимента проводилась на основе траекторных расчетов. Методика этих расчетов подробно описана в работах [1, 3], поэтому отметим только основные ее положения. Расчеты проводятся в три этапа: 1) создание модели фоновой ионосферы по данным ИК-19, 2) задание неоднородной структуры ионосферы, 3) собственно траекторные расчеты методом характеристик на основе модели ионосферы, и формирование модельной ионограммы. Она строится методом последовательных приближений так, чтобы полученная модельная ионограмма максимально соответствовала экспериментальной. На рис. 3 приведена модель ионосферы, созданная согласно описанным выше принципам для ионограммы 2. Высотно-широтный разрез сверху построен по данным ИК-19, а снизу он дополнен по модели IRI. Фоновая ионосфера заполнена мелкомасштабными неоднородностями, отвечающими за F -рассеяние. Основные следы характеризуются довольно сильным F -рассеянием, тем не менее $N(h)$ -профили удалось рассчитать с достаточной для данной задачи точностью. Полярная стенка провала моделируется крупномасштабной неоднородностью, вытянутой вдоль силовой линии геомагнитного поля.

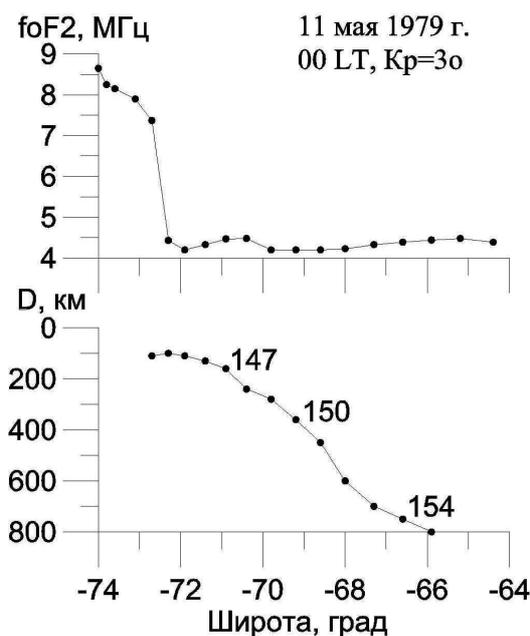


Рис. 2. Изменения с широтой $foF2$ и расстояния D удаленного следа от основного земного следа вдоль орбиты спутника для наблюдений 11 мая 1979 г.

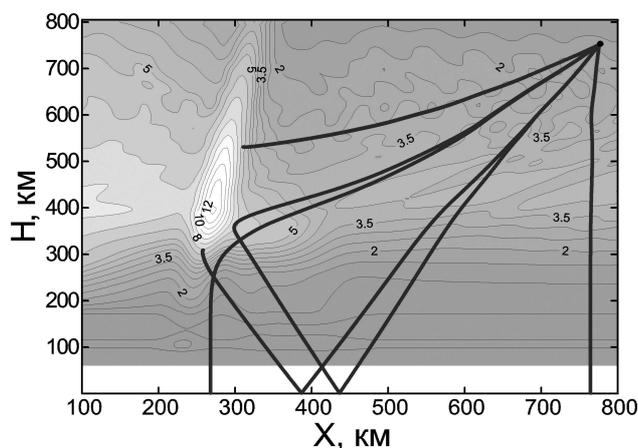


Рис. 3. Лучевые траектории для O -компоненты на частоте 6.9 МГц для ионограммы 2.

На рис. 3 показаны также лучевые траектории на частоте 6.9 МГц для обыкновенной компоненты радиосигнала для ионограммы 2, а на рис. 4 ионограмма, которую они формируют. Верхний луч распространяется к неоднородности и обратно выше максимума слоя $F2$. Он формирует след на действующей высоте ~ 600 км. След обрывается на частоте ~ 12 МГц, которая соответствует электронной концентрации в максимуме неоднородности. Вертикальный луч формирует основной след и земной след O -компоненты. Основной след сильно рассеянный, поскольку ионосфера в области ночного провала всегда неоднородная. Луч, который отражается от стенки, а затем от земной поверхности образует земной дополнительный след. Чем дальше спутник уходит от стенки, тем больше действующее расстояние для этого отражения. На ионограмме 2 дополнительный земной след находится на действующем расстоянии 1150–1200 км. Луч, который неоднородность преломляет вертикально к земной поверхности, не сильно отличается от предыдущего луча по действующему расстоянию, они вместе и формируют дополнительный след. Наконец, есть луч,

который отражается неоднородности и дважды от земной поверхности. Семейство этих лучей образует облако отражений на больших расстояниях, в данном случае около 1400–1600 км.

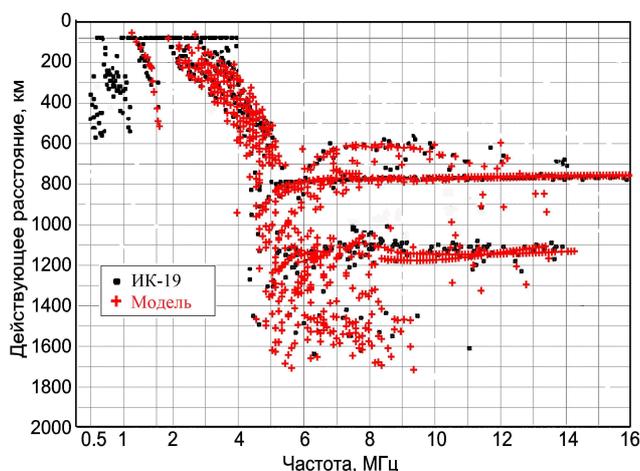


Рис. 4. Лучевые траектории для O -компоненты на частоте 6.9 МГц для ионограммы 2.

На рис. 4 модельная ионограмма наложена на экспериментальную. Прямое отражение от стенки не четко структурировано на экспериментальной ионограмме, видимо отраженный сигнал также приходит сильно рассеянным. Дополнительные земные отражения достаточно хорошо согласуются и по действующему расстоянию, и по частоте. Семейство рассеянных следов в интервале 1400–1600 км на экспериментальной ионограмме отражено слабо, но для этого может быть две причины. Во-первых, на цифровых ионограммах ИК-19 регистрировались только 3 первых отражения, т.е. наблюдался своеобразный эффект экранировки дальних отражений. А, во-вторых, далекие следы могли не регистрировать из-за малой амплитуды. Таким образом, удалось добиться хорошего совпадения модельной и экспериментальной ионограмм, как для главных, так и дополнительных отражений. Это означает, что построенная модель ионосферы достаточно адекватно описывает реальную ситуацию.

Выводы

В высокоширотной ионосфере, под действием высыпаний энергичных частиц, формируются тонкие слои или листы неоднородностей с высокой ионизацией. При зондировании со спутника они проявляются на ионограммах или в виде главных необычных следов [2], или как дополнительные отражения от Земли, описанные выше. Эти дополнительные отражения реализуются на основе целого семейства лучевых траекторий, отраженных от стенки ионизации и переотраженных от земной поверхности.

Список литературы

1. Карпачев А.Т., Жбанков Г.А., Телегин В.А. Удаленные земные отражения на ионограммах ИСЗ «Интеркосмос-19» // Геомагнетизм и аэрномия. – 2013. – Т. 53. № 6. – С. 809–816.
2. Данилкин Н.П., Журавлев С.В., Морозова Л.П., Погорелов В.И., Тольский К.Л. Тонкие стенки неоднородностей ионизации в полярной ионосфере, обнаруживаемые методом спутникового радиозондирования // Геомагнетизм и аэрномия. – 1991. – Т. 31. № 1. – С. 5–45.
3. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука. – 1971. – 116 С.

Том I, с. 176–179

УДК: 550.510.535

НОВАЯ МЕТОДИКА ФИТИРОВАНИЯ ДЛЯ ИРКУТСКОГО РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙЯНИЯ

Д. С. Хабитуев, Б. Г. Шпынев, А. Г. Сетов

Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033 Иркутск, а/я 291

E-mail: khabituev@iszf.irk.ru

Аннотация. Работа посвящена описанию и тестированию новой методики обработки первичных данных иркутского радара некогерентного рассеяния (ИРНР). Новая программа обработки реализована с использованием адаптивного симплекс процессора (АСП). АСП позволяет повысить точность фитирования (подгонки) полного профиля спектральной плотности измеряемого на ИРНР без увеличения времени работы алгоритма. Для учета искажений полного профиля спектральной плотности используется новое радиолокационное уравнение с рефракционной поправкой. В ходе тестирования новой методики на реальных данных ИРНР за 2000 г. значения невязки полного профиля фитируемых параметров достигали беспрецедентно низких значений в $\sim 0.5\%$. Учет рефракционной поправки в новом радиолокационном уравнении позволил по-новому оценить характеристики движения ионосферной плазмы вдоль луча зрения радара и повысить точность восстановления профиля электронной концентрации. На основе нового выражения зависимости профиля электронной концентрации от профиля полной мощности ИРНР получены оценки относительного химического состава ионосферной плазмы с присутствием тяжелых ионов (N_2^+, NO^+) в нижней ионосфере и легких ионов (H^+, He^+) в верхней ионосфере.

Ключевые слова: радары некогерентного рассеяния, ионосфера, уравнение радиолокации

THE NEW FITTING TECHNIQUE FOR IRKUTSK INCOHERENT SCATTER RADAR

D. S. Khabituev, B. G. Shpynev, A. G. Setov

Abstract. This work is devoted to the description and testing of new processing technique for primary data of the Irkutsk incoherent scatter radar (IISR). The new processing program performed using an adaptive simplex processor (ASP). ASP allows us to improve the fitting accuracy for the spectral density profile measured at the IISR without increasing the running time. The new radar equation with a refraction correction is used to account for the distortions of the full spectral density profile. During testing a new technique on real data of the IISR for 2000 the residual function values of the full profile reached unprecedented low values of $\sim 0.5\%$. Accounting for the refraction correction in the new radar equation made it possible to re-evaluate the drift velocity of the ionospheric plasma along the radar line of sight and improve the recovery accuracy of the electron concentration profile. The new estimates of the ions composition with the presence of heavy ions (N_2^+, NO^+) in the lower ionosphere and light ions (H^+, He^+) in the upper ionosphere are obtained.

Keywords: incoherent scatter radar, ionosphere, radiolocation equation

Введение

Первые исследования ионосферы с помощью метода некогерентного рассеяния были выполнены в середине 20 века [1]. В дальнейшем, метод некогерентного рассеяния постоянно совершенствовался и на сегодняшний день радары такого типа являются мощными инструментами для исследования ионосферных процессов. В нашей стране на сегодня имеется один радар подобного типа, это Иркутский радар некогерентного рассеяния [2]. Иркутский радар изначально не являлся научной установкой, а был переделан из военного радара дальнего обнаружения ракетных пусков «Днепр». В связи с этим, ИРНР имеет ряд особенностей, которые отличают его от большинства зарубежных радаров некогерентного рассеяния. Главной отличительной чертой является излучение и прием волны с линейной, а не с круговой поляризацией. Это приводит

к возникновению эффекта Фарадея в виде замирания полной мощности принимаемого сигнала. Регулярные эксперименты на ИРНР начали проводиться с 1997 года, что позволило на сегодняшний день накопить большую базу данных.

На всем протяжении измерений в профилях мощности ИРНР сигнала наблюдались странные эффекты в виде уменьшения полной мощности сигнала на малых высотах. Традиционно это объяснялось техническим несовершенством радара. Кроме того, как в профилях полной мощности, так и при спектральных измерениях на всем диапазоне высот наблюдался неоднородный по высоте шум. В работе [4] была дана новая интерпретация наблюдаемых эффектов. Было установлено, что в принимаемом сигнале ИРНР присутствует некий слабый сигнал, который приводит к искажению полного спектрального профиля ИРНР с разным знаком по высоте. Кроме того, было показано, что для восстановления полного профиля необходимо применять новое уравнение радиолокации с рефракционной поправкой, неучёт которой в предыдущих циклах обработки, приводил к систематическим ошибкам в восстановлении всех ионосферных параметров $(N_e, T_e, T_i, V_d, m_i)$.

Новая методика обработки на основе АСП

На основе новых выражений, полученных в работе [3] был реализован новый программный комплекс для обработки данных ИРНР. Новое уравнение радиолокации имеет вид:

$$\langle y(t_{s2})y^*(t_{s1}) \rangle \cong \int d\tau \cdot \frac{dr}{r^2} \cdot W_{ts1,ts2}(\tau, r) \cos^2(k\gamma\phi(r)) \times \rho(k(1 - \beta\tilde{N}), \tau, r), \quad (1)$$

где $\langle y_A(t)y_A^*(t) \rangle$ - квадратичная статистика накопленного сигнала с линейной поляризацией (особенность ИРНР), τ - задержка, r - радиолокационная дальность, $W_{ts1,ts2}$ - весовая функция, $\cos^2(k\gamma\phi(r))$ - член, который отвечает за эффект Фарадея, $\rho(k(1 - \beta\tilde{N}), \tau, r)$ - рефракционная поправка.

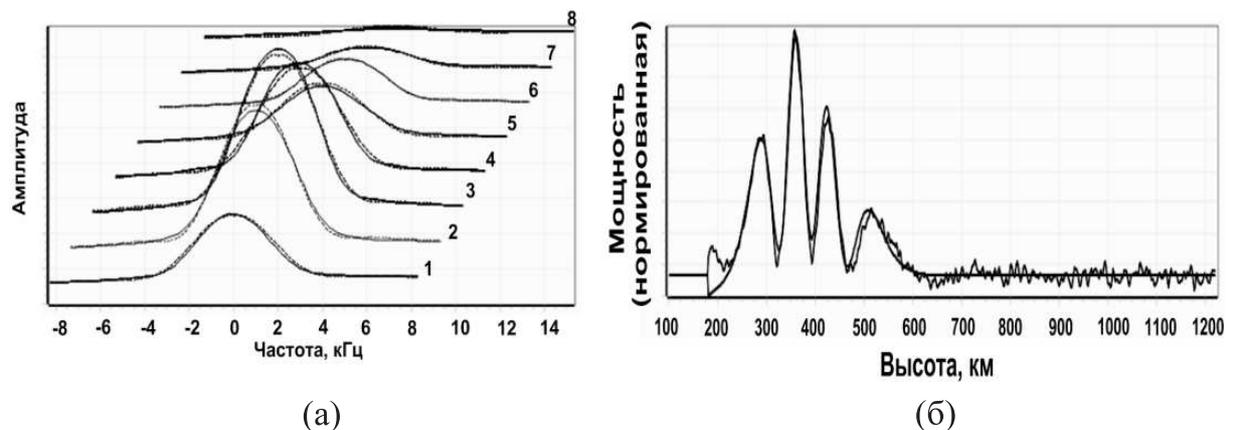


Рис. 1. Измеряемые спектры ИРНР и фитированные АСП (а). Измеренный профиль мощности ИРНР и фитированный АСП (б).

Для решения обратной задачи восстановления полного профиля всех ионосферных параметров N_e, T_e, T_i, V_d, m_i необходимо найти минимум функционала невязки между теоретическими и экспериментальными профилями. Для поиска минимума используется адаптивный симплекс процессор (АСП). Этот универсальный алгоритм имеет высокую производительную мощность и позволяет увеличивать число фитируемых переменных без увеличения времени работы. Регуляризация обратной задачи в методе АСП проводится на основе учета интегральных производных [4]. В АСП используются штрафные и бонусные функции, что значительно повышает быстродействие. Главной проблемой является задание коэффициентов фитирования, потому что от их величины зависит гладкость получаемых решений, и в определенных условиях они могут сильно исказить форму функционала и приводить к неверным решениям. Для решения этой проблемы

мы можем при расчете спектральной плотности задавать высотные профили N_e, T_e, T_i, V_d, m_i в виде сплайн функций, т.к. исследуемые параметры ионосферной плазмы меняются с высотой достаточно медленно.

В разработанном АСП используется 15 узлов кубического В-сплайна для каждой фитируемой функции. В задаче фитируется также уровень фонового сигнала, который меняется с высотой, и используется дополнительный параметр калибровки шума в канале Фарадеевских измерений относительно канала спектральных измерений. Общее число фитируемых параметров составляет 91. Повышение числа узлов сплайнов (свыше 15) не повышает точность фитирования, а приводит только к увеличению времени обработки.

Применение АСП для тестовой обработки данных ИРНР позволило получить беспрецедентную точность фитирования первичных данных. На рисунке 1 представлен пример фитирования исходных данных ИРНР в ходе работы нового АСП. На левой панели (Рис. 1а) представлены измеренные спектры ИРНР (17 марта 2000 г.) и теоретические спектры подобранные АСП. Для удобства, спектры разнесены по частоте с шагом в 1кГц. Из графика видно, что пунктирная линия (теоретические спектры) почти полностью повторяет сплошную линию (измеренные спектры). В ходе обработки, при нормировании всех спектров на 100%, значения невязки часто составляют менее 0.5%. На правой панели (Рис. 1б) — измеренный профиль полной мощности сигнала ИРНР (плавная кривая) и фитированный АСП (ломанная кривая). Здесь типичные значения невязки составляют ~1-2%. Ранее, при использовании старой программы обработки, значение невязки в 5% считалось удовлетворительным результатом.

На рисунке 2 представлен профиль электронной концентрации для 12 мая 2000г, восстановленный по фитированным данным нового АСП в сравнении профилем, восстановленным по старой методике.

Видно, что верхний рисунок имеет более высокое качество: мелкомасштабные вариации более выражены, отсутствуют типичные для нижнего рисунка «помехи».

При восстановлении скорости дрейфа ионосферной плазмы V_d были получены достаточно неожиданные результаты в виде однонаправленного движения плазмы на всем высотном диапазоне. В классической теории ИР сдвиг спектра по частоте однозначно интерпретируется как доплеровское смещение в результате движения полного объема ионосферной плазмы. Именно такая интерпретация скорости дрейфа применяется для данных радара Миллстоун-Хилл [5]. Для ИРНР аналогичная трактовка смещения спектров для восстановления V_d применялась в работе [6]. Однако в работе [3] показано, что к искажению спектров кроме доплеровского смещения, приводит рефракция. Очевидно ранее, однозначная трактовка спектрального сдвига в пользу доплеровского смещения приводила к систематическим ошибкам в определении V_d . На рисунке 3(а) приведен профиль V_d , восстановленный АСП. Как уже было сказано выше, скорость дрейфа практически не зависит от высоты, и тем более не меняет знак. В те годы, для которых проводилась тестовая обработка АСП, луч зрения радара был ориентирован так, что практически полностью совпадал с линией геомагнитного поля. В связи с этим, полученные результаты видятся вполне правдоподобными, т.к. по теоретическим соображениям у плазмы нет причин двигаться в разных направлениях внутри одной геомагнитной силовой трубки [7].

Еще одним перспективным результатом работы АСП является восстановление ионного состава плазмы. На рисунке 3(б) приведен профиль молекулярной ионной массы для 17 марта 2000г. Значения $M=16$ (синий цвет на графике) соответствует чисто кислородной плазме (ионы O^+), увеличение или уменьшение этого значения означает переход к более тяжелым (NO^+, N_2^+) или более легким (H^+, He^+) ионам. На рисунке видно, что концентрация тяжелых ионов повы-

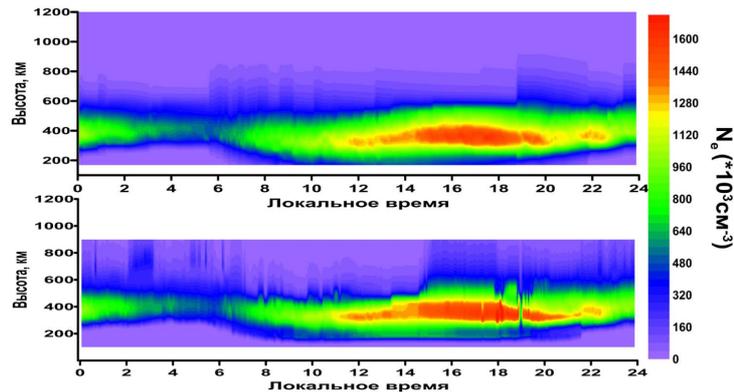


Рис. 2. Профиль электронной концентрации для 12 мая 2000г., фитированный новым АСП (верхняя панель) и полученный по старой методике обработки (нижняя панель).

шается во время солнечного терминатора, а в ночное время, на больших высотах свыше 600 км видна область возникновения легких ионов водорода и гелия. Такой способ определения ионного состава является перспективным и позволяет повысить диагностические возможности ИРНР, т.к. ранее процентный состав тяжелых ионов в нижней ионосфере не измерялся в принципе, а для определения концентрации легких ионов приходилось привлекать дополнительные данные полного электронного содержания GPS [8].

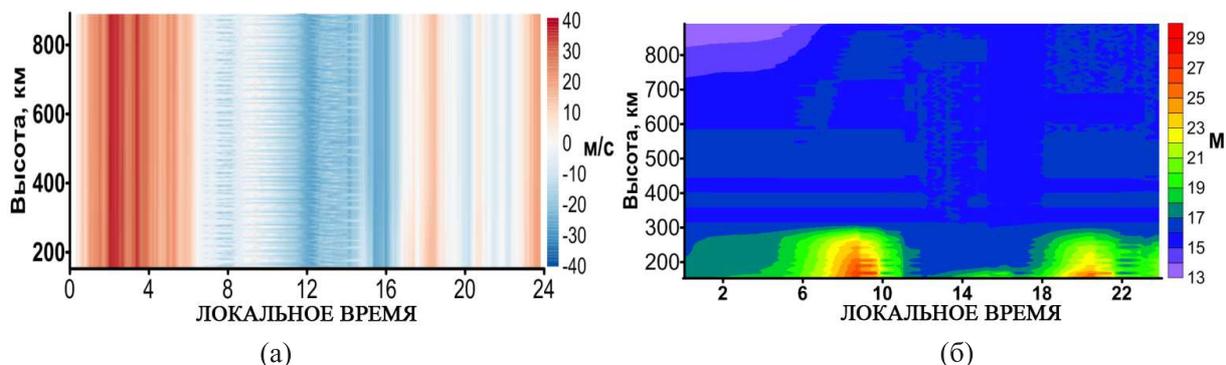


Рис. 3. Скорость дрейфа плазмы для 16 марта 2000 г. полученная с использованием АСП (а) Высотный профиль молекулярной массы ионосферной плазмы для 17 Марта 2000 г. (б).

Заключение

В работе была протестирована новая методика обработки данных ИРНР на основе АСП. Результаты фитирования АСП показывают очень высокую точность подгонки полного спектрального профиля. Восстановленные профили электронной концентрации позволяют различать более мелкомасштабные неоднородности, которые ранее оставались за гранью чувствительности ИРНР. Получены новые оценки для скорости движения ионосферной плазмы вдоль луча зрения радара, а также ионного состава на всем диапазоне высот.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 18-17-00042). Методы программной обработки данных получены в рамках базового финансирования программ ФНИ П.12 и П.16. Экспериментальные данные получены частично с использованием оборудования ЦКП "Ангара" (ИСЗФ СО РАН).

Список литературы

1. Farley D.T., A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma, The effect of unequal ion and electron temperatures // JGR, 1966, Vol. 71, P. 4091-4098.
2. Жеребцов Г.А., Заворин А.В., Медведев А.В., Носов В.Е., Потехин А.П., Шпынев Б.Г., Иркутский радар некогерентного рассеяния // Радиотехника и электроника, 2002, Т. 47, № 11, С. 1339–1345.
3. Shpynev B.G., Refraction and Faraday rotation in incoherent scattering radar technique // Radio Science, 2017, Vol. 52, Issue 9, P. 1067-1080.
4. Шпынев Б.Г., Воронов А.Л., Минимизация нелинейного функционала невязки в задачах потоковой обработки экспериментальных данных // Вычислительные методы и программирование, 2013, Т. 14, С. 503-515.
5. Liu, L., Wan, W., Zhang, M.-L., Ning, B., Zhang, S.-R., and Holt, J. M., Variations of topside ionospheric scale heights over Millstone Hill during the 30-day incoherent scatter radar experiment // Annales Geophysicae, 2007, Vol. 25, P. 2019-2027.
6. Scherbakov A.A., Medvedev A.V., Kushnarev D.S., Correlation method for determining the ionospheric plasma drift velocity at the Irkutsk incoherent scattering radar // Geomagnetism and Aeronomy, 2009, Vol. 49, Issue 7, P. 1028-1033.
7. Тащилин А.В., Романова Е.Б., Моделирование свойств плазмосферы при спокойных и возмущенных условиях // Геомагнетизм и аэрномия, 2014, Т. 54, № 1, С. 1–10.
8. Хабитуев Д.С., Шпынев Б.Г., Вариации высоты перехода O^+/H^+ над Восточной Сибирью по данным Иркутского радара ИР и ПЭС GPS // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса, 2014, Т. 11, № 1, С. 107–117.

Том I, с. 180–183

УДК: 551.510.413.5 + 550.2(063)

ОЦЕНКА ИНДЕКСОВ ГЕОМАГНИТНОЙ И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ПЭС ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ

С. В. Христофоров, В. В. Бочкарев

Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: stnslv91@gmail.com

Аннотация. В работе представлен метод оценивания индексов геомагнитной и солнечной активности по картам полного электронного содержания ионосферы. В качестве регрессионной модели использована сверточная искусственная нейронная сеть. Полученные нейросетевые оценки показывают высокую степень корреляции с реальными значениями индексов. Так, коэффициент корреляции оценки индекса F10.7 с его реальным значением составляет 0.972 (для сравнения, коэффициент корреляции индекса F10.7 с индексом глобального электронного содержания ионосферы составляет 0.882). Построенная нейросетевая модель позволяет проанализировать, какие детали карт полного электронного содержания ионосферы несут наибольшую информацию об уровне солнечной и геомагнитной активности.

Ключевые слова: ионосфера, геомагнитные индексы, индексы солнечной активности, искусственные нейронные сети

ESTIMATION OF GEOMAGNETIC AND SOLAR INDICES BY GLOBAL IONOSPHERIC MAPS WITH USE OF NEURAL NETWORKS

S. V. Khristoforov, V. V. Bochkarev

Abstract. The paper presents a method for estimating geomagnetic and solar activity indices using global ionospheric maps of the total electron content. A convolutional artificial neural network is used as a regression model. The obtained neural network estimates show a high degree of correlation with real values of the indices. Thus, the correlation coefficient for estimating the F10.7 index with its real value is 0.972 (cf. the correlation coefficient of the F10.7 index with the global electron content index of the ionosphere is 0.882). The constructed neural network model allows us to analyze which areas of the global ionospheric maps of the total electron content show the most significant information about the level of solar and geomagnetic activity.

Keywords: ionosphere, geomagnetic indices, indices of solar activity, artificial neural networks, GIM

Введение

Космическая погода существенно влияет на качество радиосвязи и точность радионавигации. Отражающие свойства ионосферы сильно зависят от процессов, проходящих внутри нее, а также от воздействия ионизирующего излучения Солнца. Для оценки степени возмущенности ионосферы производится набор измерений различных характеристик — индексов геомагнитной и солнечной активности. Кроме того, состояние ионосферы характеризуется количеством свободных электронов в вертикальном столбе — полным электронным содержанием (ПЭС). Из значений ПЭС в разных географических точках строятся глобальные карты (GIM). Каждый из этих наборов данных содержит дополнительную информацию, поэтому их совместное исследование может позволить получить более качественные прогнозы состояния ионосферы.

Важной задачей является обобщение информации, получаемой из описанных выше характеристик. В работе [1] был предложен обобщенный показатель состояния ионосферы — глобальное электронное содержание (ГЕС), получаемый из глобальных карт ПЭС путем интегрирования по всей поверхности земли. Также была показана значительная степень корреляции индекса ГЕС и индекса F 10.7. Однако, в случае использования нелинейной функции агрегации информации,

возможно получить более высокую степень корреляции с большинством геомагнитных и солнечных индексов. Такая нелинейная функция может быть реализована с помощью искусственной нейронной сети (ИНС).

Поэтому целью данной работы является построение и обучение нейросетевой модели, производящей оценку индексов геомагнитной и солнечной активности по глобальным картам ПЭС ионосферы. Также необходимо обеспечить более высокую степень корреляции оценок с индексами, чем это показано в работе [1]. Наличие такой модели позволит оценить, какие географические области на карте ПЭС дают наиболее сильный вклад в значение индекса.

Описание модели

В данном разделе представлено описание нейросетевой модели, используемой для оценивания набора индексов геомагнитной и солнечной активности. В качестве нейросетевой архитектуры была выбрана модель со сверточными слоями [2] к последнему слою которой подключались полносвязные нейронные сети одинаковой мощности в количестве равном числу оцениваемых индексов геомагнитной и солнечной активности. На рис. 1 представлена принципиальная схема сети, производящей оценку следующих индексов: уровня радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см, а также индекса авроральной электроструи (АЕ) и низкоширотного индекса возмущенности ионосферы (DST). Кроме уже показанных на рис. 1 индексов также оцениваются

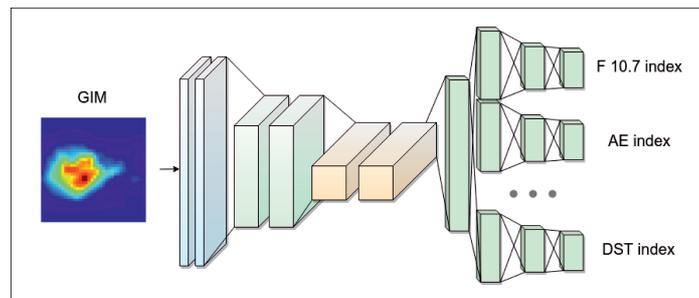


Рис. 1. Схематичное изображение искусственной нейронной сети–регрессора на индексы солнечной и геомагнитной активности

Солнечный индекс Лайман альфа (Lyman α), отражающий интенсивность излучения атомов водорода, а также число солнечных пятен (R).

Входными данными для ИНС служат глобальные карты ПЭС, предоставленные лабораторией JPL [3]. Перед использованием в обучении, их каждая ячейка GIM умножается на вес, соответствующий ее площади, а также логарифмируется для компактификации динамического диапазона значений в ячейках.

Временные ряды геомагнитных и солнечных индексов [4], а также глобальных карт ПЭС были преобразованы таким образом чтобы обеспечить синхронность поступающей на вход сети информации. Результирующая обучающая выборка составила порядка 60000 примеров карт (с 1 января 1998 г. по 31 декабря 2013 г. с шагом 2 часа), 15% которой использовалось для кросс-валидации в процессе обучения. Искусственная нейронная сеть решала задачу минимизации среднеквадратической ошибки (выражение (1)).

$$E = \sum_{i=0}^N (t_i - y_i)^2 \quad (1)$$

Здесь y_i — есть ответ, полученный с помощью ИНС, а t_i — нормализованный целевой вектор геомагнитных и солнечных индексов. Под нормализацией подразумевается смещение и масштабирование данных для обеспечения равенства нулю математического ожидания, а дисперсии ряда — единице.

Результаты

Индекс GEC вычисляется как $GEC = \sum S_{i,j} \times I_{i,j}$ [1]. Здесь $S_{i,j}$ — есть географическая площадь ячейки GIM с координатами $\{i, j\}$, а $I_{i,j}$ — среднее значение ПЭС в этой ячейке. То есть GEC представляет линейную (по величинам вертикальных значений ПЭС) оценку состояния возмущенности ионосферы. Однако, известно, что нелинейная модель позволяет получить более эффективные оценки, если распределение оцениваемого параметра отличается от нормального.

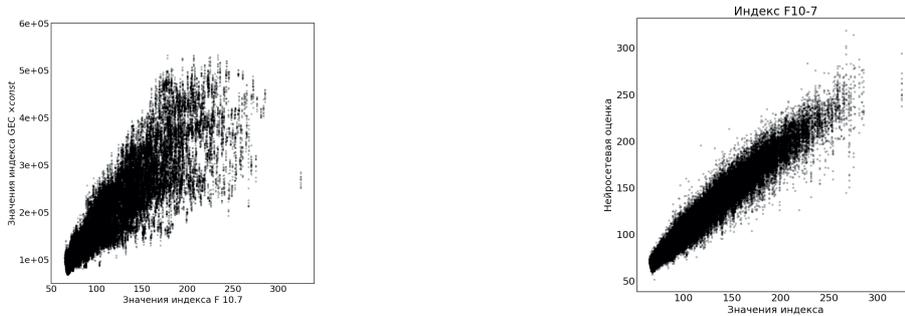


Рис. 2. Сравнение регрессионных зависимостей между индексом F10.7 и индексами GEC, а также нейросетевой оценкой по GIM

После обучения ИНС возможно сравнить линейный и нелинейный подходы к оценке индексов геомагнитной и солнечной активности. На рис. 2 представлено сравнение описанной в

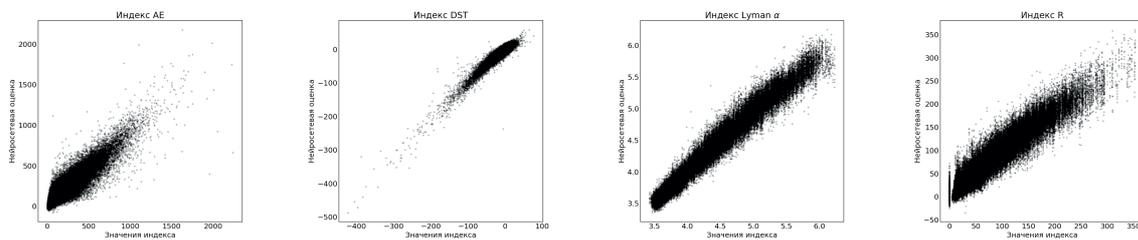


Рис. 3. Диаграмма рассеяния значений соответствующих индексов и их нейросетевых оценок

статье [1] регрессионной зависимости между индексом GEC и F10.7 (слева) и регрессионной зависимости между индексом F10.7 и его нелинейной нейросетевой оценкой по глобальной карте ПЭС (справа). Вследствие того, что степень рассеянности точек на регрессионной зависимости в нелинейном случае существенно меньше, чем в линейном, возможно сделать вывод о том, что нелинейная оценка для данного индекса более предпочтительна.

Таблица 1. Таблица коэффициентов корреляции данных исследуемых индексов и их нейросетевых оценок по картам ПЭС

Коэффициент корреляции	F10.7	Lyman α	AE	DST	R
Пирсона	0.972	0.983	0.917	0.947	0.954
Спирмена	0.974	0.982	0.875	0.894	0.953

Кроме того, на рис. 3 показаны аналогичные диаграммы для данных индексов AE, DST, Lyman α и R, полученные с помощью той же нейросетевой модели. Здесь также наблюдается высокая степень корреляции (см. таблицу 1) между значениями индекса и его нейросетевой оценкой по данным глобальных карт ПЭС. При этом коэффициент корреляции Пирсона и Спирмена между данными индекса GEC и F10.7 составляет 0.882 и 0.902 соответственно, что ниже, чем приведенные в таблице 1.

Поскольку нейросетевая оценка является нелинейной, влияние различных областей карты ПЭС на вклад в значение исследуемого индекса различно. На рис. 4 слева изображен пример карты ПЭС из тестовой выборки, а справа показана карта значений численно полученных производных

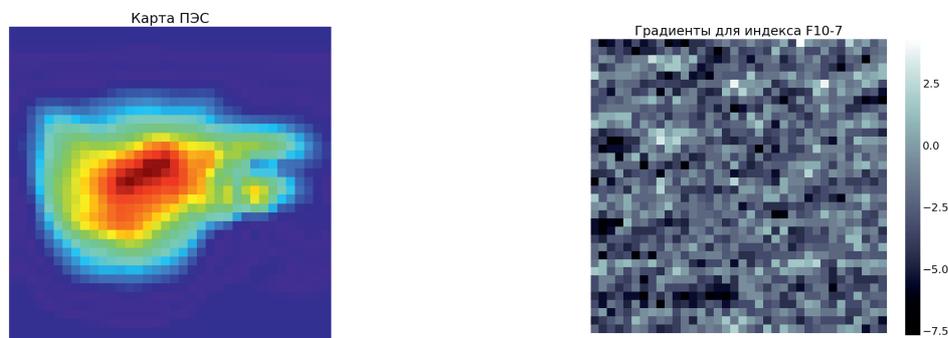


Рис. 4. Пример карты ПЭС от 19–10–2004, 04:00 (слева), а также значения производных индекса F10.7 по значениям ПЭС в каждой точке карты (справа)

водных индекса F10.7 по значениям карты ПЭС в каждой точке карты. В случае линейной оценки индекса, карта производных будет одинакова для любого сезона, времени суток и геомагнитных условий. В случае же нейросетевой оценки, значения производных при различных условиях будут различны.

Заключение

В данной статье предлагался нейросетевой метод оценки индексов солнечной и геомагнитной активности на основе информации, присутствующей в глобальных картах ПЭС. Оценки, полученные с помощью ИНС, существенно лучше коррелируют с индексом F10.7, чем индекс GEC (0.972 против 0.882). Это происходит вследствие того, что разные географические участки карты имеют различный вклад в результирующую оценку. Таким образом данный метод позволяет производить анализ информативности различных деталей карт ПЭС.

Благодарности

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) Федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

Список литературы

1. Global electron content: a new conception to track solar activity / E. L. Afraimovich, E. I. Astafyeva, A. V. Oinats et al. // *Annales Geophysicae*. — 2008. — Vol. 26, no. 2. — P. 335–344. — Access mode: <https://www.ann-geophys.net/26/335/2008/>.
2. LeCun Yann, Cortes Corinna. MNIST handwritten digit database. — 2010. — Access mode: <http://yann.lecun.com/exdb/mnist/>.
3. Radio science / A. Mannucci, B. Wilson, D. Yuan et al. // 33, 565. — 1998.
4. King J.H. N.E. Papitashvili. Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data // *J. Geophys. Res.*, 110, A02104. — 2005.

Том I, с. 184–187
УДК: 550.388.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЛОКАЛЬНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ В ИОНОСФЕРЕ С ПОМОЩЬЮ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕГО ИОНОЗОНДА

В. Ю. Ким, А. В. Браницкий, В. П. Полиматиди

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт Земного Магнетизма,
Ионосферы и Распространения Радиоволн им Н. В. Пушкина Российской академии наук,
108840, г. Москва, г. Троицк
E-mail: vkim@izmiran.ru*

Аннотация. Представлены результаты разработки методики восстановления из ионограмм высотных профилей плазменной частоты с расслоениями в слоях $F1$ и $F2$ ионосферы. Показано, что в возмущенной среднеширотной ионосфере возникают локальные возмущения профиля плазменной частоты, которые могут перемещаться вниз со скоростью ~ 50 м/сек.

Ключевые слова: ионограмма; возмущения; обратная задача

OBSERVATION OF IONOSPHERE DYNAMICS BY HIGH-SPEED IONOSONDE

V. Yu. Kim, A. V. Branitsk, V. P. Polimatidi

Abstract. The results of the development of a technique of an ionogram inversion for the plasma frequency profile in the presence of sickle-type disturbances in the $F1$ and $F2$ ionosphere layers are presented. It is shown that local disturbances of the plasma frequency profile occur in the disturbed mid-latitude ionosphere, which can move downward at a speed about 50 m / s.

Keywords: ionogram; disturbances; inversion problem

Введение

Обычно с помощью ионозондов, проводящих мониторинг ионосферы в 15-ти минутном режиме, исследуют ионосферные возмущения с характерными временами развития от минут до нескольких часов и более. В ионосфере могут происходить и более быстрые естественные изменения ионосферы, например, в начальной фазе воздействия солнечной вспышки, в моменты вторжения потоков заряженных частиц в ионосферу, а также при различных видах искусственного воздействия на ионосферу, в том числе при воздействии мощными радиоволнами. Таким образом, возникает задача уменьшения времени регистрации ионограмм с помощью ионозондов, что давало бы возможность наблюдать быстрые возмущения электронной концентрации одновременно во всей толще ионосферы.

В [1] для наблюдения динамики ионосферы использовался разработанный в ИЗМИРАН быстродействующий ионозонд, который мог регистрировать ионограммы за время ~ 2 секунды. В частности, было зарегистрировано возникновение возмущения типа «серп» в слое $F1$, которое развилось в расслоение во всём слое $F1$ ионосферы.

Цель работы

Целью работы является разработка методики исследования динамики локальных возмущений в ионосфере путём решения обратной задачи вертикального зондирования ионосферы.

Методика восстановления вертикального профиля электронной концентрации

При анализе экспериментальных ионограмм $h'(f_0)$ проводились как автоматическая пороговая обработка амплитуды, так и дополнительное графическое редактирование оператором. В результате создается двухмерный массив экспериментальных данных $\{f_j, h'_j\}, j = 1, 2, \dots, L$,

который используется при решении обратной задачи восстановления высотного профиля плазменной частоты $z(f_0)$. Отметим, что число выбранных точек ионограммы L , пригодных для дальнейшего анализа, всегда меньше числа частот зондирования N .

В [1] показано, что обратная задача восстановления профиля $z(f_0)$ из ионограмм вертикального зондирования (ВЗ) для волн “обыкновенной” поляризации может быть сведена к решению линейного интегрального уравнения

$$\int_{f_1}^f \frac{\partial}{\partial f} \left[f \pi \frac{\partial}{\partial \eta} \sqrt{\varepsilon(f, \eta)} \right] \cdot u(\eta) d\eta = h'(f) - h'_1, \quad (1)$$

где

$$u(\eta) = \frac{dz(\eta)}{d\eta}, \quad (2)$$

$\eta = f_0$ – плазменная частота, $\sqrt{\varepsilon(f, \eta)}$ – показатель преломления радиоволн в ионосферной плазме.

Величина h'_1 в (1) определяется как начальная действующая высота и связана с нижним пределом f_1 интеграла в (1). Для дневной ионосферы величина h'_1 связана обычно с отражением от слоя E на частоте зондирования $f_1 \sim 1$ МГц, вблизи этой частоты ионограмма имеет почти горизонтальный ход, поэтому можно положить, что величина h'_1 практически равна начальной высоте ионосферы z_1 . Тогда для интегрирования уравнения (2) можно положить начальные условия в виде

$$z(f_1) = z_1 \quad u(f_1) = 0, \quad (3)$$

здесь второе условие означает плавное продолжение профиля ионосферы от начальной высоты z_1 , полагая, что ниже этой высоты $f_0 = 0$.

Так же как в [1], для приближенного решения уравнения (1) применяется метод регуляризации А.Н. Тихонова. Для этого проводится дискретизация уравнения (1) на равномерной сетке рабочих частот $\{f_i\}$, $i = 1, 2, \dots, k$ и получается система линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) вида

$$\{A_{ij}\} \cdot \{u(\eta_i)\} = \{y(f_i)\}, \quad i = 1, 2, \dots, k, \quad j = 1, 2, \dots, k, \quad (4)$$

где $\{A_{ij}\}$ – матрица СЛАУ, $\{u(\eta_i)\}$ – вектор решения, $\{y(f_i)\}$ – вектор, соответствующий правой части уравнения (1) и получаемый путем интерполяции экспериментальной ионограммы $\{f_j, h'_j\}$, кубическим сглаживающим сплайном.

Таким образом, методика получения профиля $z(\eta)$ состоит из нескольких этапов:

1. представление $\{f_j, h'_j\}$, в виде сглаживающего кубического сплайна и вычисление правой части уравнения (4) в виде вектора $\{y(f_i)\}$ на равномерной сетке из k частот;
2. численное решение уравнения (4) методом регуляризации и получение решения в виде дискретной функции $\{u(\eta_i)\}$, $i = 1, 2, \dots, k$;
3. вычисление профиля $z(f_0) = \int_{f_1}^{f_0} u(\eta) d\eta$ с помощью квадратурной формулы Гаусса, в результате решение получается в виде дискретной функции $\{z(f_{0i})\}$, $i = 1, 2, \dots, k$.

Отметим, что для экспериментальной функции $\{f_j, h'_j\}$, сплайн $\{y(f_i)\}$ является наилучшим приближением из класса функций с непрерывными первой и второй производными. Поэтому решение $\{z(f_{0i})\}$ является наилучшим приближенным решением в классе монотонных функций.

Результаты экспериментальных наблюдений ионосферных возмущений

Интересные явления с точки зрения исследования быстрой динамики естественной ионосферы наблюдались 24 июня 2014 г. в ИЗМИРАН, когда на ионограммах ВЗ наблюдались расслоения в слоях $F1$ и $F2$, рис. 1. На рис. 1 показаны фрагменты ионограмм, которые были получены с помощью быстродействующего ионозонда Базис-М. На рис. 1а в 08:58:15 чётко видны две ветви «О»-компоненты в слое $F2$. На рис. 1б в 08:58:45 кроме раздвоения в слое $F2$ можно заметить появление и развитие локального возмущения в слое $F1$, которое проявляется на ионограмме

в виде следа типа «серп». На рис. 1 в 08:59:45 видим продолжение процесса формирования раздвоения на ионограмме F1 слоя. Отметим, что описанные трансформации ионограмм происходили за ~ 90 секунд наблюдений.

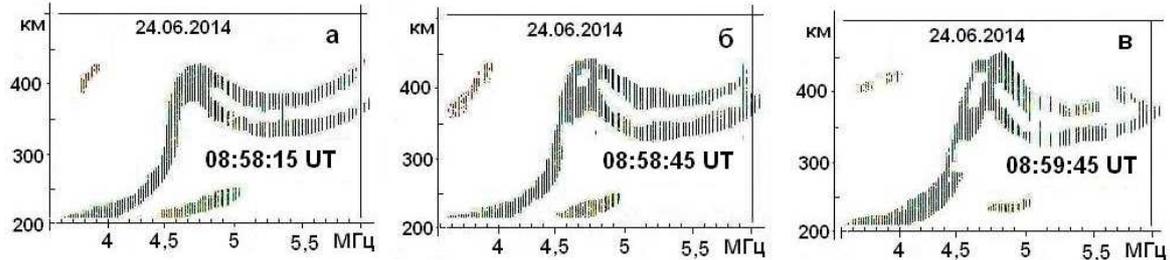


Рис. 1. Фрагменты ионограмм с расслоениями в слоях $F1$ и $F2$.

Для ионограмм, фрагменты которых показаны на рис. 1, были восстановлены высотные профили плазменной частоты $z(f_0)$, показанные на рис. 2. На врезке видно, что профиль $z(f_0)$ для ионограммы с «серпом» в 08:58:45 UT (точки 2) проходит ниже профиля $z(f_0)$ для исходной ионограммы (кривая 1). Это говорит о том, что на высоте ~ 165 км и выше происходит рост электронной концентрации, а на высотах ниже 165 км профиль 2 проходит несколько выше кривой 1. Затем через 60 сек (в момент времени 08:59:45 UT) профиль $z(f_0)$ (кривая 3) проходит ниже профиля 2 для ионограммы с «серпом» в 08:58:45 UT, что свидетельствует о росте электронной концентрации уже на высоте ~ 150 км.

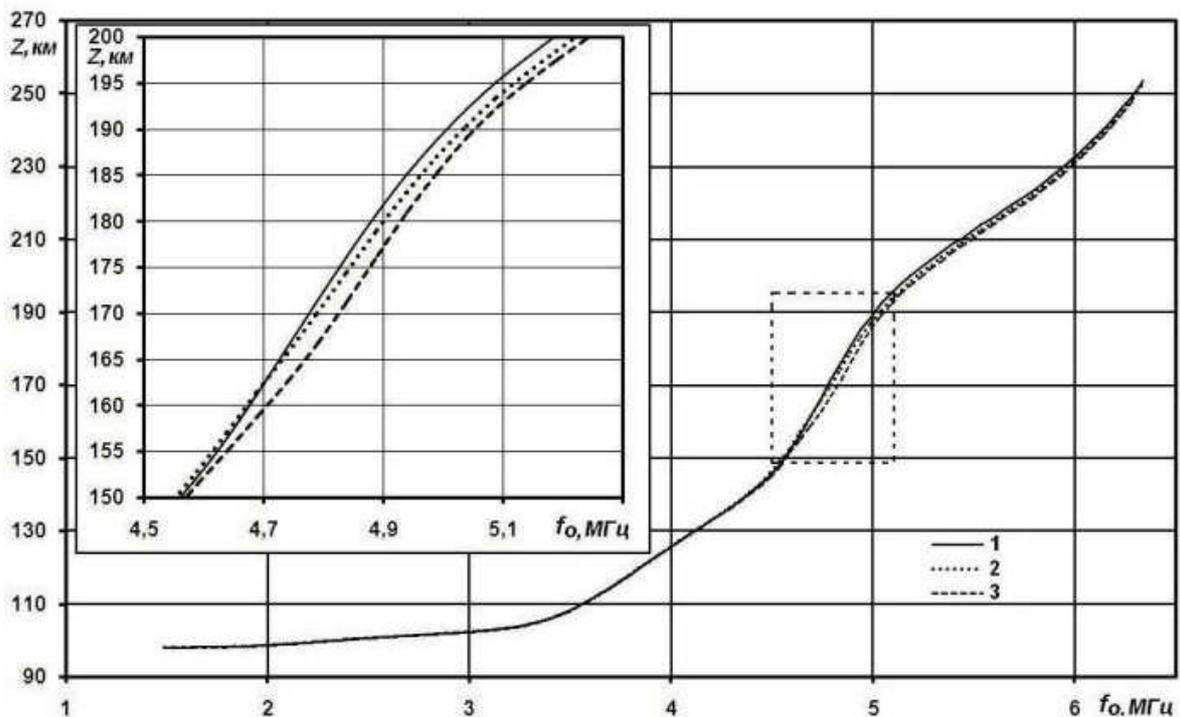


Рис. 2. Восстановленные высотные профили $z(f_0)$: сплошная линия 1 – профиль для исходной ионограммы в 08:58:15 UT; точки 2 – профиль для ионограммы с «серпом» в 08:58:45 UT; штриховая линия 3 – профиль для ионограммы с «серпом» в 08:59:45 UT. На врезке фрагменты этих профилей показаны крупным планом (место врезки на основном рисунке показано пунктирным прямоугольником).

На рис. 3 показаны графики разности Δz между высотным профилем $z(f_0)$ до начала возмущения в 08:58:15 UT и профилями $z(f_0)$ в 08:58:45 UT (точки) и в 08:59:45 UT (сплошная линия). Видно, к моменту 08:58:45 UT локальный рост плазменной частоты привел к уменьшению высоты профиля максимально на величину $\Delta z \sim 2$ км, а к моменту времени 08:59:45 UT на величину $\Delta z \sim 5$ км.

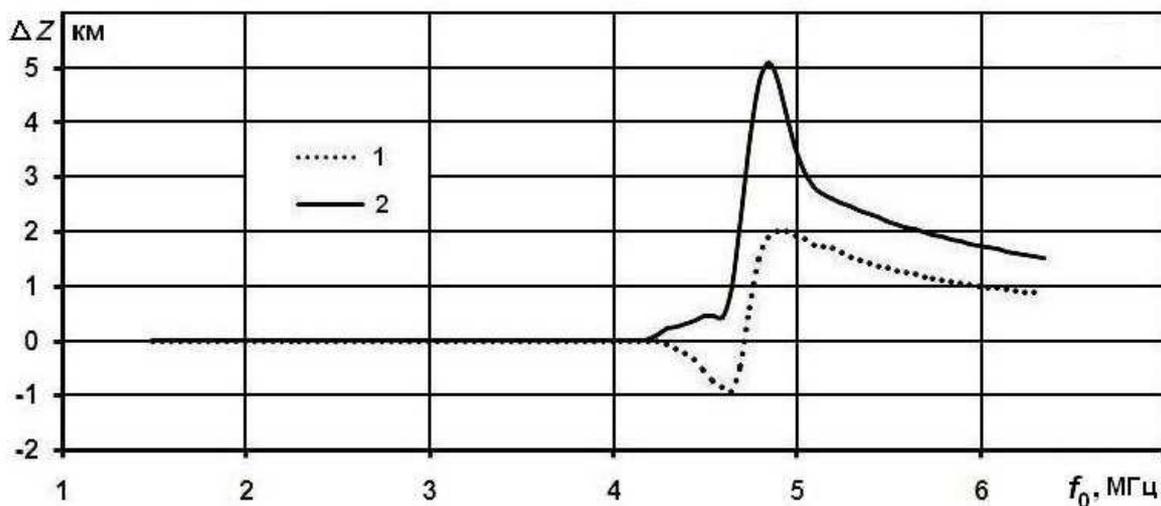


Рис. 3. Графики зависимости разности ΔZ между высотным профилем $z(f_0)$ до начала возмущения в 08:58:15 UT и профилями $z(f_0)$ в 08:58:45 UT (точки 1) и в 08:59:45 UT (сплошная линия 2).

Отсюда можно оценить скорость перемещения вниз локального возмущения как ~ 50 м/сек, что может служить оценкой скорости формирования второй боковой ветви ионограммы в слое $F1$ ионосферы. Формирование расслоения ионограммы в слое $F1$ закончилось практически полностью через ~ 15 мин и динамика бокового следа ионограммы в этом случае была ранее исследована в [1].

Выводы

Разработана методика численного решения обратной задачи ВЗ ионосферы при наличии расслоений в ионосфере. Эксперименты по регистрации ионограмм с помощью быстродействующего ионозонда показали, что в слабо возмущенной среднеширотной ионосфере формирование двойного следа в слое $F1$ начинается с возникновения на ионограмме возмущения типа «серп». Решение обратной задачи восстановления высотного профиля плазменной частоты показало, что возмущения типа «серп» связаны с локальными искажениями профиля относительно невозмущенного профиля на величину ~ 5 км. Оценки показывают, что локальные возмущения профиля могут распространяться вниз со скоростью ~ 50 м/сек.

Список литературы

1. Ким В. Ю., Браницкий А. В., Полиматики В. П. Наблюдение динамики ионосферы с помощью быстродействующего ионозонда // Труды 25 конференции «ВКРР». Томск, 4-9 июля 2016 г. — Т. 1. — С. 226–229.

Том I, с. 188–191
УДК: 550.388.2

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ДЕЙСТВУЮЩЕЙ ВЫСОТЫ ИОНОСФЕРЫ ФАЗОВЫМ МЕТОДОМ

В. Ю. Ким, В. П. Полимати́ди, В. А. Пучков

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт Земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн им Н. В. Пушкова Российской академии наук,
108840, г. Москва, г. Троицк*

E-mail: vkim@izmiran.ru, vppolima@izmiran.ru, puchkovint@mail.ru

Аннотация. Представлена новая методика быстрого измерения действующей высоты ионосферы фазовым методом. С помощью созданной экспериментальной установки проведены наблюдения по зондированию различных слоев ионосферы. Показано, что время измерения действующей высоты может составить менее 0.1 секунды, а точность измерения ~ 200 м.

Ключевые слова: ионосфера; действующая высота; фаза

THE MEASUREMENT OF VIRTUAL HEIGHT OF IONOSPHERE BY PHASE METHOD

V. Yu. Kim, V. P. Polimatidi, V. A. Puchkov

Abstract. A new technique of quick measurement of the virtual height of the ionosphere by the phase method is presented. With the help of the experimental setup created, observations were made on sounding various layers of the ionosphere. It is shown that the measurement time of the virtual height can be less than 0.1 seconds and with an accuracy of about 200 m.

Keywords: ionosphere; virtual height; phase

Введение

Измерение фазы радиоволн позволяет значительно повысить точность измерения действующих высот при вертикальном зондировании ионосферы [1–3]. Суть метода заключается в том, что в ионосферу посылаются пробные волны с близкими частотами. Набег фазы отраженных от ионосферы радиоволн в точке приема зависит от частоты волны и от пройденного группового пути. Если приведенная разность фаз для двух зондирующих радиоволн с частотами f_1 и f_2 составляет $\Delta\varphi$, то это соответствует действующей высоте отражения

$$h' = \frac{c\Delta\varphi}{4\pi\Delta f} \quad (1)$$

где Δf — разность частот, c — скорость света.

Погрешность фазовых методов

В идеальных условиях, при которых ионосферу можно считать плоскостростой средой, оценка ошибки измерения h' в соответствии с (1) будет

$$\delta h' = \frac{c\delta\varphi}{4\pi\Delta f}, \quad (2)$$

где $\delta\varphi$ — погрешность измерения разности фаз $\Delta\varphi$, а величину Δf можно считать заданной точно. Погрешность $\delta\varphi$ складывается из методической погрешности, связанной с искажениями фазы при распространении волны в ионосфере, и аппаратной погрешности. В работе [1] при

погрешности $\delta\varphi \sim 1$ радиан было предложено использовать большую частотную базу и в работах [2, 3] использовалась величина $\Delta f \sim 300$ кГц при шаге сканирования по частоте 15 кГц/сек. При этом погрешность измерения h' составляла величину $\delta h' \sim 200$ м, а время измерения могло составлять от 2.5 до 20 сек.

Аппаратная погрешность может быть обусловлена целым рядом факторов, таких, как нестабильность амплитуды и фазы в излучаемом сигнале, искажение сигналов в приемном и передающем трактах, шумы аппаратуры, конечная частота дискретизации и конечная разрядность АЦП, и др.

В работе [4] показано, что если уменьшить погрешность измерения разности фаз до величины $\delta\varphi \sim 1$ град (0.02 радиан) и использовать $\Delta f \sim 1$ кГц, то можно уменьшить погрешность измерения h' до величины $\delta h' \sim 300$ м. При этом длительность обрабатываемых БПФ реализаций могла составлять по времени 10 – 100 сек.

Целью данной работы является уменьшение времени измерения действующей высоты фазовым методом при вертикальном зондировании ионосферы.

Новая методика измерения

Для измерения h' предлагается использовать импульсное зондирование на трёх несущих частотах длительностью 50 ÷ 100 мкс, следующих непосредственно друг за другом с тактовой частотой $F_{\text{п}}$. При этом несущие частоты f_1, f_2 и f_3 выбираются на основе разработанных критериев оптимизации, связанных с однозначностью и точностью измерения. Важной методической особенностью предлагаемого метода является регистрация сигналов земной и отраженной от ионосферы радиоволн. При этом набег фазы каждой волны с фиксированной частотой отсчитывается от фазы земной волны, а затем вычисляются разности фаз $\Delta\varphi$ для разных пар частот. При этом погрешность $\delta\varphi$ уменьшается за счет того, что вычитаются погрешности в каждой измеренной разности фаз из-за возможной нестабильности задающих генераторов, включая АЦП, на временном интервале между излучением земной волны и приходом отраженной волны. Для применения способа достаточен пакет из 3-х зондирующих частот.

Выбор частот следует проводить так, чтобы обеспечить однозначность определения действующей высоты ионосферы h' от 90 до 700 км, например, нужно выбрать частоты f_1 и f_2 так, чтобы величина $\Delta\varphi$ была меньше 2π для зондирования слоя E . Частота зондирования f_3 должна выбираться так, чтобы величина $\Delta\varphi$ была меньше 2π для зондирования слоя F . Например, при частотной базе $\Delta f_1 = (f_1 - f_2) = 200$ Гц и точности измерения разности фаз $\delta\varphi$ порядка 1 градуса точность измерения в интервале высот $h' \sim 100 \div 300$ км составит ~ 300 м, в то же время в интервале высот $h' \sim 300 \div 700$ км точность будет не лучше 2 км. Для повышения точности измерения h' необходимо использовать другую частотную базу $\Delta f_2 = f_1 - f_3$, например, $\Delta f = 2$ кГц, тогда точность измерения h' возрастает примерно в 10 раз и на высотах от 100 до 700 км получим оценку точности $30 \div 300$ м. (Для сравнения упомянем, что точность измерения h' стандартного сетевого ионозонда составляет $\sim 1,5$ км). Таким образом, использование 3-х зондирующих частот для получения двух (или трех – $\Delta f_3 = f_2 - f_3$) оптимальных значений Δf достаточно для высокоточных измерений h' . На практике частотную базу $\Delta f_2 = f_1 - f_3$ можно выбрать до ~ 10 кГц для случаев спокойной ионосферы и тогда точность измерения h' возрастет на порядок и будет ограничиваться другими факторами, о которых говорилось выше. При этом измерение будет проведено за 3 такта зондирования за время ~ 60 мс при $F_{\text{п}} = 50$ Гц.

Экспериментальная проверка методики

Для проверки новой методики в ИЗМИРАН была создана экспериментальная установка на базе ионосферного комплекса Базис-М. Установка содержит широкополосный усилитель – передатчик, возбудитель для прямого цифрового синтеза радиосигналов, блок синхронизации, ПЭВМ управления. Зондирующие сигналы в виде радиоимпульсов длительностью $\tau = 80$ мкс излучаются последовательно на радиочастотах f_1, f_2, f_3 при общей частоте повторения $F_{\text{п}}$. В качестве РПУ использован связной приемник типа Р-399, у которого расширена полоса пропуска-

ния по промежуточной частоте (ПЧ = 215 кГц) до ~ 40 кГц. Сигнал ПЧ с выхода РПУ поступает на вход 14 разрядного АЦП типа E20-10, который работает с частотой дискретизации $F = 10$ МГц. Запуск АЦП осуществляется с тактовой частотой $F_{\text{п}}$, сигнал которой поступает из блока синхронизации. С выхода АЦП данные поступают в долговременную память ПЭВМ и запоминаются в виде сигнального файла данных. Объем данных в сигнальном файле для одной частоты можно оценить величиной $N \sim 600$ Кб, при этом число отсчетов на один период сигнала ПЧ было ~ 50 .

Важной особенностью управления возбудителем и РПУ является то, что РПУ не меняет частоту настройки в течение 3-х рабочих тактов зондирования, в течение которых возбудитель перестраивается на рабочие частоты f_1, f_2, f_3 . Это необходимо ввиду того, что точная настройка на рабочую частоту в РПУ Р-399 происходит с помощью системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) и при перестройке РПУ с частотой $F_{\text{п}} = 50$ Гц система ФАПЧ не успевает установить фазу сигнала 1-го гетеродина РПУ с необходимой стабильностью, что может увеличить погрешность фазовых измерений.

Полученные цифровые сигнальные данные для каждой частоты зондирования обрабатываются с помощью квадратурного алгоритма. При этом длина выборки для квадратуры бралась размером $k = 200$, так что на длительности импульса 80 мкс вычислялось по 4 значения амплитуды и фазы. При компьютерном моделировании и при указанных параметрах оцифровки сигнала и цифровой квадратурной обработки погрешность измерения фазы оказалась величиной $\delta\varphi \approx 5 \cdot 10^{-4}$ градуса, что на 2 порядка меньше ошибок, которые обсуждались выше.

Для оценки аппаратной погрешности приемно-региструющей системы было проведено тестирование описанной выше фазовой методики измерения h' путем подачи тестовых сигналов на вход приемной системы. Получено, что величина ошибки измерения разности фаз составляет $\delta\varphi \sim 0.5$ градуса (при этом речь идет о среднеквадратичном отклонении фазы), которая фактически полностью учитывает аппаратную погрешность измерений. Согласно формуле (2), такая погрешность измерения разности фаз позволяет говорить об определении действующей высоты с точностью ~ 200 м при разности зондирующих частот $\Delta f_2 = f_1 - f_3 = 1$ кГц. Соответственно, для частотной базы $\Delta f_2 = 10$ кГц получим оценку точности измерения ~ 20 м, что говорит о высокой точности разработанной методики и достаточно низком уровне помех в аппаратуре экспериментальной установки. В реальном эксперименте по зондированию ионосферы флуктуации амплитуды и фазы в отраженном сигнале приводят к тому, что погрешность измерения разности фаз оказывается значительно большей приведенной выше величины $\delta\varphi$.

В марте 2019 г. была проведена серия экспериментов по зондированию ионосферы, при этом были получены данные по измерению действующей высоты для всех основных ионосферных слоев. Некоторые результаты представлены в Таблице 1, где приведены сведения о режимах измерений и результатах экспериментальных наблюдений. В колонках слева направо показаны: дата наблюдения; время МДВ, частота зондирования f в МГц; частотная база зондирования Δf в Гц; погрешность измерения фазы отраженного сигнала $\delta\varphi$ в град; групповая задержка отраженного сигнала $t_{\text{групп}}$ в мс, измеренная амплитудным способом; групповая задержка отраженного сигнала $t_{\text{групп}}$ в мс, измеренная фазовым методом по набегу фазы на частотной базе зондирующего сигнала Δf ; действующая высота ионосферы h' в км, измеренная фазовым методом по набегу фазы на частотной базе зондирующего сигнала Δf ; тип следа реального отражения от различных слоев ионосферы; величина α - отношение “сигнал/шум” для условий реального зондирования ионосферы.

Из приведенных данных видно, что измерения $t_{\text{групп}}$ амплитудным методом и измерения фазовым методом соответствуют друг другу с точностью 100 мкс. Хорошее соответствие видно во всех случаях для наблюдаемых типов отражений от E, F2-X, F2-O для различных слоев ионосферы. Видно, что в сеансе измерений в F2 слое (10.03.2019) разность высот h' между отражениями для «O» и «X» модами составляет величину 30,90 км. Точность измерения h' фазовым методом в этих сеансах измерений при значении $\alpha = 4$ составила ~ 400 м, а при значении $\alpha = 10$ составила ~ 100 м.

Таблица 1. Результаты экспериментов.

Дата	Время, МДВ	f , МГц	Δf , Гц	$\delta\varphi$, град	$t_{групп}$, мс Ампл. метод	$t_{групп}$, мс Фазов. метод	h' , км	Тип следа	α
5.03.2019	12:52:52	1.450	800	2	0.7	0.68	102	<i>E</i>	4
5.03.2019	12:42:37	3.920	2000	2	2.1	2.053	307.95	<i>F2-O</i>	4
10.03.2019	13:38:41	2.140	1750	2	0.7	0,725	108.72	<i>E</i>	10
10.03.2019	13:53:15	4.360	1750	1	1.7	1.747	262.05	<i>F2-O</i>	10
10.03.2019	13:55:38	5.460	1750	0.6	1.9	1.953	292.95	<i>F2-X</i>	10

Выводы

В работе представлена новая методика фазового измерения действующей высоты при вертикальном зондировании ионосферы, которая позволяет проводить высокоточные измерения за время не более 0.1 секунды. Создана экспериментальная установка, с помощью которой были проведены измерения на реальных сигналах, отраженных от различных слоев ионосферы. Показано, что достигнутая точность измерения фазовых характеристик позволяет определять действующую высоту с точностью ~ 200 м.

Список литературы

1. Whitehead J. D., Malek A. A suggested method of accurately measuring the virtual height of reflection of radio waves from the ionosphere // JATP. — 1963. — V. 25. — P. 599–601.
2. Whitehead J. D., Kantarizis E. Errors in the measurement of virtual height using a phase ionosonde // JATP. — 1967. — V. 29. — P. 1483–1488.
3. Hammer P. R., Bourne I. A. A high resolution ionosonde — 1. Technique and analysis methods // JATP. — 1976. — V. 38. — P. 935–943.
4. Ким В. Ю., Панченко В. А., Полиматиди В. П. Способ измерения группового запаздывания сигналов в ионосфере и устройство для его осуществления. Авт. Свид. СССР 4089560/24-09, 1986.

Том I, с. 192–195

УДК: 550.338.2

ПРОБЛЕМЫ КОРРЕКТНОГО ОПИСАНИЯ ИОНОСФЕРЫ КАК СРЕДЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В РАЗЛИЧНЫХ ПРИКЛАДНЫХ ЗАДАЧАХ

М. В. Клименко¹, А. Т. Карпачев², К. Г. Ратовский³, Д. С. Котова¹, В. Б. Оводенко¹, Ю. В. Ясюкевич³, А. С. Ясюкевич³, Г. А. Жбанков⁴, Д. Р. Теменс⁵, В. В. Клименко¹

¹ Западное отделение Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, РАН, 236017, г. Калининград, проспект Победы, 41

E-mail: maksim.klimenko@mail.ru

² Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, РАН, 108840, Россия, г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе, д. 4

E-mail: karp@izmiran.ru

³ Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126а

E-mail: yasukevich@iszf.irk.ru

⁴ Южный федеральный университет, 344006, г. Ростов-на-Дону, ул. Большая Садовая, 105/42

E-mail: gzhbankov@srfedu.ru

Аннотация. Известно, что основной проблемой при решении прикладных радиофизических задач радиолокации и пеленгации является отсутствие полной информации о среде распространения радиоволн, необходимой для проведения расчетов различных волновых характеристик. Целью данной работы является структурирование различных аспектов данной проблемы. В статье рассматриваются сложности, возникающие: при создании и тестировании климатических моделей ионосферы, а также при ассимиляции данных различного типа. Особое внимание уделено причинам существующих проблем и неизбежной необходимости мониторинга космической погоды для корректного решения различных прикладных задач.

Ключевые слова: ионосфера; радиолокация; ассимиляция; эмпирическое моделирование

PROBLEMS OF CORRECT DESCRIPTION OF THE IONOSPHERE AS A MEDIUM OF RADIO WAVES PROPAGATION IN DIFFERENT APPLIED TASKS

M. V. Klimenko, A. T. Karpachev, K. G. Ratovsky, D. S. Kotova, V. B. Ovodenko, Yu. V. Yasyukevich, A. S. Yasyukevich, G. A. Zhbankov, D. R. Themens, V. V. Klimenko

Abstract. It is known that the main problem in solving applied radiophysical tasks of radiolocation and direction finding is the lack of complete information about the medium of radio waves propagation, necessary for carrying out calculations of radio wave different characteristics. The aim of the paper is to structure the different aspects of this problem. This paper discusses the difficulties encountered in creating and testing climate models of the ionosphere, as well as at the assimilation of different types data. Particular attention is paid to the causes of existing problems and the inevitable need of space weather monitoring for the correct solution of various applied tasks.

Keywords: ionosphere; radio location; assimilation; empirical modeling

Введение

Распределение электронной концентрации в ионосфере Земли оказывает существенное влияние на условия распространения и изменения характеристик радиосигналов, что важно для работы систем связи воздушных и морских судов, глобальных навигационных систем (включая ГЛОНАСС), загоризонтной радиолокации и пеленгации. Единственным способом описания распределения электронной концентрации в ионосфере при решении прикладных задач является использование различного рода моделей среды. На данный момент в прикладных радиофизических задачах активно используются следующие способы задания ионосферы: упрощенные аналитические модели для оперативных качественных оценок; эмпирические климатические модели

для долгосрочного прогноза диапазона изменений различных характеристик радиоволн; адаптивные (ассимиляционные) модели, основанные на усвоении данных наблюдений эмпирической моделью и применяющиеся для оперативного решения прикладных задач в режиме реального времени. В данной статье мы рассмотрим: проблемы, возникающие при создании эмпирических климатических моделей; вопрос адаптации различных данных наблюдений; проблему тестирования моделей ионосферы.

Проблемы и необходимость улучшения эмпирического моделирования ионосферы

Любая эмпирическая модель строится на некотором наборе экспериментальных данных моделируемых и входных параметров. При этом, качество модели зависит как от качества и объема экспериментального материала, так и от подхода к построению эмпирических зависимостей. Эмпирическая справочная модель ионосферы IRI (International Reference Ionosphere) [1] описывает климатическое поведение ионосферы и успешно используется при решении научных и прикладных задач на протяжении более 40 лет. Исследования показывают, что модель IRI в среднем дает хорошие результаты по воспроизведению ионосферных параметров в спокойных геомагнитных условиях на средних широтах. Несмотря на несомненный успех в эмпирическом описании ионосферы, точность современных глобальных эмпирических моделей, включая IRI, в высокоширотных областях явно недостаточна для решения насущных прикладных задач [2]. Основные проблемы модельного описания высокоширотной ионосферы в модели IRI связаны с использованием архива наземных данных ионозондов по медианным значениям которых главный ионосферный провал (ГИП) с его основными морфологическими особенностями не выявляется [3]. В связи с этим предпринимаются попытки усовершенствовать опции расчета электронной концентрации в F области модели IRI в высокоширотном регионе [4, 5].

Еще одной проблемой в современных эмпирических моделях является выбор входных параметров. По большому счету электронная концентрация в ионосфере зависит от высоты, широты, долготы, времени, сезона, солнечной, геомагнитной, и атмосферной волновой активности. И если с пространственными и временными зависимостями электронной концентрации вопрос решается достаточно однозначно, то солнечная, геомагнитная и атмосферная активность могут быть учтены различными способами на основе соответствующих индексов. Отсутствие общепринятых индексов атмосферной активности значительно усложняет задачу учета атмосферно-ионосферного взаимодействия в современных прикладных моделях ионосферы. Индексы солнечной и геомагнитной активности хорошо известны и широко применяются для моделирования параметров ионосферы. Однако, и здесь мы сталкиваемся с различными трудностями. Так, до сих пор ни в одной глобальной модели не учитывается эффект задержки вариаций электронной концентрации относительно изменений день-от-дня индекса солнечной активности. Как показали наши последние исследования этот эффект задержки имеет вертикальную структуру с максимумом на высотах F2 слоя. Вопрос выбора оптимального индекса солнечной активности для моделирования ионосферных параметров остается открытым [6, 7]. Корректный же учет изменений геомагнитной активности в моделях представляется на настоящий момент трудно разрешимой задачей, поскольку сильно зависит от предыстории и развития магнитосферного возмущения [8].

Развитие ассимиляционных схем и проблема дефицита данных

Для решения прикладных задач необходим переход от «климатического описания» среды распространения радиоволн к оценке ее реального состояния. Для этого возможно использовать процедуры ассимиляции экспериментальных данных, полученных с помощью ионозондов, радаров некогерентного рассеяния и приемников сигналов GPS и ГЛОНАСС. Гибридные (ассимиляционные) модели ионосферы могут быть основаны на эмпирических и теоретических моделях. Так, например, в модели IRTAM используются данные сети станций вертикального зондирования ионосферы, предоставляемые GIRO (Global Ionospheric Radio Observatory), и техника нелинейной компенсации ошибок для корректировки коэффициентов CCIR модели IRI [9]. Таким образом, IRTAM, используя преимущества эмпирической модели IRI, позволяет перейти

от описания F области ионосферы в терминах космического климата к ее описанию в терминах космической погоды. Существуют также ассимиляционные процедуры, использующие модель IRI и данные абсолютных значений полного электронного содержания (ПЭС) [10, 11]. Однако, при данном виде коррекции мы можем частично быть уверенными только в улучшении описания ПЭС в некоторой окрестности рассматриваемого региона. При этом проверка эффективности данной методики указывает на то, что в целом коррекция моделей ионосферы по данным ПЭС не позволяет уменьшить ошибку определения foF2 [12] и соответственно не должна использоваться в таком виде в задачах загоризонтной радиолокации. Это объясняется значительными различиями модельных и наблюдаемых профилей электронной концентрации. Следует учитывать, что массив данных, по которым можно осуществлять корректировку всех ассимиляционных моделей в реальном времени достаточно ограничен и непостоянен. Именно поэтому развитие и создание численных моделей околоземного пространства до сих пор является важной научной и прикладной задачей.

Существующие проблемы тестирования модели ионосферы

В настоящий момент наиболее точными инструментами измерений электронной концентрации в максимуме F2 слоя ионосферы являются радары некогерентного рассеяния (РНР), станции вертикального зондирования, и низкоорбитальные спутники. Тестирование моделей по наземным данным чрезвычайно сильно ограничено, во-первых, тем, что наземных станций нет на огромных труднодоступных территориях, в особенности занятых океанами. Во-вторых, данным наземного зондирования можно доверять только в среднеширотной ионосфере, в меньшей степени в экваториальной, и еще в меньшей степени в высокоширотной. Это связано с неоднородностями плазмы, явлениями F рассеяния на низких и высоких широтах, системами экваториальных и авроральных токов и значительным поглощением радиоволн в высокоширотной нижней ионосфере. В результате, как следует из результатов [3] широтные разрезы NmF2, построенные на основе медианных значений, полученных по данным станций вертикального зондирования в авроральной и субавроральной ионосфере также как международная модель IRI не выявляют существование ГИП. В действительности же ГИП является главной структурной особенностью субавроральной ионосферы и именно он определяет ее динамику [4]. Поэтому в области главного ионосферного провала (особенно на авроральной стенке провала) для сравнения моделей требуется использование радарных и спутниковых наблюдений. В качестве источников данных при этом могут быть использованы данные радаров EISCAT и Poker Flat, а также спутников DMSP, CHAMP и SWARM и данных радиозатменных наблюдений спутников CHAMP, GRACE и COSMIC. Это принципиально важно для труднодоступных областей, где вообще нет наземных станций. Использование радиозатменных данных обусловлено их большим количеством, но неизбежно сопряжено с достаточно большими погрешностями вследствие грубого приближения сферической симметрии, которое используется в этой методике для определения вертикального профиля электронной концентрации [13]. Таким образом, для корректного сравнения результатов различных моделей требуется комплексная мультиинструментальная валидация.

Заключение

Проведенное исследование обозначило проблемы описания ионосферы как среды распространения радиоволн существующие в настоящее время при решении прикладных задач.

1. Климатические модели требуют существенной доработки и валидации.
2. Ассимиляционные схемы могут быть успешно использованы, но не существует единого подхода и набора данных наблюдений для эффективного решения различных прикладных задач.

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ (грант № 17-77-20009) и РФФИ в рамках научного проекта № 18-55-52006.

Список литературы

1. 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. 2017. – V. 15, – P. 418–429, doi:10.1002/2016SW001593.
2. Themens D.R., Jayachandran P.T., Nicolls M.J., MacDougall J.W. A top to bottom evaluation of IRI 2007 within the polar cap // J. Geophys. Res. Space Physics. – V. 119. – P. 6689–6703. 2014.
3. Деминов М.Г., Деминов Р.Г., Шубин В.Н. Свойства медианы критической частоты F2-слоя в ночной субавроральной ионосфере при низкой и средней солнечной активности // Геомаг. и Аэрон. 2016. – Т. 56. № 6. –С . 1–7.
4. Karpachev A.T., Klimenko M.V., Klimenko V.V., Pustovalova L.V. Empirical model of the main ionospheric trough for the nighttime winter conditions // J. Atmos. and Solar-Terr. Phys. V. 146. P. 149–159. 2016.
5. Themens D. R., Jayachandran P. T., Galkin I., and Hall C. The Empirical Canadian High Arctic Ionospheric Model (E-CHAIM): NmF2 and hmF2 // J. Geophys. Res. Space Physics, 2017. – V. 122. – P. 9015– 9031, doi:10.1002/2017JA024398.
6. Чирик Н.В., Клименко М.В., Карпачев А.Т., Ратовский К.Г., Клименко В.В., Лещенко В.С., Коренькова Н.А. Оптимальный индекс солнечной активности связанный с F10.7, для эмпирической модели F2-слоя ионосферы // Химическая физика. 2018. – Т. 37. № 7. – С. 93–96. doi: 10.1134/S199079311804005X.
7. Деминов М.Г., Деминова Г.Ф. Индекс солнечной активности для долгосрочного прогноза критической частоты F 2-слоя // Геомаг. и Аэрон. 2019. – Т. 59. № 2. –С . 191–198. doi: 10.1134/S0016794019020068
8. Ратовский К.Г., Клименко М.В., Клименко В.В., Чирик Н.В., Коренькова Н.А., Котова Д.С. Эффекты последствий геомагнитных бурь: статистический анализ и теоретическое объяснение // Солнечно-Земная Физика. 2018. – Т. 4, № 4. – С. 32-42.
9. Galkin I. A., Reinisch B. W., Huang X., Bilitza D. Assimilation of GIRO data into a real-time IRI // Radio Sci. 2012. – V. 47. –P. RS0L07. doi:10.1029/2011RS004952.
10. Maltseva O., Mozhaeva N., Poltavsky O., Zhbakov G. Use of TEC global maps and the IRI model to study ionospheric response to geomagnetic disturbances // Adv. Space Res. 2012. – V. 49. № 6, –P. 1076-1087.
11. Ovodenko V.B., Trekin V.V., Korenkova N.A., Klimenko M.V. Investigating range error compensation in UHF radar through IRI-2007 real-time updating: Preliminary results // Advances in Space Research. 2015. – V. 56. № 5, – P. 900-906, doi:10.1016/j.asr.2015.05.017.
12. Котова Д.С., Оводенко В.Б., Ясюкевич Ю.В., Клименко М.В., Мыльникова А.А., Козловский А.Е., Гусаков А.А. Коррекция эмпирических ионосферных моделей IRI-Plas и NeQuick в высокоширотном регионе с использованием данных отдаленных приемников сигналов глобальных навигационных спутниковых систем // Химическая физика. 2018. – Т. 37, № 7. – С. 87–92, doi: 10.1134/S0207401X18070129.
13. Чирик Н.В., Клименко М.В., Клименко В.В., Карпачев А.Т., Ратовский К.Г., Коренькова Н.А. Принципы обработки и отбора данных радиозатменных наблюдений для исследования F2-слоя ионосферы // Химическая физика. 2017. – Т. 36. № 12. –С. 66–74.

Том I, с. 196–202
УДК: 551.510.535

ОСОБЕННОСТИ ДОЛГОПЕРИОДНЫХ ТРЕНДОВ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ F2 ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ В Г. ТОМСКЕ

С. А. Колесник, М. В. Пикалов, А. А. Колмаков

Национальный государственный Томский государственный университет,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: serkol@mail.tsu.ru, pikalov@mail.tsu.ru, kolmakov@mail.tsu.ru

Аннотация. В докладе рассмотрены особенности долгопериодных трендов основных параметров F2 области ионосферы в г. Томске. Тренды критической частоты в зависимости от цикла солнечной активности имеют как положительную, так и отрицательную тенденцию, последнюю преимущественно. При этом тренды критической частоты и действующей высоты F2 области ионосферы зависят помимо как от уровня солнечной активности, так и от времени суток и от сезона года.

Ключевые слова: ионосфера, критическая частота, тренды

FEATURES OF LONG-PERIOD TRENDS OF MAIN PARAMETERS F2 OF THE IONOSPHERE AREA IN TOMSK

S. A. Kolesnik, M. V. Pikalov, A. A. Kolmakov

Abstract. The report discusses the features of the long-term trends of the main parameters of the F2 region of the ionosphere in the city of Tomsk. The trends of the critical frequency, depending on the solar activity cycle, have both a positive and a negative trend, the latter predominantly. In this case, the trends of the critical frequency and the effective altitude F2 of the ionosphere region depend, in addition to both the level of solar activity, and the time of day and season of the year.

Keywords: ionosphere, critical frequency, trends

Введение

Экспериментальные исследования ионосферной плазмы в России (СССР) начались в Томске, и были связаны с полным солнечным затмением 19 июня 1936 года. К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный и теоретический материал по физическим процессам в ионосфере. Под основными ионосферными параметрами, как правило, принято понимать критические частоты и действующие (или истинные) высоты ионосферных слоев. При этом, считается, что наиболее значимым является регулярный (постоянно существующий вне зависимости от чего-либо) F2 слой ионосферы, в котором значения критической частоты (f_oF2) являются максимальными.

В настоящее время данные Томской ионосферной станции (ТИС) имеют самый длинный и однородный ряд в мире (частота дискретизации 15 мин, 96 значений f_oF2 за сутки), и охватывают период более чем 80 лет (1936 – 2018 гг.). Ряд данных ионосферных параметров ТИС за этот период времени составляет более семи 11-летних циклов солнечной активности. Этот фактор позволяет получать достоверные оценки параметров трендов в зависимости от времени суток и сезона года.

Проблема долговременных трендов (изменений) параметров атмосферы и ее верхней, ионизованной части – ионосферы – стала широко обсуждаться с начала 90-х годов прошлого века. И до настоящего времени актуальность таких исследований не снижается [1–18]. Весьма существенным параметром при оценке трендов (и это принято большинством авторов) считается значение статистической значимости по критерию Фишера. Высокий коэффициент определенности, превышающий 0.9 и дающий статистическую значимость по критерию Фишера более 95%, а

иногда как в случае с томскими данными – $\sim 99\%$ и выше, достигается выбором исходных рядов данных, причем особенно длительностью этих рядов. Поэтому анализ климатических трендов в ионосфере, в первую очередь, необходимо проводить по данным Томской ионосферной станции, что и является предметом изучения.

Обсуждение результатов

Для расчета трендов основных ионосферных параметров использовались среднечасовые данные, в итоге было получено 623230 среднечасовых значений $foF2$ за весь период наблюдений, которые представлены на рисунке 1. Для учета и описания наблюдаемых изменений в $foF2$ требуется учесть ряд дополнительных факторов – влияющих величин, находящихся с основными параметрами в причинно-следственной связи.

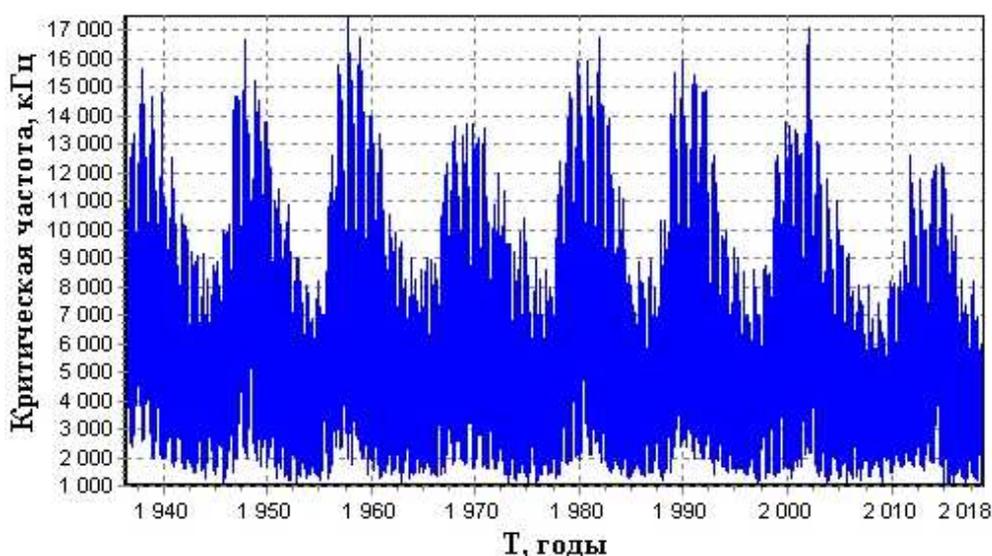


Рис. 1. Среднечасовые значения критической частоты за период 1936-2018 гг.

В качестве гелиогеофизических условий рассматривались солнечная и геомагнитная активность. В качестве характеристики солнечной активности был выбран индекс солнечной активности $F10.7$, а в качестве геомагнитной активности – A_p индекс. Индекс $F10.7$ характеризует плотность потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10,7 см (на частоте 2800 МГц). Данные по индексу $F10.7$ были взяты с сайта Национального центра геофизических данных National Geophysical Data Center, Boulder, USA (<http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr>) за период до 2007 года, и за последние годы с сайта ftp://ftp.geolab.nrcan.gc.ca/data/solar_flux/daily_flux_values/fluxtable.txt (Natural Resources Canada). Данные представляют собой выборку из 613249 суточных значений (рисунок 2) за исследуемый период (с февраля 1947 года).

За весь период наблюдений минимальное значение $F10.7$ составило 61,6, максимальное – 457,9 (зафиксировано 07 апреля 1947), среднее значение с учетом среднеквадратического разброса – 125.1 ± 53.4 (рисунок 2).

Хорошо известно, что $foF2$ в первую очередь зависит от сезонно-суточных вариаций, долготы широты и от уровня солнечной активности. Но так как исследование проводится по данным Томской ионосферной станции, то в остатке остается только сезонно-суточные вариации и солнечная активность. Спектральный анализ исходных данных показал, что имеют место выраженные квазипериодические вариации критической частоты и значений индекса солнечной активности. Основные гармоники спектра $foF2$ соответствуют периодам ~ 11 лет, ~ 1 году и ~ 11 суткам. Спектральные гармоники $F10.7$ также имеют несколько квазигармонических составляющих со следующими периодами: 11 лет, 29 лет, 49 лет.

Для определения статистической взаимосвязи основных параметров – критической частоты $foF2$ регулярного слоя F2 ионосферы с индексом солнечной активности $F10.7$ был применен

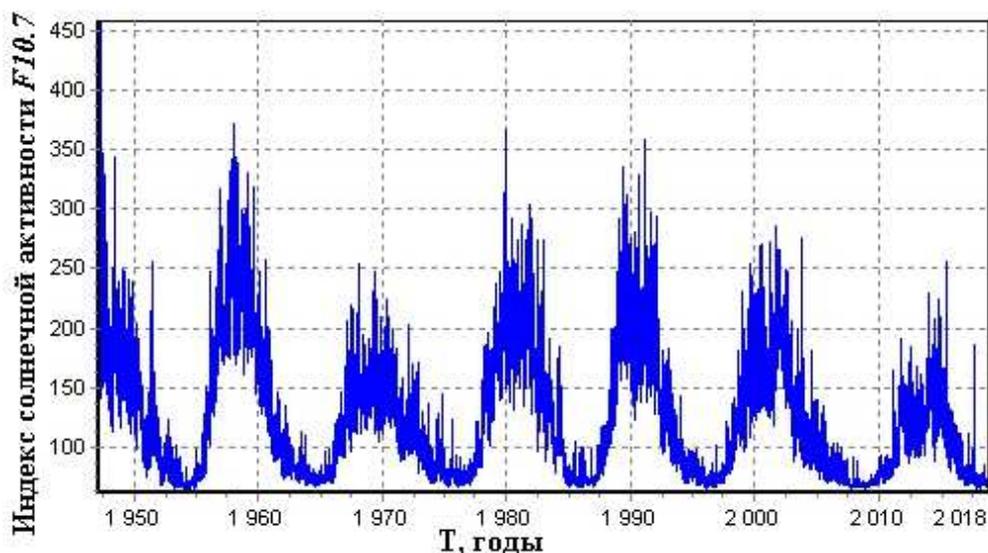


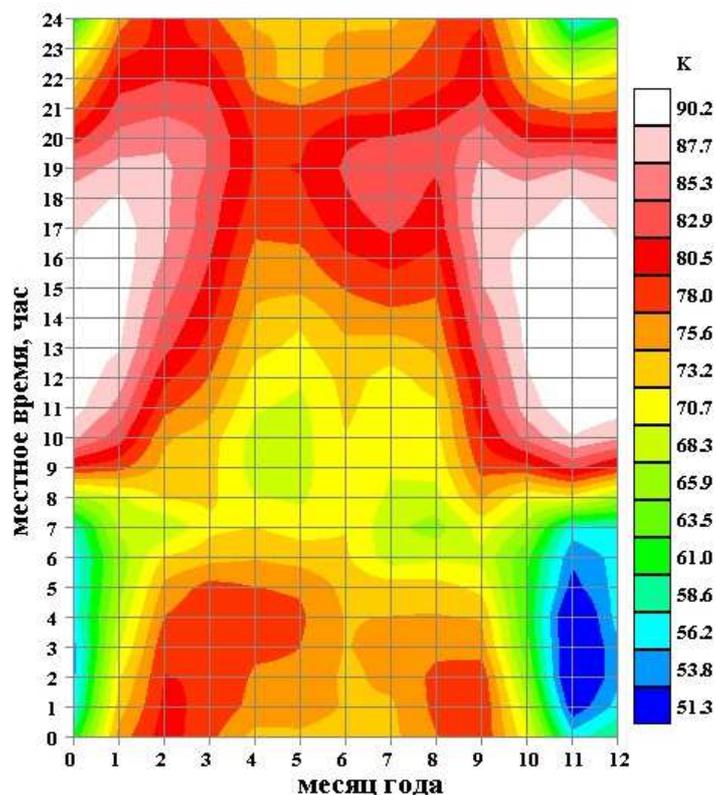
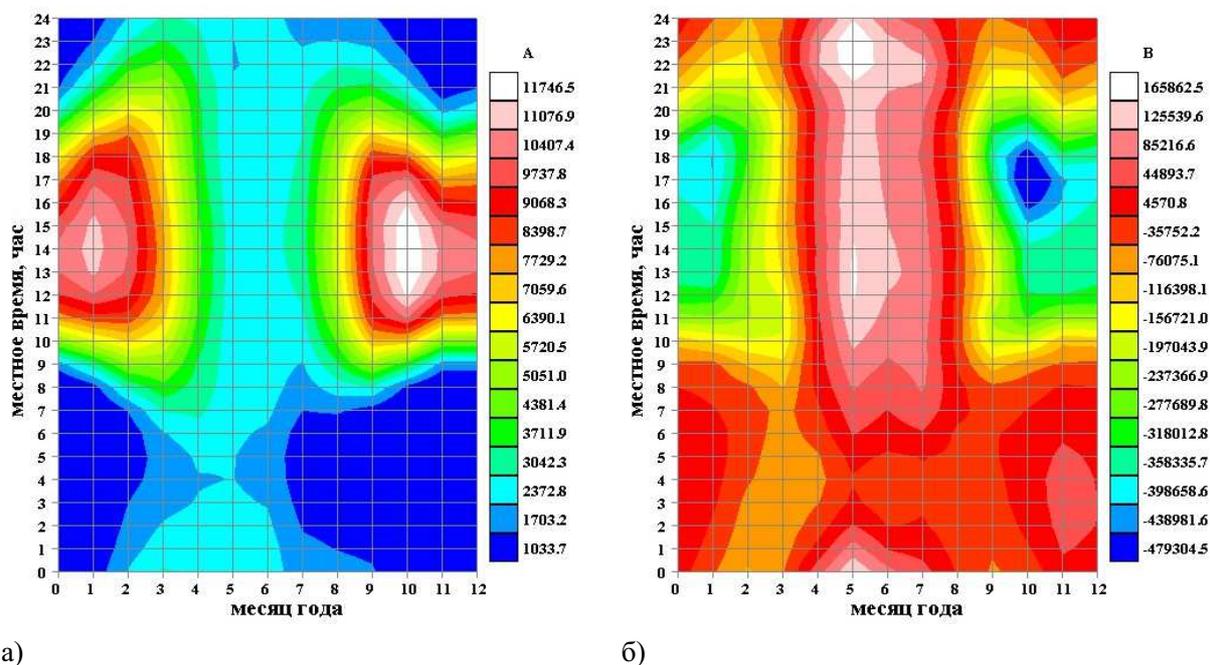
Рис. 2. Суточные значения индекса солнечной активности $F10.7$ за период 1947 – 2018 гг.

корреляционно-регрессионный анализ. Линейный коэффициент корреляции (R , выраженный в процентах) рассчитанный по всем выборке исходных данных составил $R(f_oF2, F10.7) = 0.49\%$, $R(f_oF2, A_p) = 0.01\%$. На рисунке 3 представлены сезонно-суточные распределения коэффициента корреляции между электронной концентрацией ($NmF2$) с индексом солнечной активности $F10.7$ в зависимости от времени суток и сезона года. Важно отметить, что коэффициент корреляции между $NmF2$ и $F10.7$ (рисунок 2) имеет только положительные значения, то есть с увеличением солнечной активности возрастает электронная концентрация. Статистическая взаимосвязь электронной концентрации с индексом солнечной активности $F10.7$ находится в пределах $51.3\% < R < 90.2\%$. Максимальные значения коэффициента корреляции приходятся на дневные часы (12 – 17 LT) в период с октября по февраль, а минимальные значения на ночные часы (0 – 5 LT) в период с ноября по февраль.

Регрессионный анализ показал, что статистическая взаимосвязь основных параметров регулярного слоя F2 ионосферы ($NmF2$ и $h'F2$) с индексом солнечной активности $F10.7$ имеет линейный вид типа $Y=A \times X+B$, где Y – основные параметры ионосферы, X – индекс солнечной активности $F10.7$, A и B – коэффициенты этой регрессии.

Сезонно-суточное распределение коэффициентов A и B линейной регрессии $NmF2 = A \times F10.7 + B$ представлено на рисунке 4. Здесь максимальные значения коэффициента A наблюдаются в дневные часы с октября по февраль, а коэффициент B максимален в летние месяцы и в основном в послеполуденные часы. Устойчивая взаимосвязь $NmF2$ с $F10.7$ также подтверждается высоким значением коэффициента корреляция (рисунок 4).

Известно, что солнечная активность имеет циклическую повторяемость с периодом примерно 11 лет. У каждого цикла солнечной активности есть свой период, амплитуда и форма временной изменчивости. На рисунках 5 и 6 представлены ряды суточных значений $F10.7$ и f_oF2 за 6 полных 11-летних циклов солнечной активности. Желтой линией показан тренд за весь период наблюдений, а красными линиями показаны тренды индекса солнечной активности $F10.7$ в каждом отдельном 11-летнем цикле солнечной активности.

Рис. 3. Сезонно-суточное распределение $R(NmF2, F10.7)$ 

а)

б)

Рис. 4. Сезонно-суточное распределение коэффициентов регрессии $NmF2$ с $F10.7$ а) – А, б) – В.

При этом тренды за весь период наблюдений выражаются следующими образом:

$$F10.7 = -0,6 \times t + 142,4,$$

$$f_oF2 = -16 \times t + 6016,$$

где f_oF2 – в кГц; t – время в годах.

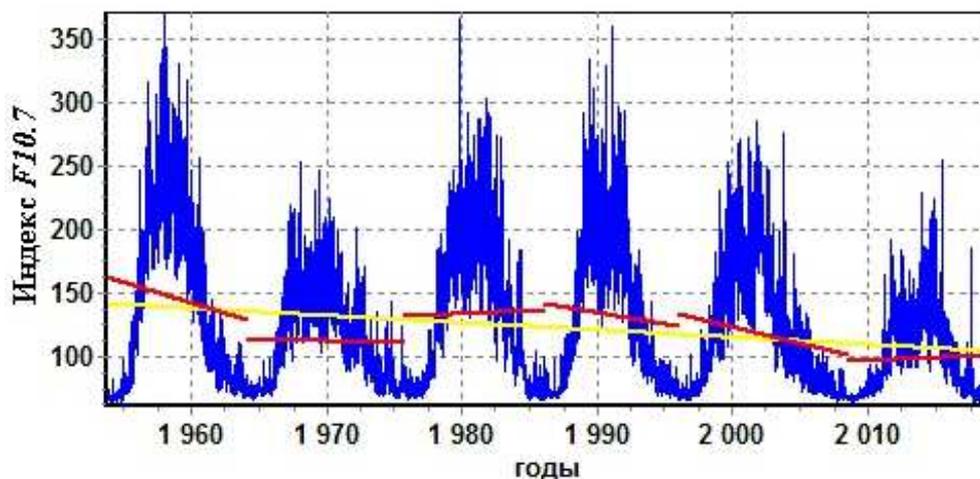


Рис. 5. Тренды $F10.7$ за весь исследуемый период (желтая линия) и в каждом 11-летнем солнечном цикле (красные линии).

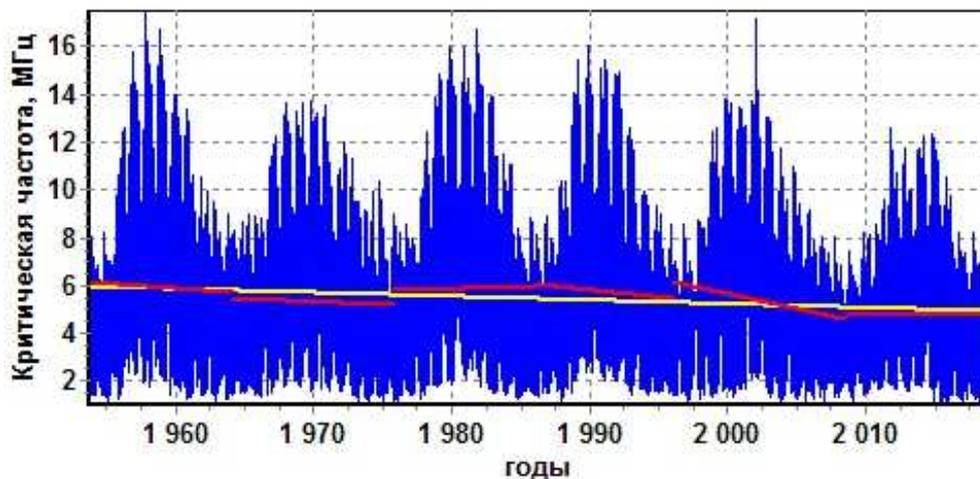


Рис. 6. Тренды f_oF2 за весь исследуемый период (желтая линия) и в каждом 11-летнем солнечном цикле (красные линии).

Таблица 1. Коэффициенты линейных трендов критической частоты в зависимости от цикла солнечной активности.

№ цикла	Период цикла	A	B
19	апрель 1954г – октябрь 1964г	-45.3	6190.6
20	октябрь 1964г – июнь 1976г	-24.3	5503.9
21	июнь 1976г – сентябрь 1986г	12.9	5825.9
22	сентябрь 1986г – май 1996г	-64.9	6111.8
23	май 1996г – январь 2009г	-129.2	6193.2
24	январь 2009г – (пока еще не закончился, данные приведены до декабря 2018г)	2.7	4792.4

Для цифрового сопровождения приведенных рисунков 5 и 6 в таблице 1 представлены абсолютные значения периодов циклов солнечной активности и коэффициенты линейной регрессии в зависимости от номера цикла.

Заключение

Тренды критической частоты в зависимости от цикла солнечной активности имеют как положительную, так и отрицательную тенденцию, последнюю преимущественно. Самое минимальное значение уменьшения критической частоты приходится на 23-й цикл солнечной активности и составляет -129,2 кГц/год, а в среднем за 82-х летний период наблюдения на Томской ионосферной станции критическая частота уменьшается с градиентом -162 кГц/год. При этом тренды критической частоты и действующей высоты F2 области ионосферы зависят помимо как от уровня солнечной активности, так и от времени суток и от сезона года.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-45-700023).

Список литературы

1. Данилов А.Д. Параметры ионосферного слоя F2 как источник информации о трендах динамики термосферы / А.Д. Данилов, Л.Б. Ванина-Дарт // Геомагнетизм и аэрномия. – 2010, Т.50, № 2. – С. 195-208.
2. Данилов А.Д. Долговременные тренды в верхней атмосфере и ионосфере (обзор) // Геомагнетизм и аэрномия. – 2012, Т.53, № 3. – С. 291-312.
3. Danilov A.D. Long-term trends of foF2 independent of geomagnetic activity // *Annals Geophysical*. – 2003, 21. – pp. 1167-1176.
4. Деминов М.Г. Долговременные изменения критической частоты F2-слоя на средних широтах в полдень / М.Г. Деминов, А.В. Гарбацевич, Р.Г. Деминов // Геомагнетизм и аэрномия. – 2001, Т.41, № 1. – С.105-111.
5. Тарашук Ю.Е., Цибилов Б.Б. Долгопериодные тренды критических частот по данным ионосферных станций Томска и Слоу / Ю.Е. Тарашук, Б.Б. Цибилов // Вестник ТГУ. Серия физика. – 2003, № 278. – С. 150-153.
6. Костюкевич С.М., Цибилов Б.Б. Анализ долгопериодных вариаций параметров слоя F2 ионосферы по данным томской ионосферной станции за период 1936-2003 гг. Известия ВУЗов. Физика. – 2005, Т.48, № 6. – С. 127-128.
7. Konstantinova A.V. Choice of series of initial data in deriving trends in the ionospheric F2-layer parameters / Konstantinova A.V., Danilov A.D. // *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2015. – Т. 55, № 3. – С. 344-352.
8. Fagre M. On some consequences of upper atmosphere cooling over HF signal propagation / M. Fagre, B.S. Zossi, Z Saavedra, A. G. Elias // 10-th Workshop on Long-Term Change and Trends in the Atmosphere. Hefei, China, May 14-18. – 2018.
9. Golitsyn G.S Long-term temperature in the middle and upper atmosphere / G.S. Golitsyn, A.I. Semenov, N.N. Shefov, L.M. Fishkova, E.V. Lysenko, S.P. Perov // *Geophys. Res. Lett.*–1996, V.23, № 14. – pp. 1741-1744.
10. Gnabahou D.A. Long-term trend of foF2 at a west African equatorial station / D.A. Gnabahou, A.G. Elias // *Abstr. 7th IAGA/ ICMA/CAWSES Workshop on Long-Term Changes 4 and Trends in the Atmosphere*, 11–14 September, 2012 Buenos Aires, Argentina. – 2012. – P. 53.
11. Khaitov R.K. Seasonal, diurnal variations in critical frequency in the F2 layer over middle latitudes / R.K. Khaitov, S.A. Kolesnik, V.T. Sarychev // *Abstr. 7th IAGA/ICMA/CAWSE Workshop on Long Term Changes and Trends in the Atmosphere*, 11–14 September, 2012, Buenos Aires, Argentina. – 2012. – P. 50.
12. Laštovička J. Trends in the upper atmosphere and ionosphere: Recent progress // *J. Geophys. Res. Space Physics*. – 2013. 118, – pp. 3924–3935, doi:10.1002/jgra.50341.

13. Solomon S. C. Whole atmosphere simulation of anthropogenic climate change / S.C. Solomon, H.-L. Liu, D.R. Marsh, J.M. McInerney, L. Qian, F.M. Vitt // *Geophysical Research Letters*. – 2018, V. 45. <https://doi.org/10.1002/2017GL076950>
14. Zhang, S.R. Millstone Hill ISR observations of upper atmospheric long-term changes: Height dependency / S.R. Zhang, J.M. Holt, J. Kurdzo // *J. Geophys. Res.* V. 116. A00H05; doi: 10.1029/2010JA016414. 2011.
15. Macmillan S., Droujinina A. Long-term trends in geomagnetic daily variation / S. Macmillan, A. Droujinina // *Earth Planets Space*. – 2007, V. 59. – pp. 391–395.
16. Шубин В.Н. Тренды критических частот слоя F2 ионосферы по данным станции Слоу / В.Н. Шубин, А.Я. Фельдштейн // *Геомагнетизм и аэрномия*. – 1995, Т.35, № 2. – С. 171-175.
17. ITU (официальный сайт). Recommendations ITU-R P. 1239-2. ITU-R Reference Ionosphere Characteristics. Geneva. 2009. [Электронный ресурс]. URL: <https://www.itu.int/rec/R-REC-P.1239-2-200910-S/en>. Режим доступа: свободный (дата обращения: 19.12.2018).
18. Сарычев В.Т. Тренды и секторная структура межпланетного магнитного поля // *Геомагнетизм и аэрномия*. – 2006, Т.46, № 3. – С. 325-333.

Том I, с. 203–207
УДК: 621.371/372

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ НА ПРЕДЕЛЬНОЙ ДАЛЬНОСТИ ОДНОСКАЧКОВОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ В УСЛОВИЯХ НИЗКОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

И. В. Крашенинников, В. Н. Шубин

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова
РАН (ИЗМИРАН), 108840, Россия, Москва, Троицк, Калужское ш. 4
E-mail: krash@izmiran.ru*

Аннотация. Рассматривается возможность формирования особенности, в форме глубокого провала, в частотной зависимости энергетических параметров волнового поля на классической предельной дальности односкачкового ионосферного распространения радиоволн в условиях низкой солнечной активности. Модельные расчеты в рамках глобальной ионосферной модели как со стандартным (IRI), так и альтернативным (IRI+SDMF2) представлением слоя F2 ионосферы сопоставляются с экспериментальными результатами.

Ключевые слова: ионосфера; ионосферное распространение радиоволн; модовая структура; волновое поле, статистические модели ионосферы

FREQUENCY DEPENDENCE OF THE WAVE FIELD AMPLITUDE FOR THE LONG ONE-HOP LIMITING PATHS IN LOW SOLAR ACTIVITY CONDITIONS

I. V. Krasheninnikov, V. N. Shubin

Abstract. Possibility of formation the feature, in a form of deep through, in frequency dependence of the wave field power for one-hop paths with classical limiting distances in ionospheric radio waves propagation at low level of solar activity is considered. Model calculations in the framework of the global ionospheric model IRI with as standard (IRI) so alternative (IRI+SDMF2) representation the F2 layer of the ionosphere are compared with some experimental results.

Keywords: ionosphere; ionospheric radio wave propagation; modes structure; waves field; MS Word; empirical ionospheric models

Введение

Модовая структура волнового поля в краевой задаче ионосферного распространении радиоволн определяется следующими базовыми факторами: положением терминальных точек, уровнем солнечной активности и локальным временем в области средней точки радиотрассы. Уже на расстояниях в ~ 500 км, характерных для односкачкового распространения, сказывается кривизна земной поверхности. Так для мод слоя E ионосферы с характерным высотным максимумом 110 км дальность прохождения не превышает ~ 2500 км. Для F2-слоя определен специальный ионосферный параметр – M3000F2, который представляет собой отношение $MPP(3000)F2/foF2$, где $MPP(3000)F2$ – максимально-применимая частота на дальности в 3000 км, $foF2$ – критическая частота слоя F2 ионосферы. Хотя односкачковое прохождение декаметровых радиоволн может быть значительно дальше 3000 км (при благоприятных условиях до ~ 4500 км), дальность в 3000 км является параметром, характеризующим определенную однородность моды 1F2, в частности, принципиальное существование нижнего луча и, следовательно, наличие точки смыкания следов верхних и нижних лучей – МПЧ. Другим важным параметром, характеризующим перенос излучения, является наименьшая наблюдаемая (наименьшая применимая) частота – ННЧ(НПЧ), т.е. частота, на которой физически регистрируется волновое поле от излучателя (выделяется из

фоновых электромагнитных шумов). ННЧ, в отличие от МПЧ, зависит от технических средств передачи-приема электромагнитных волн и от энергетических потерь при распространении волны. По умолчанию предполагается, что в частотном интервале [ННЧ, МПЧ] при условии изотропного излучения и приема суммарное волновое поле существует на любой частоте и, как правило, имеет явно выраженный тренд к монотонному возрастанию вследствие уменьшения поглощения энергии волны с ростом частоты. Также будет возрастание с частотой и соотношения сигнал/шум – SNR (signal to noise ratio), поскольку основная компонента фонового электромагнитного шума – атмосферная уменьшается с ростом частоты [1]. Однако в условиях низкой солнечной активности в локально дневное время суток может реализоваться ситуация, когда как амплитуда волнового поля, так и SNR имеют глубокий провал внутри интервала существования [ННЧ, МПЧ], что может приводить, в частности, к понижению надежности работы ионосферных радиокommunikационных систем.

Численное моделирование

Технология моделирования основана на приближении геометрической оптики в краевой задаче ионосферного распространения радиоволн и представлении комплексного показателя преломления в виде вещественной составляющей, ответственной за расходящуюся, и мнимой, существенно меньшей, определяющей поглощение в плазме [2]. Электронная плотность определялась как глобальной ионосферной моделью IRI [3] с параметрами главного ионосферного максимума, задаваемыми базовыми коэффициентами CCIR, так и в опциональном режиме – моделью GDMF2 (Global Dynamic Model of the F2 layer) [4] с временным масштабом применения – сутки и учетом геомагнитных данных (далее IRI+GDMF2). Рассматривались радиотрассы меридионального и широтного направления с дальностями 1500, 2000, 2500 и 3000 км с общим конечным приемным пунктом Москва (ИЗМИРАН) для солнечной активности: максимум – 2014 г. и минимум – 2018 г.

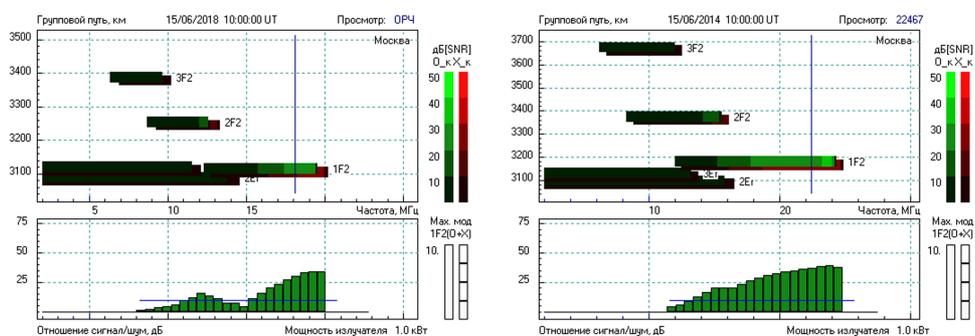


Рис. 1. Модовая структура волнового поля на дальности 3000 км меридионального направления в модели IRI+GDMF2 для высокой ($R \sim 110$, 10:00 UT, июнь 2014 г.) и низкой ($R \sim 10$, 10:00 UT, июнь 2018 г.) солнечной активности. Мощность излучения – 1 кВт, частотная полоса – 2.6 кГц, антенны – изотропные.

На рис. 1 представлен пример синтезированных данных для локального полуденного времени в пункте Москва (ИЗМИРАН) для радиотрасс канонической предельной дальности односкачкового распространения в условиях высокого и низкого уровней солнечной активности. Хорошо видно, что для низкой солнечной активности частотные интервалы мод 1F2 и 2F2 слабо перекрываются и формируется глубокий провал, достигающий, практически, до нулевых значений, в суммарной частотной зависимости SNR (правая панель). В приведенном примере южная меридиональная направленность радиотрассы дает минимальную продольную неоднородность электронной компоненты ионосферной плазмы. Для более неоднородного широтного направления в это же время провал в амплитуде поля выражен более отчетливо и может иметь место и при средней и, при определенных условиях, даже высокой солнечной активности. Из рис. 1 также можно видеть, что при низкой солнечной активности уменьшается поглощение волны в нижней части ионосферы, что приводит к уменьшению ННЧ более чем на 4 МГц. Этот эффект связан с пони-

жением электронной плотности n_e в слоях E и D ионосферы, а поскольку эффективная частота соударений электронов ν_e крайне слабо зависит от уровня солнечной активности, то поглощение, определяемое соотношением $n_e \nu_e / \mu$, где μ - вещественная часть показателя преломления, уменьшается.

Физические причины

Можно выделить три основных физических фактора, влияющих на формирование провала в частотном диапазоне переноса излучения на большие расстояния при односкачковом распространении радиоволн: а) кривизна земной поверхности, б) значительно большее влияние солнечной активности на параметры слоя F2, по сравнению со слоем E, ионосферы и в) влияние нижележащей ионизации, включая переходную область E-F2, на нижнюю границу моды 1F2. Рис. 2 иллюстрирует проявление сферичности земной поверхности в модовой структуре волнового поля на расстоянии терминальных пунктов ~ 4200 км – след моды 1F2 существует только в виде следа верхнего луча, отражающегося на высотах в нижней окрестности максимума слоя F2. Увеличение продольной неоднородности с течением времени приводит к ослаблению волнового поля моды 1F2 (рис. 2, правая панель). (Всплески SNR в частотной области существования 1F2 в 11:00 UT обусловлены, по-видимому, фокусировочными проявлениями при прохождении внутренней акустико-гравитационной волны – АГВ и на МПЧ).

Отношение $foF2$ и $foEr$ в максимуме (2014 г.) и минимуме (2018 г.) солнечной активности составляет ~ 1.5 и ~ 1.1 , что проявляется и в МПЧ – разность для моды 1F2 ~ 5 МГц, а для моды 2Er ~ 1 МГц (нет односкачкового отражения для дальности в 3000 км). Следует отметить, что для моды 1F2 увеличение МПЧ не пропорционально увеличению $foF2$ – для критических частот отношение составляет ~ 1.55 , а для МПЧ оно гораздо меньше ~ 1.25 , что связано со сложным механизмом формирования максимально применимой частоты, в частности, ее величина определяется $Ne(h)$ - профилем в нижней части слоя F2 ионосферы. Наличие нижележащего регулярного слоя E проявляется в нижней границе следа моды 1F2 – минимальные частоты моды 1F2 практически одинаковы и волновое поле характеризуется большими энергетическими потерями, в основном, обусловленными повышенной геометрической расходимостью в переходной области от слоя E к слою F2 - рис. 1.

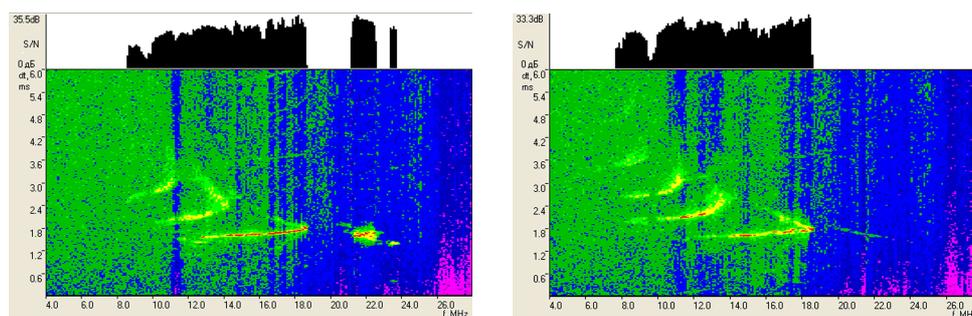


Рис. 2. Модовая структура волнового поля для дальности радиотрассы наклонного радиозондирования ионосферы ~ 4200 км Иркутск (ИСЗФ)-Москва (ИЗМИРАН) 08.09.2011: 11:00 UT (левая панель) и 12:45 UT (правая панель).

Экспериментальные результаты

Экспериментальное подтверждение существования провала в амплитудно-частотной зависимости на предельных дальностях односкачкового прохождения декаметровых радиоволн можно видеть из усредненных по 7-ми реализациям результатов регистрации уровня информационного сигнала в сканирующем узкополосном режиме в диапазоне 10-20 МГц для широтной радиолинии ~ 3100 км, приведенных на рис. 3. Амплитуда информационного сигнала показывает превышение полезного сигнала над помехами, определяет эффективность передачи информации и, в общем аспекте, отражает отношение сигнал/шум, хотя и имеет несколько более сложную

природу. Так из рис. 3 (левая панель) видно, что максимальное значение данного параметра достигается не на частотах в окрестности МПЧ 1F2, как следует из модельного расчета SNR, а несколько ниже, где реализуется практически одномодовый режим прохождения радиоволн без мешающего (помехового) действия верхних лучей (рис. 2). Прогнозные условия прохождения радиоволн с техническими параметрами радиокommunikационной системы и среднемесячными параметрами солнечной активности представлены в нижней части рис. 2 в модельном представлении ионосферы IRI и можно видеть достаточно высокое качественное и количественное соответствие расчетов экспериментальным данным. Так, например, проявляется влияние продольного градиента электронной плотности на радиотрассе на параметры провала - для времени 15:00 UT, когда продольная неоднородность электронной плотности существенно возрастает, имеет место формирование выраженного провала в амплитудно-частотной зависимости волнового поля.

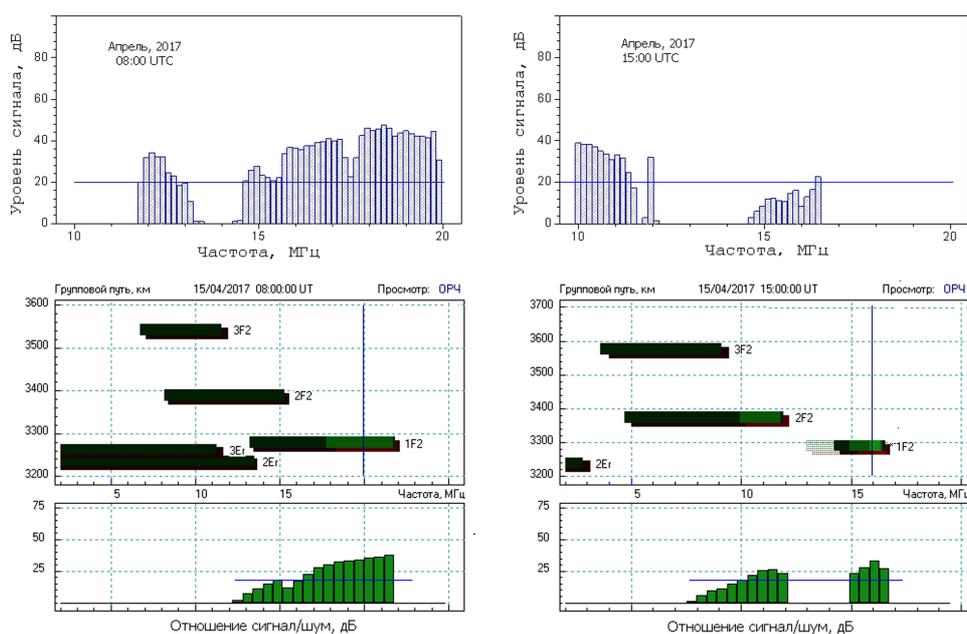


Рис. 3. Экспериментальные (усредненные) результаты работы радиокommunikационной системы в режиме частотного сканирования интервала 10–20 МГц (верхние панели) и рассчитанные в модели IRI N3-ионограммы для апреля 2017 г.

Заключение

Результаты численного моделирования и анализ экспериментальных данных показывают, что в периоды минимума солнечной активности для радиотрасс с дальностями, близкими к канонической предельной дальности для однокачкового распространения, значительно возрастает вероятность образования глубокого провала в амплитудно-частотной зависимости волнового поля, что может приводить, в частности, к понижению надежности работы ионосферных радиокommunikационных систем.

Список литературы

1. Maslin N.M. HF Communication: A System Approach. Pitman Publishing, 1987. – 240 p.
2. Bilitz, D., Altadill D., Truhlik V., Shubin V., Galkin I., Reinisch B., and Huang X. International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to real-time weather predictions // Space Weather. – 2017. – Vol.15. – P. 418–429. doi:10.1002/2016SW00159
3. Крашенинников И.В. Модель IRI в задаче оценки энергетических характеристик волнового поля в ионосферном распространении радиоволн // Гелиогеофизические исследования. – 2018. – Выпуск 17. – С. 1–6.
4. Шубин В. Н., Деминов М.Г. Глобальная динамическая модель критической частоты F2-слоя ионосферы // Геомагнетизм и аэрномия. – 2019. – Т. 59. (в печати).

Том I, с. 207–210

УДК: 550.388.2

РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ С БОРТА ВЫСОКООРБИТАЛЬНОГО КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НАД АРКТИЧЕСКИМ РЕГИОНОМ

И. В. Романов¹, Г. В. Гивишвили², Н. П. Данилкин¹, И. В. Крашенинников²,
М. Ю. Филиппов¹

¹ *Институт прикладной геофизики им. академика Е.К. Федорова (ИПГ), 129128, Россия, Москва, Ростокинская ул., 9*

² *Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), 108840, Россия, Москва, Троцк, Калужское ш. 4
E-mail: krash@izmiran.ru*

Аннотация. Рассматривается метод многочастотного радиопросвечивания ионосферы с использованием высокоэллиптических КА и наземных приемных модулей с особенностями его реализации в Арктическом регионе. Анализируются возможности метода, в частности, энергетический потенциал регистрации минимальной проходящей частоты – частоты отсечки - с использованием, как классических импульсных радиосигналов, так и линейно-частотно модулированного излучения. Обсуждаются физические предпосылки реализации метода и модовая структура транзиограмм, в том числе, при наличии крупномасштабных неоднородностей электронной плотности.

Ключевые слова: многочастотное радиопросвечивание, бортовой ионозонд, импульсные радиосигналы, линейно-частотно модулированное излучение

RADIOSOUNDING OF THE IONOSPHERE FROM THE BOARD A HIGH-ORBIT SPACECRAFT OVER THE ARCTIC REGION

I. V. Romanov, G. V. Givishvili, N. P. Danilkin, I. V. Krasheninnikov, M. Y. Filippov

Abstract. The method of multifrequency radio sounding of the ionosphere using high-elliptical spacecraft and ground receiving modules with features of its implementation in the Arctic region is considered. The possibilities of the method are analyzed, in particular, the energy potential of detecting the minimum passing frequency – the cut-off frequency - using both classical impulse radio signals and linear-frequency - modulated radiation. The physical prerequisites for the implementation of the method and the mode structure of transionograms are discussed, including the presence of large-scale electron density inhomogeneities.

Keywords: multi-frequency radio sounding, onboard ionosonde, pulsed radio signals, linear frequency modulated radiation

Введение

Мониторинг ионосферы с помощью космических аппаратов (КА) основан на разновидности традиционного вертикального зондирования (ВЗ) ионосферы, при которой ионозонд располагается на борту спутника. Впервые эта идея была реализована в 1962 г., после чего было произведено множество пусков КА с высотой орбиты от 500 до 3500 км с ионозондами на борту. Доказавший свою жизнеспособность и востребованность, метод получил название – внешнее зондирование (topside sounding), или ВнЗ. Однако, при всех его бесспорных преимуществах (определение параметров максимума слоя F2 и высотного профиля внешней ионосферы в подспутниковой точке), ему также присущ ряд специфических особенностей, ограничивающих его применение. В частности, это относится к проблеме диагностики состояния ионосферной плазмы в реальном масштабе времени. Во-первых, большая скорость перемещения проекции низкоорбитальных КА вдоль земной поверхности ($8 \div 12$ км/с) не позволяет строго разделять временные и пространственные характеристики диагностируемой среды. Во-вторых, задержка между непосредственными измерениями параметров среды, сбросом данных в наземные пункты приема и первичной

обработки информации с последующей выдачей результатов в аналитические центры может составлять довольно продолжительное время. В-третьих, появление КА в зоне прямой видимости над каждым фиксированным пунктом наблюдений (или приема информации) происходит крайне ограниченное время ($20 \div 25$ мин), притом, вследствие смещения орбиты по долготе, не чаще одного раза в сутки.

В работе [1] была рассмотрена возможность альтернативного способа мониторинга ионосферы, основанного на принципе работы ионозонда, с использованием спутника на геостационарной или высокоэллиптической орбите – метод многочастотного радиопросвечивания ионосферы (МРПИ). В данном докладе представлены базовые радио- и геофизические аспекты данного метода применительно к Арктическому региону с излучением со спутника, имеющего сильно вытянутую орбиту с апогеем в окрестности Северного полюса.

Численное моделирование

Как и другие виды дистанционной диагностики ионосферы, в частности, с использованием КА [2], метод МРПИ имеет радиофизический и геофизический аспекты своего применения, математически связанные с соответствующими решениями прямой и обратной задач распространения радиоволн. Радиофизическая часть метода представляет собой задачу синтеза экспериментально измеряемого объекта на основе прохождения радиоволн в неоднородной ионосферной плазме и выделения сигнала на фоне электромагнитных шумов. Геофизическая часть – построение локализованных оценок доступных в обратной задаче ионосферных параметров с последующим их использованием в адаптационных процедурах глобальных ионосферных моделей, что, в частности, имеет значение в задаче прогнозирования ионосферных радиокommunikаций. В данном случае объектом является транзиограмма – зависимость группового пути от частоты излучения, а ионосферным параметром – локализованные значения критической частоты слоя F2.

Энергетическая проблема, являющаяся решающим фактором в надежности регистрации транзиограмм с больших расстояний при ограниченной мощности излучения, была проанализирована на примере численного эксперимента со спутником, находящимся: а) над Северным полюсом и б) над Исландией, с высотами: 10000, 20000 и 30000 км. Прием осуществляется в п. Диксон (73° N, 80° E). Практически рассматриваемые радиотрассы ориентированы: первая – в плоскости магнитного меридиана и вторая – ортогонально к ней, а дальности по земной поверхности между излучателем и приемником составляют ~ 1900 и ~ 2600 км. Расчеты выполнялись в глобальной модели ионосферы СМИ-88, особенностью которой является частная модель полярной ионосферы Беспрозванной в медианном представлении для марта – периода весеннего равноденствия. Рассматривались случаи локальных полудня и полуночи для среднего уровня солнечной активности $R_z 12 = 50$ и спокойных геомагнитных условий. Технология моделирования основана на приближении геометрической оптики и представлении комплексного показателя преломления в виде вещественной составляющей, ответственной за расходимость, и мнимой – определяющей поглощение в столкновительной плазме в краевой задаче ионосферного распространения радиоволн. Наибольшее рефракционное воздействие ионосферной плазмы и наибольшее поглощение волнового поля происходит вблизи границы радиопрозрачности ионосферы. Напряженность волнового поля вблизи частоты отсечки в точке приеме составляет $\sim 1-3$ мкВ/м, а $SNR \sim 10$ дБ (рис. 1) при стандартных условиях излучения: мощность 1 кВт, частотная полоса 1 кГц, изотропные антенны. В силу большого расстояния от спутника до приемного пункта фактор расходимости является определяющим в результирующей напряженности волнового поля – он более чем на три порядка превосходит столкновительные потери волны в ионосферной плазме. В реальной практике радиозондирования ионосферы частотная полоса применяемых сигналов значительно больше – для простых радиоимпульсных посылок с длительностью ~ 100 мкс она составляет ~ 10 кГц – и такой сигнал уже будет близок к уровню шумов в окрестности частоты отсечки, особенно для локальной полуночи. Кроме того, излучение импульсных сигналов относительно большой мощности может создавать проблемы в электромагнитной совместимости с другой измерительной и управляющей аппаратурой, находящейся на борту спут-

ника. Альтернативный подход состоит в использовании структурированных широкополосных сигналов [3]. В настоящее время в практике радиозондирования ионосферы, в том числе и в прецизионных экспериментальных исследованиях по ракурсному рассеянию диагностического радиоизлучения на искусственно генерируемых мощным радиоизлучением мелкомасштабных неоднородностях, апробированным средством является использование ЛЧМ-сигнала [4]. При этом существенно (до 3 – 5 мин) при стандартной в ионосферных исследованиях скорости 100 кГц/с увеличивается время зондирования. Тем не менее, принимая во внимание, что положение высокоорбитального ИСЗ в арктической зоне мало меняется на таком масштабе времени, подобное удлинение сеанса зондирования не является неприемлемым. Реальный коэффициент выигрыша в SNR с использованием технологии ЛЧМ-сигнала по сравнению с простым радиоимпульсом составляет ~ 30 дБ [3]. Уменьшение мощности излучения до приемлемого уровня в условиях КА в 100 Вт понижает коэффициент SNR на 10 дБ. При этом, даже уменьшая выигрыш на порядок величины увеличивается частотная полоса сигнала на этапе обработки), можно рассчитывать на увеличение соотношения сигнал/шум на 10 дБ, что уже вполне достаточно для надежного приема сигнала. Дальнейшее улучшение условий приема возможно только за счет коэффициента усиления приемной антенны. Например, для фазированной антенной решетки (ФАР), состоящей из четырех горизонтальных ортогональных диапазонных диполей, он может достигать 10 – 12 дБ.

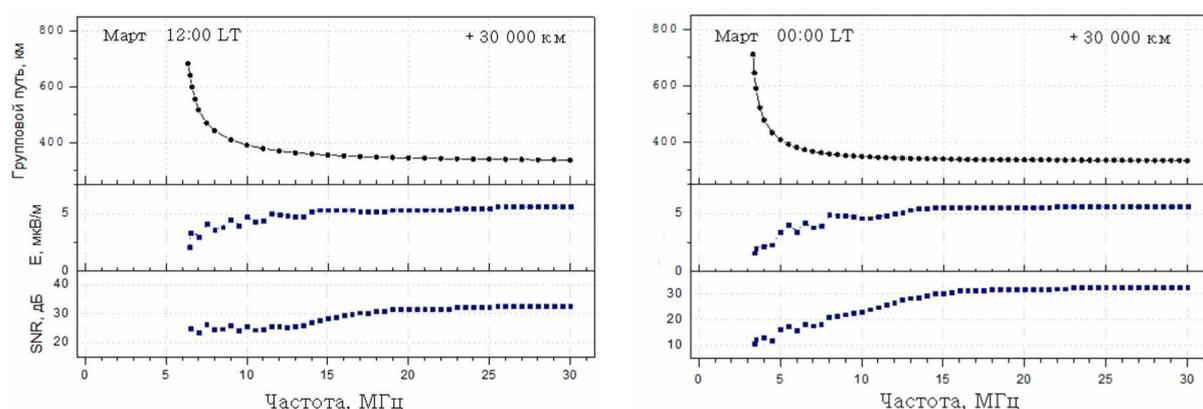


Рис. 1. Синтезированные трансionoграммы с энергетическими характеристиками в точке приема: напряженностью волнового поля и соотношением сигнал/шум. На левой панели представлена трансionoграмма для локального полудня, а на правой – для локальной полуночи.

Локализованная оценка критической частоты, была получена в двух вариантах задачи: для подионосферной точки и непосредственно над пунктами приема данных. В реальных условиях наиболее сильным фактором, усложняющим структуру трансionoграммы по сравнению с изотропным случаем, будет геомагнитное поле – появится магнитоионное расщепление в форме O^- и X^- компонент (рис. 2). Величина расщепления будет несколько больше, чем, к примеру, на средних широтах и составляет $\sim 0.8-0.9$ МГц, что связано с большим значением гирочастоты электронов, и она слабо зависит от ориентации радиотрассы по отношению к геомагнитному полю, поскольку искривление лучевых траекторий вблизи максимума слоя $F2$ приводит, практически, к квазипоперечному типу распространения. Общая среднеквадратичная оценка потенциальной погрешности по результатам моделирования не превышает 0.2 МГц, что несколько больше, чем для стандартная погрешность ионозондов ВЗ (~ 0.1 МГц), но существенно меньше, чем погрешность в методе, использующем измерения полного электронного содержания ~ 0.4 МГц. Рассмотренный метод оценки критической частоты по измеренным частотам отсечки магнитоионных компонент универсален по отношению к пространственной ориентации плоскости радиотрассы и может быть применим не только к Арктическому региону, но и к данным зондирования с геостационарных спутников в средних и низких широтах.

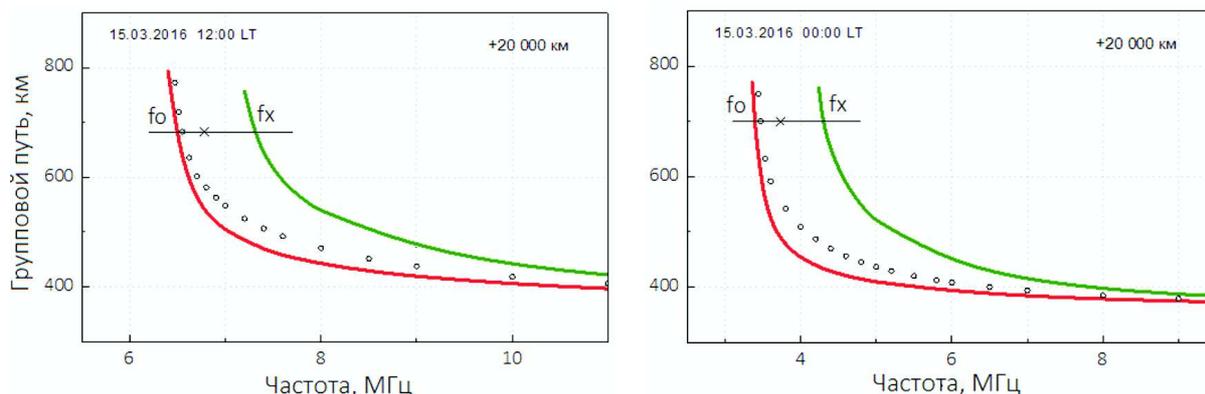


Рис. 2. Синтезированные трансionoграммы с магнитоионным расщеплением следов зондирующих волн: левая панель – локальный полдень, правая панель – локальная полночь. Полыми кружочками отмечен след для изотропного приближения показателя преломления радиоволн.

Заключение

Результаты численного моделирования радиофизического и геофизического аспектов предлагаемого способа диагностики состояния ионосферы с борта высокоэллиптических КА дают основание утверждать:

- техническая реализация метода вполне возможна на основе использования апробированных структурированных сигналов с приемлемой мощностью излучения с борта КА;
- регистрация трансionoграмм позволяет оценить локализованное значение фундаментального ионосферного параметра – f_oF_2 и использовать эти данные для адаптации современных ионосферных моделей.

Физическая обоснованность возможности реализации метода радиопросвечивания ионосферы в декаметровом диапазоне волн между высокоорбитальными спутниками и земной поверхностью базируется на данных экспериментальных исследований, ведущихся с 50-х годов прошлого столетия в радиоастрономии, в частности, измерения интенсивности космических радиопомех и радиомаяковые измерения с геостационарных КА.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 15-29-06052.

Список литературы

1. Гивишвили Г.В. Многочастотное просвечивание ионосферы – новый метод глобальной диагностики ионосферы в реальном времени // Космич. исслед. – 1994. – Т. 32, вып. 4–5. С. 142–149.
2. Данилкин Н.П. Трансионосферное радиозондирование (обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. – 2017. – Т. 57, № 5. – С. 543–554.
3. Иванов В.А., Иванов Д.В., Рябова Н.В. Зондирование ионосферы и декаметровых каналов связи сложными сигналами // Вестник Марийского государственного технического университета. Серия «Радиотехнические и инфокоммуникационные системы» – 2010, № 1(8). С. 3–37.
4. Вертоградов Г.Г., Урядов В.П., Вертоградов В.Г. и др. Диагностика искусственно-возмущенной ионосферы с помощью современной техники зондирования // Электромагнитные волны и электронные системы. Выпуск: Проблемы космических исследований. – 2010. – Т.15. – С. 22–29.

Том I, с. 211–214
УДК: 550.338.2

ИЗМЕНЧИВОСТЬ УСЛОВИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КВ РАДИОВОЛН НА ТРАССАХ ВОСТОЧНОЙ СИБИРИ В ИЮНЕ 2015 Г.

В. И. Куркин, Н. А. Золотухина, Н. М. Полех, А. В. Подлесный

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126А
E-mail: kurkin@iszf.irk.ru, zolot@iszf.irk.ru, polekh@iszf.irk.ru, pav1986@iszf.irk.ru*

Аннотация. По данным наклонного зондирования на трех КВ–радиотрассах исследована изменчивость условий распространения радиоволн над Восточной Сибирью во время одной сильной и двух умеренных магнитных бурь июня 2015 г. Выявлен вклад солнечных космических лучей, усилений магнитосферной конвекции и нагрева термосферы в изменение характеристик распространения КВ–радиоволн.

Ключевые слова: магнитная буря; максимальная наблюдаемая частота; граница проникновения солнечных протонов; главный ионосферный провал

VARIABILITY OF HF-RADIOWAVE PROPAGATION CONDITIONS ALONG EAST SIBERIAN PATHS IN JUNE 2015

V. I. Kurkin, N. A. Zolotukhina, N. M. Polekh, A. V. Podlesnyi

Abstract. Based on oblique-sounding data from three HF-radio paths variability of the radiowave propagation conditions over East Siberia was investigated during one strong and two moderate magnetic storms of June 2015. The contribution of solar cosmic rays, the amplifications of the magnetospheric convection and the thermospheric heating to the changing in the HF-radiowave propagation characteristics have been revealed.

Keywords: magnetic storm; maximal observed frequency; boundary of solar proton penetration; main ionospheric trough

Введение

Цель нашей работы — анализ влияния геомагнитных бурь на характеристики КВ-радиоволн, направленный на диагностику состояния ионосферы и выявление основных процессов, определяющих условия их прохождения. Работа выполнена на базе данных, полученных на трех протяженных радиотрассах, проходящих через Восточную Сибирь и Дальний Восток. Известно, что самые сильные и глобальные возмущения ионосферы (ионосферные бури) возникают во время магнитных бурь. Известны основные механизмы, вызывающие ионосферные бури. Однако разнообразие внешних и внутренних факторов, влияющих на эффективность этих механизмов, затрудняет создание обобщенной пространственно-временной модели ионосферной бури, необходимой для прогноза условий распространения КВ-радиоволн во время возмущений. Одним из наиболее значимых факторов является сезонный фактор, влияние которого устранено выбором объекта исследования — бурь июня 2015 г.

Межпланетные драйверы и характеристики магнитных бурь

В июне 2015 г. наблюдались множественные усиления поля кольцевого тока. Пять из них проявились в понижениях Dst индекса до значений, меньших чем -30 нТл, т.е. были магнитными бурями. На рис. 1а стрелки с цифрами отмечают, в порядке следования, умеренную (7–10 июня), сильную (22–24 июня) и вторую умеренную (25–26 июня) бури с минимумами Dst -73 , -204 и -86 нТл соответственно, эффекты которых будут рассмотрены. Уменьшения Dst сопровождалась увеличениями Kp индекса до максимальных значений 6, 8.3 и 5.7, полученных для 8, 23 и 25 июня. Рисунок 1б, показывает, что понижения Dst соответствуют по времени усилениям авроральной активности (увеличениям AE индекса) и поля магнитосферной конвекции

(E_c). Максимальное значение $E_c \sim 2.5$ мВ/м приходится на главную фазу второй (сильной) бури. Пиковые значения E_c во время первой и третьей бурь близки к 0.9 и 0.6 мВ/м соответственно.

Межпланетные драйверы геомагнитных возмущений 7–19 июня были созданы высокоскоростными потоками из двух корональных дыр (скорость ~ 450 – 650 км/с), а возмущений 22–29 июня — пятью выбросами корональной массы. Дополнительно на динамику ионосферных возмущений влияли изменения потоков солнечных космических лучей (рис. 1а) и солнечной радиации. Индекс F10.7 менялся в пределах 135–155 5–21 июня, резко понизился до ~ 120 23 июня и продолжал снижаться до 29 июня.

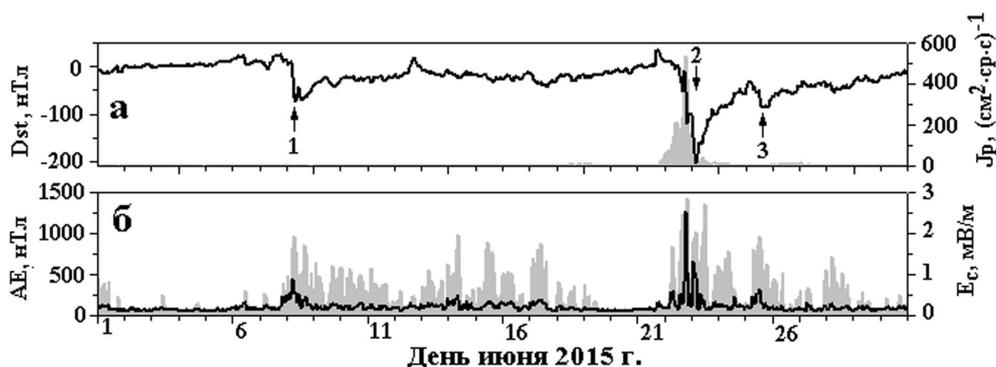


Рис. 1. Вариации: (а) — Dst индекса и потока солнечных протонов (J_p) с энергиями > 10 МэВ (серая фигура); (б) — АЕ индекса и поля магнитосферной конвекции (E_c , серая фигура). Значения E_c вычислены по данным, размещённым на <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>.

Изменения характеристик КВ-радиоволн и их причины

Для исследования были использованы данные наклонного зондирования, полученные на радиотрассах: (1) Норильск–Иркутск (протяженность $l = 2030$ км, координаты средней точки $\varphi = 60.9^\circ$ N, $\lambda = 98^\circ$ E, исправленная геомагнитная широта $\varphi' = 57^\circ$); (2) Магадан–Иркутск ($l = 3034$ км, $\varphi = 58.5^\circ$ N, $\lambda = 125.8^\circ$ E, $\varphi' = 53.5^\circ$); (3) Хабаровск–Иркутск ($l = 2297$ км, $\varphi = 51.25^\circ$ N, $\lambda = 119.6^\circ$ E, $\varphi' = 46.4^\circ$). Для краткости обозначим трассы (1), (2), (3) соответственно. Приемо-передающие пункты трасс оснащены ЛЧМ – ионозондами, работающими в диапазоне частот 4 – 30 МГц с интервалом зондирования 5 мин.

Анализировались максимальные наблюдаемые частоты односкачковых модов распространения МНЧ1F1 и МНЧ1F2, двухскачкового мода МНЧ2Es и наименьшие наблюдаемые частоты мода 1F2 (МНЧ1F2). В спокойных геомагнитных условиях в летнее время характеристики распространения КВ-радиоволн контролируются условиями освещенности. Разница между минимальными и максимальными величинами на рассматриваемых трассах не превышает 6–7 МГц. Наибольшие значения МНЧ1F2 наблюдаются в вечернее время (20–21 LT). В околополуденные часы величины МНЧ1F1 превышают МНЧ1F2. На ионограммах почти постоянно присутствуют моды 2Es, МНЧ которых сопоставимы с МНЧ1F2.

На рис. 2 видно, что заметные отклонения МНЧ1F2 от фонового уровня начались после 00 UT 8 июня. Они проявились на всех трассах как колебания МНЧ1F2 с периодами 0.5–4 часа, наложенные на положительное возмущение (~ 10 – 15%). Считается, что такие возмущения связаны с разогревом термосферы в авроральной зоне [1]. Рис. 2б, демонстрирует, что волнообразные возмущения МНЧ1F2 распространялись в сторону экватора. По нашим оценкам, скорость распространения была близка к 600 м/с, типичной для акустико-гравитационных волн.

После 12 UT 8 июня МНЧ1F2 на трассах (2) и (3) уменьшились на 5–8 МГц (на 30–40 % от фоновых значений) и оставались низкими до 06 UT 9 июня. На трассе (1) 8 июня в 16–21 UT отражения на ионограммах отсутствовали. Сравнивая рис. 2а с рис. 2в видим, что исчезновение отражений на ионограммах трассы (1) и спад МНЧ1F2 на трассе (2) могли быть вызваны

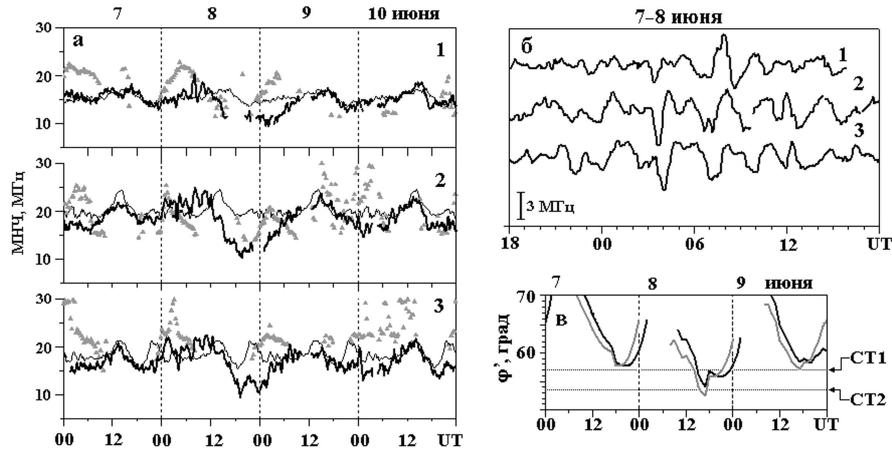


Рис. 2. Изменения: (а) — текущих/фоновых МНЧ1F2 (толстая/тонкая линия) и МНЧ2Es (треугольники); Номер трассы указан над каждым графиком; (б) — возмущения МНЧ1F2 в диапазоне периодов 0.25– 6 часов, выделенные из исходных рядов данных полосовым фильтром; (в) — φ' дна главного ионосферного провала (ГИП) на меридиане 90/120° Е (черная/серая линия); Горизонтальные линии показывают φ' средних точек (1) и (2) трасс (СТ1 и СТ2). Ширина провала вычислена по эмпирической модели [2].

смещением дна ГИП до широты средних точек указанных трасс. В это время над Норильском регистрировались интенсивные экранирующие спорадические слои, которые привели к возрастанию МНЧ1F2, увеличению поглощения на трассе (1) и, следовательно, к отсутствию отражений на ионограммах. В последующие сутки (9 июня) дневные МНЧ1F2 на трассах (1)–(3) были на 20–40% ниже фоновых величин. На трассе (1) значения МНЧ1F2 восстановились до фоновых около 13 UT 9 июня. На трассах (2), (3) они приблизились к фоновым только 10 июня.

Ионосферные эффекты второй (сильной) бури отличаются от эффектов первой бури длительностью и глубиной отрицательных возмущений (рис. 3). Они начались с резкого падения МНЧ1F2 на трассах (2) и (3) после 14 UT 22 июня. На трассе (1) наблюдался рост МНЧ1F2 (на рисунке не показано) до 16–17 МГц. После 15 UT отражения на ионограммах этой трассы исчезли и вновь появились после 17 UT 23 июля. Расчеты, выполненные по эмпирической модели [2], показывают, что указанное выше резкое падение МНЧ1F2 на трассах (2), (3) могло быть вызвано смещением дна ГИП до $\varphi' \sim 40^\circ$, меньшей, чем φ' средних точек трасс. Исчезновение отражений на трассе (1) совпадает по времени с усилением потока солнечных протонов, наблюдавшихся на геостационарных спутниках серии GOES (см. рис. 1а), и смещением границы их проникновения на меридиане 90° Е до средней точки этой трассы. Ширина границы проникновения была рассчитана по [3]. На всех трассах значения МНЧ1F2 были на 40–60% ниже фоновых до конца рассматриваемого интервала. На фазе восстановления сильной магнитной бури произошла вторая умеренная магнитная буря с началом около 12:00 25 июня. Она усилила отрицательные ионосферные возмущения. Значения МНЧ1F2 были на 40–50% ниже, чем фоновые частоты.

Заключение

Основываясь на результатах проведенного исследования, мы полагаем, что в июне 2015 г. сильная изменчивость характеристик распространения КВ-радиоволн обусловлена активизацией магнитосферно-ионосферных процессов, появившихся в следующих эффектах.

1. Разогрев ионосферной плазмы авроральными электроджетами, усилившимися с началом первой бури, вызвал генерацию волнообразных возмущений МНЧ1F2, распространявшихся к экватору со скоростью ~ 600 м/с. Дальнейший разогрев привел к значительному изменению состава термосферы, уменьшению электронной концентрации в F2 области [4] и, следовательно, к спаду МНЧ1F2 в утренние и дневные часы. Понижения МНЧ1F2 были

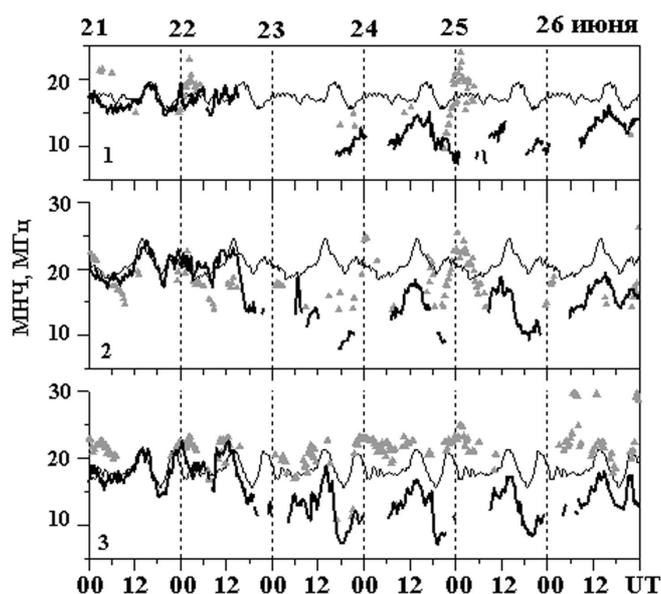


Рис. 3. То же, что на рис. 2а, для 21–26 июня

- наиболее глубокими во время восстановительных фаз сильной и второй умеренной бурь. Относительно большое понижение МНЧ1F2 во время второй умеренной бури по сравнению с первой объясняется тем, что она развивалась на фазе восстановления сильной бури.
2. Усиления поля магнитосферной конвекции вызвали смещение главного ионосферного провала и спад МНЧ1F2 в вечерние и ночные часы. Генерация спорадических слоев, обусловленная высыпаниями авроральных электронов, привела к росту поглощения в нижней ионосфере и отсутствию прохождения КВ-радиоволн. Во время сильной магнитной бури эффекты поглощения были усилены солнечными космическими лучами.
 3. Наблюдавшиеся в июне 2015 г. высокие значения МНЧ2Es обусловлены сезонной особенностью появления спорадических слоев в летнее время с большими предельными частотами. Это обеспечивает почти регулярное распространение КВ-радиоволн на среднеширотных трассах модом 2Es в дневные часы, как в спокойных, так и в возмущенных условиях.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-02-00513-а). Результаты получены на базе наблюдений, проводимых в рамках базового финансирования программы ФНИ И.16 с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Ангара» <http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>.

Список литературы

1. Prölss G.W. Ionospheric F-region Storms: Unsolved Problems. In Characterising the Ionosphere // Meeting Proceedings RTO-MP-IST-056, Paper 10.– 2006.– P. 10–1 – 10–20.
2. Жеребцов Г.А., Пирог О.М., Разуваев О.И. Структура и динамика высокоширотной ионосферы // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. – 1986. – Вып. 76. – С. 165–177.
3. ГОСТ 25645.121-85 Проникновение космических лучей в магнитосферу Земли. Граница проникновения протонов. – М.: Издательство стандартов, 1986.
4. Danilov A.D. F2-region response to geomagnetic disturbances // J. Atmos. Solar Terr. Phys.– 2001.– Vol. 63. – P. 441–449.

Том I, с. 215–219

УДК: 550.388+551.501.8

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДИК ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ОТ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ И ОТ ИОНОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ИХ ПОЛНОЙ ФОРМЫ НА ДЕКАМЕТРОВЫМ РАДАРЕ ЕКВ ИСЗФ СО РАН

И. А. Лавыгин, В. П. Лебедев, К. В. Гркович, О. И. Бернгардт

Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126А

E-mail: lavygin@mail.iszf.irk.ru

Аннотация. В работе были проанализированы свойства сигналов рассеяния от земной поверхности и от ионосферных неоднородностей, полученные на декаметровом радаре ЕКВ ИСЗФ СО РАН. На основе проведённого анализа построены модели сигналов указанных типов. Предложен и протестирован новый метод автоматического распознавания типа принимаемого сигнала, основанный на анализе квадратурных компонент. Проведено сравнение точности определения типа сигнала новым квадратурным методом с традиционными методами, основанными на анализе усреднённых спектральных характеристик. Показаны преимущества нового метода.

Ключевые слова: рассеяние; земная поверхность; ионосферные неоднородности; ионосфера; SuperDARN

IMPROVEMENT OF TECHNIQUES FOR PROCESSING GROUND BACKSCATTER AND IONOSPHERIC SCATTER SIGNALS BASED ON THE ANALYSIS OF THEIR FULL WAVEFORM AT EKB ISTP SB RAS DECAMETER RADAR

I. A. Lavygin, V. P. Lebedev, K. V. Grkovich, O. I. Berngardt

Abstract. In the paper we analyze the properties of ground backscatter and ionospheric scatter signals, using the decameter EKB ISTP SB RAS radar data. Models for those signal types are constructed. A new method is described and tested for automated signal type identification based on the analysis of quadrature components. The accuracy of the new method is compared with the accuracy of traditional methods, which are based on the average spectral parameters of the signals. The advantages of the new method are shown.

Keywords: backscatter; ground surface; ionospheric irregularities; ionosphere; SuperDARN

Введение

Одним из основных инструментов для изучения ионосферных процессов являются радары типа SuperDARN (Super Dual Auroral Radar Network) и аналогичные им. Эти установки позволяют наблюдать рассеянные в ионосфере сигналы и получать информацию о состоянии ионосферы по их динамике. Типичными разновидностями принимаемого сигнала, помимо шумов различной природы, являются сигналы рассеяния на мелкомасштабных ионосферных неоднородностях (ionospheric scatter, IS), а также сигналы, преломлённые в ионосфере и рассеявшиеся от поверхности Земли (ground scatter, GS). Поскольку физические механизмы, стоящие за формированием сигналов этих двух типов, а соответственно и интерпретация этих сигналов, различны, то задача автоматизированной идентификации типа принимаемого сигнала имеет практический интерес. Основным подходом, используемым в настоящее время для определения типа рассеянного сигнала, является анализ усреднённых спектральных характеристик сигналов. Обычно при этом исходят из предположения, что только GS обладает достаточно малой спектральной шириной и доплеровской скоростью. Однако во многих случаях это предположение некорректно (например,

при движении ионосферных неоднородностей поперёк луча зрения радара или при прохождении сигнала GS сквозь возмущённую ионосферу) и приводит к ошибочной идентификации типа принимаемого сигнала.

Радар ЕКВ ИСЗФ СО РАН представляет собой моностатический когерентный радар декаметрового диапазона (8 – 20 МГц), аналогичный радарам SuperDARN. Он расположен в Свердловской области (п. Арти), обладает сектором обзора шириной 52 градуса, разделенным на 16 направлений (лучей), и обладает максимальной дальностью до 4500 км. Основным способом оценки параметров сигналов на подобных ему радарх является стандартный алгоритм FitACF [1], рассчитывающий мощность, доплеровский сдвиг и спектральную ширину по усредненной автокорреляционной функции сигнала. В этом методе к GS относят такие сигналы, у которых доплеровская скорость и спектральная ширина не превосходят некоторые предельные значения:

$$\frac{|v|}{\Delta v} + \frac{|w|}{\Delta w} < 1 \quad (1)$$

здесь $\Delta v=30$ м/с, $\Delta w=90$ м/с.

В методе Blanchard 2009 [2] условием отнесения сигнала к рассеянию от земли является удовлетворение спектральных параметров сигнала другому неравенству:

$$|v| - 33.1 \text{ м/с} + 0.139 |w| - 0.00133 w^2 (\text{м/с})^{-1} < 0 \quad (2)$$

Наконец, алгоритм Ribeiro 2011 [3] является нелокальным и основан на кластерном анализе. В данном методе оцениваются размеры кластеров точек данных в плоскости дальность-время UT и средние значения спектральных параметров в конкретном кластере.

Новая методика анализа структуры сигналов

Радар ЕКВ ИСЗФ СО РАН был модернизирован нами так, что частота оцифровки принятого сигнала на нём составляет до 5 точек на длительность зондирующего импульса (с дискретизацией 60 мкс при длительности импульса 300 мкс). Работа в данном режиме позволяет нам анализировать тонкую (амплитудно-фазовую) структуру IS и GS сигналов.

Сигналы рассеяния от земной поверхности формируются при рефракции радиоволн в ионосфере, приводящей к образованию фокусировки на некой дальности, определяемой состоянием ионосферы и зондирующей частотой радара. Из-за высокой скорости повторения зондирующих импульсов (до сотни герц), среднемасштабные неоднородности земной поверхности и ионосферу на масштабах радиуса зоны Френеля, можно считать стационарными, как и фазово-амплитудную структуру GS сигнала от одного зондирования к другому. Форма GS-сигнала асимметрична и обладает затянутым задним фронтом [4].

Сигнал IS формируется при рассеянии зондирующего импульса на неоднородностях ионосферы. Было показано ранее [5] что для метровых волн рассеянный сигнал в большинстве случаев может быть представлен в виде суперпозиции небольшого числа эквивалентных элементарных откликов, повторяющих зондирующий импульс. Предварительный анализ данных радара ЕКВ показал, что на интервале нескольких десятков миллисекунд (длительность одной зондирующей последовательности) положение неоднородностей меняется слабо, и ионосферный сигнал в серии последовательных реализаций можно действительно рассматривать в виде суммы элементарных откликов со сходной фазовой структурой, но различной амплитудой и начальной фазой.

Поскольку физическая природа формирования сигналов GS и IS различна, это отражается и на характерных параметрах таких сигналов. Для описания рассеянных сигналов нами были выбраны 3 параметра: время жизни элементарного отклика, длительность переднего фронта, и длительность заднего фронта когерентно накопленного элементарного отклика. На рис. 1 изображена общая схема работы нового алгоритма.

Для определения времени жизни элементарного отклика вычисляются коэффициенты корреляции $R_{n,m}$ между отдельными парами реализаций сигнала $u_n(L)$ и $u_m^*(L)$. (* - комплексное

сопряжении) Каждая реализация сигнала $u_i(L)$ описывается нами как функция радиолокационной дальности L , при этом ей соответствует макроскопическое время T_i . Для нескольких пар реализаций, временной интервал $\tau = |T_n - T_m|$ между которыми одинаков, итоговый коэффициент $R_{n,m}$ усредняется:

$$R(\tau) = \langle R_{n,m}(\tau) \rangle, \forall n, m : \Delta T_{n,m} = \tau \quad (3)$$

$$R_{n,m}(\tau) = \int_{L_1}^{L_2} u_n(L) u_m^*(L) dL / \sqrt{\int_{L_1}^{L_2} |u_n(L)|^2 dL \int_{L_1}^{L_2} |u_m(L)|^2 dL} \quad (4)$$

здесь τ - временной интервал между n -й и m -й реализациями, а L_1 и L_2 - дальности начала и конца области, в окрестности которой ведётся определение типа сигнала (т.е. границы 300-километрового окна анализа). С увеличением временного интервала между коррелируемыми реализациями коэффициент корреляции $R(\tau)$ падает, выходя на постоянный уровень. Время τ , на котором он достигается, мы считаем временем жизни.

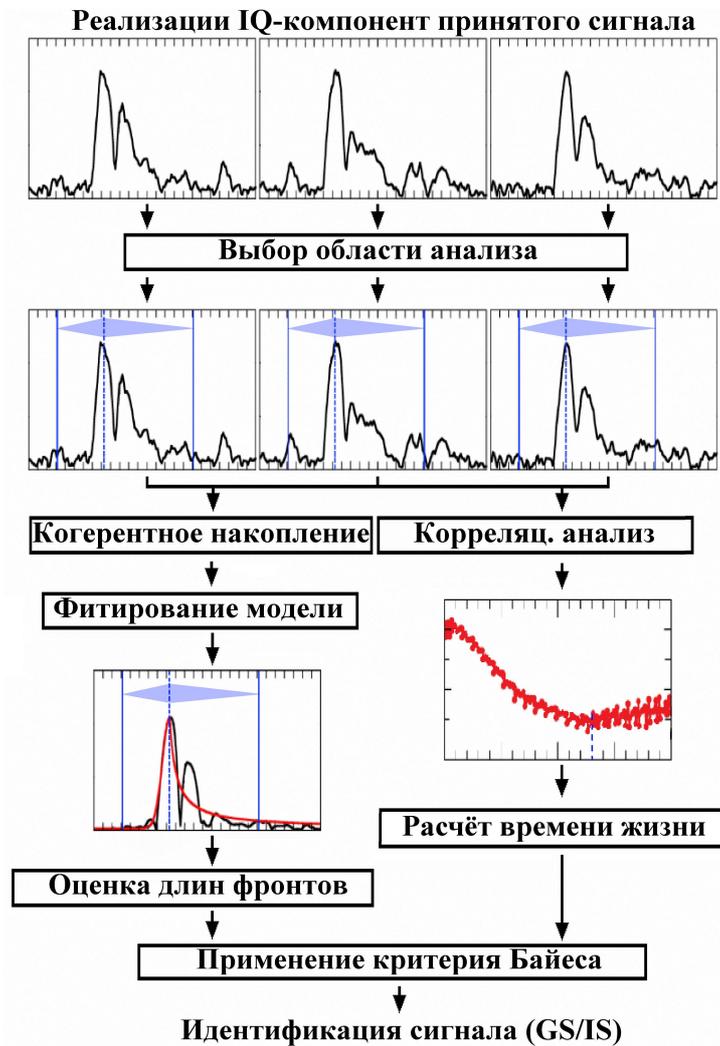


Рис. 1. Общая схема работы квадратурного алгоритма определения типа рассеянного сигнала.

Одновременно с вычислением времени жизни нами проводится когерентное накопление формы сигнала в заданном окне дальностей. Форма сигнала оценивается путём фитирования амплитуды когерентно накопленного сигнала модельной функцией вида:

Таблица 1. Ошибки определения типа сигнала для различных методов.

Метод	Определение GS как IS	Определение IS как GS	Полная ошибка
FitACF	26,3	6,6	16,5
Blanchard 2009	13,1	15,6	14,3
Ribeiro 2011	25,6	0,0	12,8
IQ-метод	11,2	2,1	6,7

$$u(L) = D + \begin{cases} A_{\max} \exp\left(-\frac{(L-L_0)^2}{B}\right), & L < L_0 \\ A_{\max} \frac{1}{1+C(L-L_0)}, & L > L_0 \end{cases} \quad (5)$$

Численные значения длин переднего и заднего фронтов определяются по достижению амплитудой модельного сигнала граничных уровней. Эти уровни были выбраны так, чтобы корректно определять длительность исходного зондирующего импульса, и составляют для переднего фронта $0.5A_{\max}$, а для заднего $0.2A_{\max}$.

И когерентное накопление, и вычисление коэффициента корреляции в методе ведётся внутри скользящего окна общей длиной 300 км. Такой выбор был сделан с учётом минимального расстояния между зондирующими импульсами в последовательности, составляющего 360 км. Окно выбирается вокруг анализируемой дальности таким образом, что захватывает 90 км перед ней и 210 км после. Несимметричное положение окна обусловлено необходимостью учесть затянутый задний фронт возможного GS-сигнала.

На базе двух тестовых наборов сигналов IS и GS типов (13 тысяч реализаций), были построены соответствующие трёхмерные распределения выбранных параметров – x (время жизни сигнала), y (длина переднего фронта) и z (длина заднего фронта). Затем был использован Байесовский критерий для выбора разделяющей границы в виде поверхности эллипсоида:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1 \quad (6)$$

Сигналы, лежащие внутри выделенной области, согласно нашему методу относятся к ионосферному рассеянию, а лежащие вне её – к рассеянию на земной поверхности. Оптимальному разделению соответствуют параметры $a=285$ мс, $b=120$ км, $c=429$ км.

Разработанный нами алгоритм чувствителен к соотношению сигнал/шум (ОСШ), от которого зависит степень искажённости фазовой структуры сигнала, поэтому сигналы с $ОСШ < 2$ нами не анализируются. Также, поскольку метод анализирует сигнал во всей области вокруг исследуемой точки, он является нелокальным и при одновременном близком расположении (менее 200 км) двух разнородных сигналов анализируемому сигналу присваивается тип более мощного из них.

Результаты

Для оценки эффективности работы нового алгоритма нами было проведено сравнение результирующей точности определения типа данных с традиционными алгоритмами определения типа сигнала. Для этого были вручную отобраны области данных из 8 дней 2017 и 2018 года, в которых природа сигнала не вызывала сомнений. Эти данные были обработаны при помощи как нашего нового алгоритма, так и описанных выше традиционных методов. Ошибки различных методов приведены в таблице 1.

Как можно видеть, новый алгоритм даёт самую низкую долю полной ошибки по сравнению с традиционными алгоритмами. Как показал проведенный анализ, IQ-алгоритм предпочтителен

по сравнению со стандартными методами, особенно на среднеширотных радарах, где доля сигналов GS преобладает. Степень его быстрогодействия достаточна для обработки поступающих данных в режиме реального времени.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант 18-05-00539а). Функционирование радара ЕКВ поддерживается программой ФНИ И.12.

Список литературы

1. Ponomarenko P.V., Waters C.L. Spectral width of SuperDARN echoes measurement, use and physical interpretation. // *Annales Geophysicae* – 2006 – 24 (1), p. 115-128, doi: 10.5194/angeo-24-115-2006
2. Blanchard G.T., Sundeen S., Baker K.B. Probabilistic identification of high frequency radar backscatter from the ground and ionosphere based on spectral characteristics // *Radio Science* – 2009 – 44 (5) RS5012, doi: 10.1029/2009rs004141
3. Ribeiro A.J., Ruohoniemi J.M., Baker J.B.H., Clausen L.B.N., de Larquier S., Greenwald R.A. A new approach for identifying ionospheric backscatter in mid-latitude SuperDARN HF radar observations // *Radio Science* – 2011 – 46 (4), RS4011, doi:10.1029/2011RS004676.
4. Тинин М.В. Распространение радиоволн в среде с крупномасштабными случайными неоднородностями. // *Известия ВУЗов. Радиофизика.* – 1983 – 26 (1) – стр. 36-43
5. Grkovich K.V, Bergardt O.I. The technique of coherent echo processing in the approximation of a small number of point scatterers// *Radiophysics and Quantum Electronics* – 2011 – 54 (7) – p. 452-462, doi: 10.1007/s11141-011-9305-5

Том I, с. 220–224
УДК: 551.510.413

МЕТОДИКА ДИАГНОСТИКИ СОСТОЯНИЯ ИОНОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ РЕГИСТРАЦИИ СИГНАЛОВ СРНС ГЛОНАСС/GPS И СПРАВОЧНЫХ МОДЕЛЕЙ ИОНОСФЕРЫ И ПЭС ПЛАЗМОСФЕРЫ

К. А. Лобанов, В. А. Шемелов, А. С. Подчасский

ФГБВОУ ВО «Военно-космическая академия имени А.Ф. Можайского» МО РФ,
197198, г. Санкт-Петербург, ул. Ждановская, 13
E-mail: austin1978@ya.ru

Аннотация. Рассмотрена методика диагностики состояния ионосферы на основе данных регистрации сигналов космических аппаратов спутниковых радионавигационных систем ГЛОНАСС/GPS с использованием модели справочной ионосферы и разработанной модели справочного полного электронного содержания плазмосферы, позволяющая снизить погрешность определения основных параметров слоев ионосферы за счёт более адекватного описания электронной компоненты на высотах верхней ионосферы и плазмосферы.

Ключевые слова: диагностика состояния ионосферы; модель ионосферы; модель плазмосферы; полное электронное содержание; спутниковая радионавигационная система

TECHNIQUE OF DIAGNOSTICS OF THE IONOSPHERE STATE ON THE BASIS OF GNSS GLONASS/GPS SIGNAL REGISTRATION DATA AND REFERENCE MODELS OF THE IONOSPHERE AND PLASMOSPHERE TEC

K. A. Lobanov, V. A. Shemelov, A. S. Podchasskiy

Abstract. The technique of diagnostics of the ionosphere state on the basis of satellite radio navigation systems GLONASS/GPS satellite signals registration data using the reference ionosphere model and the developed reference model of the full electronic content of the plasmosphere, which allows to reduce the error in determining the basic parameters of the ionosphere layers due to a more adequate description of the electronic component at the heights of the upper ionosphere and plasmosphere.

Keywords: diagnostics of the ionosphere, model of the ionosphere, model of the plasmosphere, total electron content, satellite navigation system

Введение

Для обеспечения работы радиотехнических систем, таких как радиолокационные, радиопеленгационные, радионавигационные и другие, необходима оперативная диагностика и прогнозирование состояния ионосферы [1].

Среди методик ионосферного обеспечения функционирования данных систем наибольшей оперативностью, глобальностью, пространственно-временным разрешением и наименьшей стоимостью обладают методики, использующие радиофизические методы на основе обработки сигналов космических аппаратов (КА) спутниковых радионавигационных систем (СРНС), таких как ГЛОНАСС/GPS.

Так, для решения задачи расчета карт ионосферных задержек для задач Российской системы дифференциальной коррекции и мониторинга СРНС ГЛОНАСС первоначально применялась методика [2] на основе использования сигналов среднеорбитальных СРНС ГЛОНАСС/GPS (высоты – около 19000-20000 км), явившаяся дальнейшим развитием методики, использовавшей низкоорбитальную СРНС «Циклон/Цикада» (высоты – около 1000 км) [3].

Однако, при переходе от применения методики [3] к методике [2], произошло увеличение погрешности восстановления параметров слоя f_0F_2 .

В качестве рабочей гипотезы было выдвинуто предположение о возможной причине данного эффекта, а именно – о несоответствии результатов расчетов по моделям ионосферы и плазмосферы реальным наблюдаемым условиям в части описания моделями вертикального распределения концентрации электронов на высотах выше максимума ионизации ионосферы. Результаты, в той или иной степени допускающие правомерность данной гипотезы, ранее были получены в работах [4–8].

Таким образом, проблемная ситуация заключается в неточностях описания верхней ионосферы и плазмосферы в части концентрации электронов, и вызвана, по всей видимости, недостаточным количеством экспериментальных данных, положенных в основу справочных моделей среды.

Цель и задачи исследования

Целью работы является проверка выдвинутой гипотезы путем решения частных задач, направленных на преодоление проблемной ситуации, а именно:

1. Разработка, на основе вновь полученных экспериментальных данных – измерений полного электронного содержания (ПЭС) в интервале высот от 500 до 20000 км путем регистрации сигналов СРНС *GPS* на борту низкоорбитальных КА «*FORMOSAT-3*» системы *COSMIC-1* (системы обзора для задач метеорологии, изучения климата и ионосферы) – модели справочного ПЭС плазмосферы, а точнее – модели справочного ПЭС в интервале высот от 500 до 20000 км.
2. Модифицирование существующего радиофизического метода диагностики состояния ионосферы на основе регистрации сигналов КА СРНС ГЛОНАСС/*GPS* с использованием модели справочной ионосферы путем добавления в его структуру разработанной модели справочного ПЭС плазмосферы.
3. Разработка и апробация методики на примере расчета параметров слоя f_0F2 ионосферы по сравнению с ранее известными методиками.

Модель справочного ПЭС плазмосферы и радиофизический метод диагностики состояния ионосферы

На подробном решении задач 1 и 2 останавливаться нецелесообразно по причине подробного обзора их решения, выполненного в работах [9] и [10]. Следует лишь отметить следующее.

Разработка модели справочного ПЭС плазмосферы (для диапазона высот 500–20000 км) была осуществлена в рамках физико-статистического подхода к построению моделей на основе новых экспериментальных данных системы *COSMIC-1*. Пространственная аппроксимация экспериментальных значений ПЭС плазмосферы была выполнена путем аналитического представления поля с помощью известного математического аппарата – сферического гармонического разложения величины по ортогональным функциям. По результатам апробации разработанная модель показала завышенные значения ошибок моделирования ПЭС плазмосферы в восходно-заходные часы, что может быть вызвано недостаточной временной дискретностью исходных данных модели.

Новый радиофизический метод диагностики состояния ионосферы на основе регистрации сигналов КА СРНС ГЛОНАСС/*GPS* с использованием модели справочной ионосферы и разработанной модели справочного ПЭС плазмосферы базируется на методе-предшественнике [2], также предполагающим расчет эффективного (ионосферного) индекса солнечной активности (СА), который в дальнейшем используется в качестве входного параметра в модель ионосферы для её корректировки по результатам измерений параметров среды в режиме реального времени. За счёт использования новых экспериментальных данных, аппроксимированных с помощью модели справочного ПЭС плазмосферы, удалось снизить погрешность работы радиофизического метода диагностики состояния ионосферы [10] для спокойных геомагнитных условий, когда модель [9] показывает наилучшие результаты.

Методика диагностики состояния ионосферы

Новая методика диагностики состояния ионосферы представлена алгоритмом (см. рис. 1), который состоит из трех компонент: компонента определения экспериментального ПЭС; компонента определения модельного ПЭС и компонента определения эффективного индекса СА, уточнения справочной модели ионосферы *IRI* и последующих расчетов требуемых параметров ионосферы с помощью уточненной модели ионосферы.

Блок 1 обеспечивает получение исходных данных методики, а именно:

а) выполняется селекция КА СРНС в соответствии с маской по углу места и координатам подионосферных точек;

б) выполняется раскодирование файлов навигационных и данных наблюдений СРНС ГЛОНАСС/*GPS*, которые пересчитываются в геофизический параметр ПЭС [11]. При этом, учитывая направление распространения радиолуча радиотехнической системы, на его траектории с шагом, равным радиусу корреляции геофизической величины (ПЭС) в данном направлении, выбираются пункты регистрации сигналов СРНС.

В блоке 2 реализован контроль полученных данных измерений на наличие явных ошибочных данных, таких как сбой фазы. При необходимости осуществляется либо их корректировка, либо выбраковка.

В блоке 3 выполняется процедура пересчета полученных значений наклонного ПЭС в вертикальный ПЭС.

В блоке 4 производится расчет модельного ПЭС в интервале высот 500–20000 км использованием модели справочного ПЭС плазмосферы *TECpl*.

В блоке 5 выполняется расчет ПЭС в слое 60-500 км путем вычитания модельного ПЭС (в слое 500-20000 км) из измеренного ПЭС (в слое 60-20000 км).

Блок 6 отвечает за расчет модельного ПЭС в слое 60-500 км с помощью модели *IRI* и текущего индекса СА *W*.

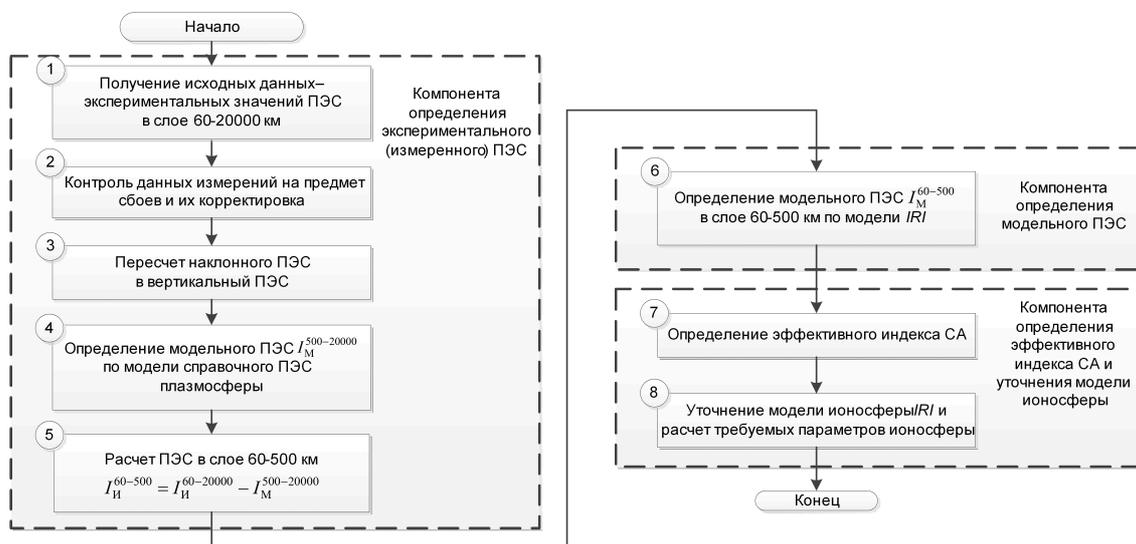


Рис. 1. Алгоритм методики диагностики состояния ионосферы

В блоке 7 осуществляется расчет эффективного индекса СА путем итерационного сравнения измеренного ПЭС и модельного. При неравенстве этих двух значений на вход модели *IRI* подается измененное значение индекса СА. Итерация повторяется до тех пор, пока модельное значение ПЭС не сравняется с измеренным. Тогда входное значение индекса СА в модель объявляется эффективным индексом.

Таблица 1. Погрешности диагностики состояния ионосферы

№	Применяемые в методике радиофизические методы диагностики состояния ионосферы	Относительная ошибка определения f_0F2 , %
1.	Метод на основе карт ПЭС и моделей <i>IRI</i> и <i>SMI</i>	11-16
2.	Метод на основе СРНС ГЛОНАСС/ <i>GPS</i> и моделей <i>IRI</i> и <i>NeQuick</i>	12-17
3.	Метод на основе карт ПЭС и моделей <i>IRI</i> и <i>NeQuick</i>	14-19
4.	Метод на основе карт ПЭС и моделей <i>IRI</i> и <i>TECpl</i>	9-12
5.	Метод на основе СРНС ГЛОНАСС/ <i>GPS</i> и моделей <i>IRI</i> и <i>TECpl</i>	7-10

Блок 8 реализует расчет требуемых параметров ионосферы путем подачи на вход модели *IRI* рассчитанного эффективного индекса *CA*.

Таким образом, данная методика диагностики состояния ионосферы обеспечивает корректировку модели ионосферы *IRI* с учетом уточненных модельных значений ПЭС выше уровня максимума ионизации ионосферы h_mF2 .

Для иллюстрации результативности предлагаемой методики рассмотрим результаты её апробации.

Апробация методики диагностики состояния ионосферы

Выполним проверку разработанной методики диагностики состояния ионосферы на примере расчета критической частоты слоя *F2* с применением различных радиофизических методов, в которых применялись различные средства получения модельного и экспериментального параметра ионосферы (см. табл. 1).

При этом в качестве эталонной ионосферы бралась справочная ионосфера *IRI*, уточненная по данным измерений наземной сети ионозондов. Характеристики ионосферы в точке отражения уточнялись по данным ионозонда г. Москва (55,8° с.ш., 37,6° в.д.), данные которого доступны в сети интернет по адресу <http://legacy-www.swpc.noaa.gov>

По результатам эксперимента средняя относительная ошибка моделирования критической частоты f_0F2 разработанной методики составила: 7-10% против 9-16% у методик с использованием других методов. Объем выборки составил 352 измерения в период с марта по апрель 2016-2018 гг. для спокойных геомагнитных условий ($K_p \leq 3$).

Заключение

В данной постановке методика диагностики состояния ионосферы представлена впервые.

Научная новизна полученных результатов определяется системным подходом к решению выявленной проблемной ситуации, в результате реализации которого получено новое знание о предмете исследования.

Достоверность полученных результатов подтверждается непротиворечивостью выдвинутой гипотезы, корректным применением научного аппарата и согласованностью с рядом публикаций [4–8].

Таким образом, выбор методики, использующей новый радиофизический метод диагностирования состояния ионосферы, обеспечивает наименьшую погрешность определения параметров ионосферы для задач геофизического обеспечения организации функционирования различных радиотехнических систем.

Список литературы

1. Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. — М.: Наука, 1972. — 564 с.
2. Троицкий Б.В., Ортиков М.Ю., Лобанов К.А. и др. Ионосферное обеспечение коротковолновой радиосвязи с использованием карт полного электронного содержания // Геомагнетизм и аэрномия. — 2007. — Т. 47, № 3. — С. 413–418.
3. Ашманец В.И., Зубарев А.И., Ортиков М.Ю. и др. Оперативная оценка состояния околоземного космического пространства // Геомагнетизм и Аэрномия. — 2000. — Т. 40, № 1. — С. 109–112.
4. Полтавский О.С. Методы обеспечения КВ-трасс информацией о состоянии ионосферы: автореф. дис. канд. физ.-мат. наук / Юж. федер. ун-т — Ростов н/д., 2009. — 24 с.
5. Stankov S., Jakowski N., Heise S. et al. A new method for reconstruction of the vertical electron density distribution in the upper ionosphere and plasmosphere // J. Geophys. Res. — 2003. — Vol. 108. — P. 1164–1180.
6. Coisson P., Radicella S.M. Ionospheric topside models compared with experimental electron density profiles // Ann. Geophys. — 2005. — Vol. 48, No. 3. — P. 497-503.
7. Coisson P., Radicella S. M., Leitinger R., Nava B. New option for IRI topside electron density profile using NeQuick model // IRI NewsLetter. — 2005. — No. 12. — P. 5–7.
8. Веснин А.М., Воейков С.В., Киселев А.В. и др. Возможности приемников сигналов глобальных навигационных спутниковых систем для оперативного мониторинга радиоканала: проблемы и перспективы / Тр. ВКА им. А.Ф.Можайского, Вып. 662, — 2018. — С. 63–67.
9. Модель справочного полного электронного содержания плазмосферы / В.А. Шемелов, К.А. Лобанов // Уч. зап. РГГМУ. — 2012. — № 25. — С. 68–79.
10. Лобанов К.А., Шемелов В.А., Подчасский А.С. Радиофизический метод диагностики состояния ионосферы для задач геофизического обеспечения коротковолновой радиосвязи / Сб. тр. науч.-тех. конф. «Моделирование параметров атмосферы в ракетно-технической технике» 4 ЦНИИ МО РФ. Вып. № 135. — М.: 2017. — С. 159–163.
11. Hofmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Collins J. Position System: Theory and Practice / В. Hofmann-Wellenhof // Global, — 1992. — P. 327.

Том I, с. 225–229

УДК: 550.338.2

ПОЛНОЕ ЭЛЕКТРОННОЕ СОДЕРЖАНИЕ ПО ДАННЫМ ГЛОНАСС/GPS/GALILEO: ПРОБЛЕМЫ ФИЛЬТРАЦИИ

Б. М. Малецкий^{1,2}, Ю. В. Ясюкевич^{1,2}, А. М. Веснин¹

¹ *Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126а
E-mail: maletskiy@iszf.irk.ru*

² *Иркутский государственный университет, 664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20*

Аннотация. Глобальные навигационные спутниковые системы в последние годы все активнее используются для изучения околоземного космического пространства. Основой для исследований являются измерения полного электронного содержания (ПЭС), получаемые на основе двухчастотных измерений. Стандартные процедуры выделения вариаций ПЭС требуют устранения тренда, обусловленного движением спутников, а также фильтрации рядов ПЭС. Наш опыт показал, что артефакты, возникающие в рядах данных, могут значительно сказываться на интерпретации данных, особенно при автоматической обработке. При этом в литературе проблемы фильтрации данных ПЭС плохо освещены. В настоящей работе мы анализируем ошибки, возникающие при различных вариантах устранения тренда и различных вариантах фильтрации. Каждая из этих подзадач (удаление тренда и фильтрация) рассматривается отдельно. Основные результаты получены для моделирования, когда можно непосредственно оценить ошибку. Завершает работу анализ экспериментальных данных.

Ключевые слова: ионосфера; полное электронное содержание; фильтрация данных; обработка данных

TOTAL ELECTRON CONTENT VARIATIONS FROM GLONASS/GPS/GALILEO: FILTERING PROBLEMS

B. M. Maletskii, Yu. V. Yasyukevich, A. M. Vesnin

Abstract. Over the recent years, Global Navigation Satellite Systems have been increasingly used to study the near-Earth space. The basis for such studies are the total electron content (TEC) data. TEC is obtained based on dual-frequency measurements. The standard procedures for detecting TEC variations require filtering and detrending. Our experience showed that the artifacts originating in data series may affect upon data interpretation, particularly strong for automated processing. Herewith, the filtering issues are not paid enough attention in literature. In this study we analyze the errors originating from various detrending as well as from various filtering algorithms. Each of these subtasks (detrending and filtering) is addressed separately. The principal results were obtained for the modeling, when we control input and can directly estimate the error. Experimental data analysis finalizes this study.

Keywords: ionosphere; total electron content; global navigation satellite system; data filtering; data processing

Введение

Глобальные навигационные спутниковые системы (ГНСС) предоставили огромный набор данных для изучения ионосферы Земли. Ключевым параметром является полное электронное содержание (ПЭС), измеряемое на основе двухчастотной комбинации [1]. Измерения ПЭС включают в себя тренд, обусловленный движением спутника, а также набор вариаций различных периодов, обусловленных процессами в ионосфере. Стандартные процедуры выделения вариаций ПЭС включают в себя фильтрацию и устранения тренда. В большинстве работ для удаления тренда используется скользящее среднее с окном равным верхней границе диапазона периодов исследуемых вариаций [2] или полином высоких порядков [3]. Для селекции вариаций чаще всего используются скользящее среднее [1] или фильтр Баттерворда [4]. В работе [5] использовалось оконное преобразование Фурье чтобы избежать проблемы выделения вариаций. К сожалению, такой подход не всегда можно использовать для ряда использующихся в настоящее время алгоритмов таких, как например, интерферометрия [6] или детектирование эффектов солнечных вспышек [7].

Рассматриваемые методы

Мы проанализировали следующие методы для устранения тренда в данных ПЭС: полосовой фильтр на основе скользящего среднего; полосовой фильтр на основе скользящей медианы; полином шестой степени; фильтр Ходрика-Прескотта; фильтр I1; кубический сглаживающий сплайн; двойное применение полосового фильтра на основе скользящего среднего.

Наибольший интерес представляют следующие диапазоны для фильтрации данных: 2-10 мин (периоды АГВ), 10-20 мин и 20-60 мин (периоды внутренних гравитационных волн). Были проанализированы следующие методы для селекции вариаций: полосовой фильтр на основе скользящего среднего; полосовой фильтр на основе скользящей медианы; фильтр Баттеворда (восьмого порядка); фильтр Чебышева первого рода (восьмого порядка)

Для анализа качества различных алгоритмов мы использовали следующие параметры: математическое ожидание ошибки M_{RF} , где ошибка определяется как разница между моделируемым и восстановленным сигналами; среднеквадратическое отклонение ошибки σ_{RF} ; коэффициент корреляции между известным используемым сигналом и восстановленным сигналом, после проведения процедур фильтрации K_{RF} .

Модельные результаты

Предполагается, что временные ряды данных ТЕС аддитивно состоят из тренда, сигнала (вариаций ПЭС) и некоторого шума. Моделирование проведено для трёх указанных выше диапазонов периодов (2-10, 10-20, 20-60 мин). При этом максимальные ошибки наблюдались для диапазона 20-60 мин. В этой связи, основные результаты, представленные в тексте статьи, даны для этого диапазона. На первом этапе мы генерировали опорный сигнал I_R и тренд I_T , после чего осуществляли процедуру удаления тренда из суммарного сигнала I_R+I_T каждым из описанных выше методов. На основе полученного детрендрованного (отфильтрованного) сигнала проводился анализ параметров K_{RF} , σ_{RF} , M_{RF} .

Модель опорного сигнала имеет вид (1):

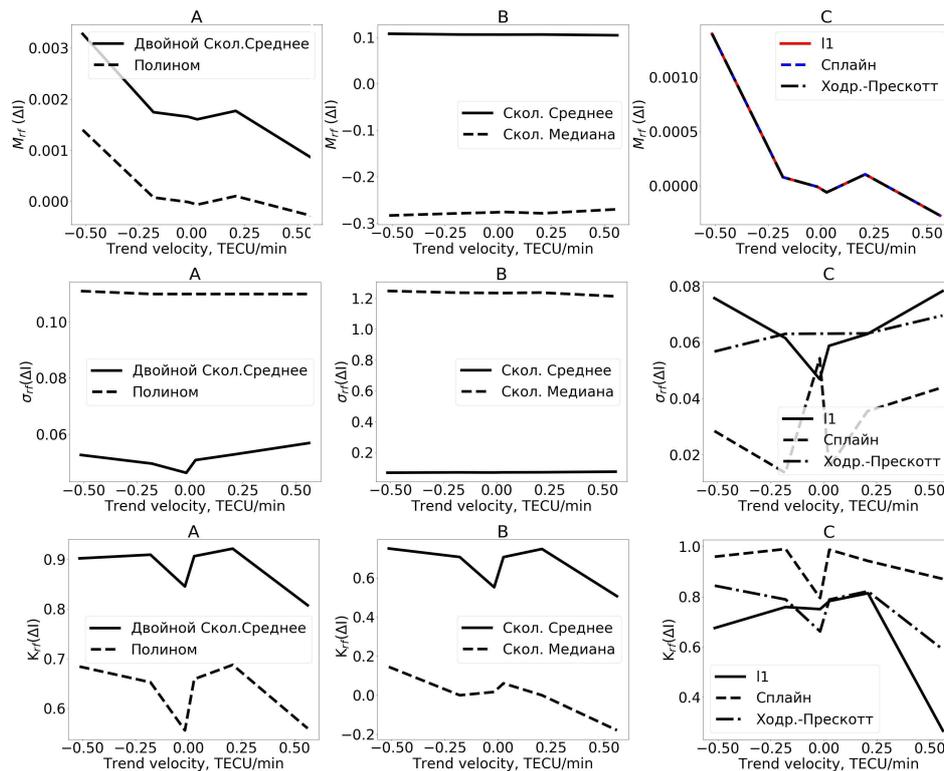
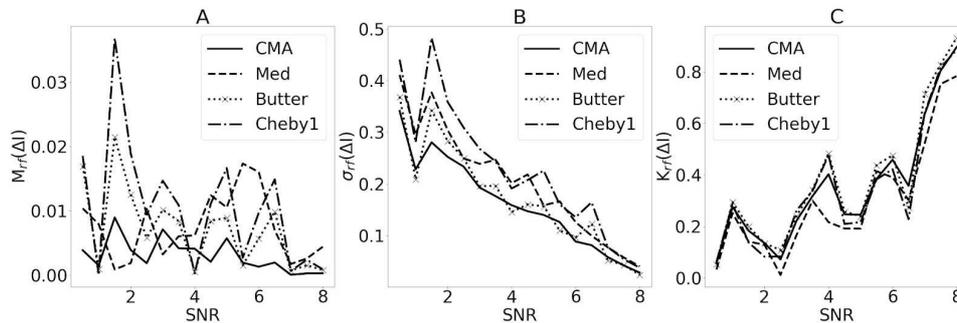
$$I_R = e^{-\frac{(t-t_m)^2}{2d_t^2}} \cdot \sum_i^n \sin(\omega_i t) \quad (1)$$

где, параметр d_t – полуширина огибающей (для всех временных диапазонов колебаний равен 27,5 минут). В составе волнового пакета присутствуют три гармоники с частотами колебаний 20, 40 и 60 минут. Амплитуда гармоник - 0,2 TECU. Моделью тренда является кубический полином. Результаты моделирования представлены на рис. 1.

Верхние три панели показывают зависимость M_{RF} от скорости изменения тренда при различных способах удаления тренда. Средние три и нижние три панели – то же самое для σ_{RF} и K_{RF} , соответственно. Обозначения: А – двойное скользящее среднее (сплошная), полином шестого порядка (пунктир); В – скользящее среднее (сплошная), скользящая медиана (пунктир) С - L1-filter (сплошная), сплайн-фильтрация (пунктир), фильтр Ходрик-Прескотта (штрих-пунктир). Можно выделить группу фильтров с хорошими результатами: двойное скользящее среднее, сплайн-фильтрация, фильтр Ходрик-Прескотта, фильтр L1. Сплайн-фильтрация - лучший среди них.

Для решения задачи селекции вариаций мы сгенерировали сигнал (волновой пакет), состоящий из гармоник, находящихся внутри всех интересующих нас диапазонов и вне них. Амплитуда каждой гармоники - 0,2 TECU. Качество селекции вариаций может зависеть от отношения сигнал-шум. Поэтому, к сигналу мы аддитивно добавляли белый шум различной амплитуды. В качестве “правильного” восстановленного сигнала мы принимаем гармонику в волновом пакете, соответствующую фильтрующему интервалу (2-10 мин, 10-20 мин, 20-60 мин). Результаты представлены на рис. 2.

По критериям K_{RF} и σ_{RF} лучшие результаты показывают скользящее среднее и фильтр Баттерворда, а по критерию M_{RF} лучший результат показывает скользящее среднее.

Рис. 1. Зависимость параметров K_{RF} , σ_{RF} , M_{RF} от скорости изменения тренда.Рис. 2. Критерии качества селекции M_{RF} , σ_{RF} , K_{RF} в зависимости от амплитуды белого шума.

Экспериментальные результаты

Для понимания, насколько значительно результаты для различных методик могут отличаться при работе с реальными экспериментальными данными, мы обработали данные приемника UZUR сети SibNet [8], расположенном на полигоне ИСЗФ СО РАН в пос. Узур (53°N , 107°E). Использовались данные за 14 апреля 2016 г. На рис. 3–4 представлены результаты для лучей "UZUR - PRN G26".

Рисунки 3 и 4 показывают, что наименее удовлетворительные результаты соответствуют использованию скользящего среднего без предварительного удаления тренда. Спектр демонстрирует наличие значительной постоянной составляющей, а во временной динамике мы видим исключительно отрицательные значения. Детрендринг сглаживающим кубическим сплайном убирает этот артефакт. Применение фильтра скользящего среднего для селекции вариаций показывает лучшие результаты: сохраняется вид сигнала и его спектр в заданной области.

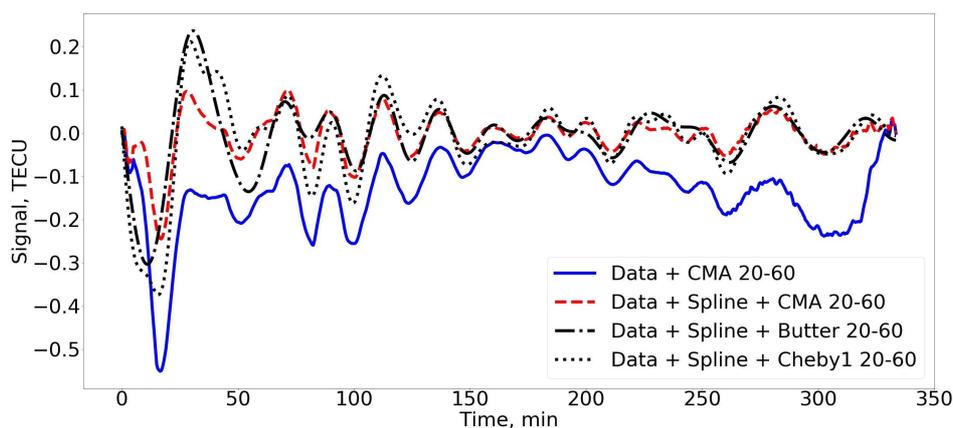


Рис. 3. Вариации ПЭС, полученные после удаления тренда и фильтрации различными методами во временной области.

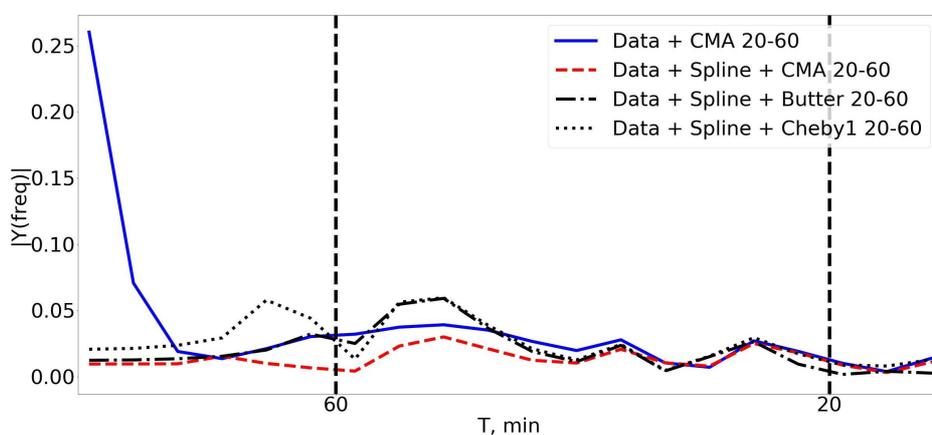


Рис. 4. Спектр вариации ПЭС, полученные после удаления тренда и фильтрации различными методами.

Заключение

Проведенное моделирование позволяет сделать следующие выводы.

1. Для задачи удаления тренда, среди наиболее применяемых методов лучшие результаты дает сглаживающий кубический сплайн. Он характеризуется минимальным значением математического ожидания ошибки и среднеквадратического отклонения ошибки, а также максимумом коэффициента корреляции.
2. Для задачи селекции вариаций, лучшие результаты получены для фильтра скользящего среднего. Селекция вариаций играет важную роль в интерпретации данных, особенно при автоматической обработке.

Полученные сведения о вариациях в различных диапазонах могут быть использованы для изучения различных процессов в ионосфере, в том числе и в автоматическом режиме.

Благодарности

Авторы благодарны Сидорову Д.Н. за ценные обсуждения.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-77-20005). В работе использовались экспериментальные данные ЦКП «Ангара» (<http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>) функционирующего в рамках базового финансирования программы ФНИ П.12.

Список литературы

1. Afraimovich E.L., Astafyeva E.I., Demyanov V.V., Edemskiy I.K., Gavrilyuk N.S., Ishin A.B., Kosogorov E.A., Leonovich L.A., Lesyuta O.S., Palamartchouk K.S., Perevalova N.P., Polyakova A.S., Smolkov G.Y., Voeykov S.V., Yasyukevich Yu.V., Zhivetiev I.V., Review of GPS/GLONASS studies of the ionospheric response to natural and anthropogenic processes and phenomena // *Journal of Space Weather and Space Climate*. V. 3. A27. doi:10.1051/swsc/2013049. 2013.
2. Tsugawa T., Nishioka M., Ishii M., Hozumi K., Saito S., Shinbori A., Otsuka Y., Saito A., Buhari S., Abdullah M., and P. Supnithi, Total Electron Content Observations by Dense Regional and Worldwide International Networks of GNSS, *J. Disaster Res.*, Vol.13, No.3, pp. 535-545, 2018. DOI: 10.20965/jdr.2018.p0535.
3. Heki K., Ping. J., Directivity and apparent velocity of the coseismic ionospheric disturbances observed with a dense GPS array, // *Earth and Planetary Science Letters*, Volume 236, Issues 3–4, 2005, P. 845-855, DOI: 10.1016/j.epsl.2005.06.010.
4. Komjathy A., Galvan D. A., Stephens P., Butala M. D., Akopian V., Wilson B., Verkhoglyadova O., Mannucci A. J., Hickey M., Detecting ionospheric TEC perturbations caused by natural hazards using a global network of GPS receivers: The Tohoku case study // *Earth Planet Space* (2012) 64, 1287–1294. DOI: 10.5047/eps.2012.08.003
5. Şentürk E., Livaoğlu H., & Çepni M. A, Comprehensive Analysis of Ionospheric Anomalies before the Mw7.1 Van Earthquake on 23 October 2011. *Journal of Navigation*, 2018 1-19. doi:10.1017/S0373463318000826
6. Afraimovich E.L., The GPS global detection of the ionospheric response to solar flares, *Radio Sci.*, 35(6), 1417–1424, 2000. DOI: 10.1029/2000RS002340.
7. Afraimovich E.L., Perevalova N.P., Plotnikov A.V., Uralov A.M., The shock-acoustic waves generated by earthquakes, *Ann. Geophys.*, 19, 395-409, <https://doi.org/10.5194/angeo-19-395-2001>, 2001.
8. Yasyukevich Yu.V., Vesnin A.M., Perevalova N.P., SibNet – Siberian Global Navigation Satellite System Network: Current state. *Solar-Terrestrial Physics*. 2018. Vol. 4. Iss. 4. P. 63–72. DOI: 10.12737/stp-44201809.

Том I, с. 230-234

УДК: 550.388.2+551.510.535

СТАТИСТИКА СРАВНЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И МОДЕЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРЫ В ВЫСОКИХ ШИРОТАХ

О. А. Мальцева, Т. В. Никитенко

*Южный федеральный университет, Научно-исследовательский институт физики,
344090, г. Ростов-на-Дону, пр. Стачки, 194
E-mail: mal@ip.rsu.ru*

Аннотация. В настоящее время ощущается повышенный интерес к использованию эмпирических моделей ионосферы в высоких широтах, делаются попытки увеличить точность определения параметров в этой зоне. Одной из таких моделей является SIMP. В данной работе проводится сравнение модельных (IRI, IMP) значений foF2 и hmF2 с экспериментальными величинами на примере данных станций Norilsk и Longyearbyen. Для станции Longyearbyen среднегодовые оценки абсолютных и относительных отклонений для foF2 (0.5 МГц и 14 %) близки к среднеширотным. Микроскопическое преимущество соответствует модели IRI. Для станции Norilsk выявлена зависимость результатов сравнения от солнечной активности: при высокой активности модель SIMP дает результаты лучше, чем IRI, для foF2 и хуже для hmF2, при низкой активности модель SIMP дает результаты лучше для hmF2 и хуже для foF2. Для средней активности очевидно преимущество модели SIMP при определении обоих параметров. Всё большую роль при определении состояния ионосферы начинают играть измерения полного электронного содержания ТЕС. В данной работе значения ТЕС для моделей IRI-Plas и NeQuick сравниваются с данными глобальных карт. Для обеих станций лучшее соответствие получено для модели IRI-Plas. Для станции Longyearbyen обе модели занижают значения. Для станции Norilsk модель IRI-Plas завышает значения для всех сезонов, кроме летнего, модель NeQuick занижает значения во все сезоны.

Ключевые слова: модели ионосферы; высокие широты; полное электронное содержание

STATISTICS OF COMPARISON OF EXPERIMENTAL AND MODEL PARAMETERS OF THE IONOSPHERE IN HIGH LATITUDES

O. A. Maltseva, T. V. Nikitenko

Abstract. Now, heightened interest exists to use the empirical ionospheric models in high latitudes, attempts to increase accuracy of obtaining parameters in this zone are made. One of such models is SIMP. In the present work, comparison of model (IRI, SIMP) values of foF2 and hmF2 with experimental ones is performed on an example of data of stations Norilsk and Longyearbyen. For station Longyearbyen, annual estimations of absolute and relative deviations for foF2 (0.5 MHz and 14 %) are close to the middle-latitude values. Microscopic advantage corresponds to the IRI model. For station Norilsk, dependence of comparison results on solar activity is revealed: at high activity the SIMP model yields results better, than IRI, for foF2 and worse for hmF2, at low activity the SIMP model gives results better for hmF2 and worse for foF2. Advantage of the SIMP model is obvious for moderate activity at definition of both parameters. Measurements of the total electron content TEC start to play the increasing role at description of ionospheric conditions. In the present work, values of TEC for models IRI-Plas and NeQuick are compared to data of global maps. For both stations the best conformity is obtained for the IRI-Plas model. For station Longyearbyen, both models underestimate TEC values. For station Norilsk, the IRI-Plas model overestimates values for all seasons, except summer, the NeQuick model underestimates values during all seasons.

Keywords: ionospheric models; high latitudes; the total electron content

Введение

В последние годы повысился интерес к эмпирическим моделям ионосферы, например [1]. Интерес подтвержден в работе [2]. Рекомендовано использовать, в частности, модель ИПГ Росгидромета, представленную в качестве ГОСТа РФ, и ограничено модели IRI [3] и NeQuick [4].

Таблица 1. Сравнение точностей определения foF2 с помощью моделей IRI и SIMP по данным станции Longyearbyen

	Longyearbyen	2010	2011	2012	2013	2014	среднее
1	$\Delta(\text{IRI})$	0.44	0.31	-0.01	0.39	0.52	0.33
2	$\Delta(\text{SIMP})$	-0.44	-0.18	-0.29	-0.07	0.59	-0.08
3	$ \Delta(\text{IRI}) $	0.51	0.42	0.36	0.48	0.70	0.49
4	$ \Delta(\text{SIMP}) $	0.51	0.47	0.47	0.47	0.68	0.52
5	$\sigma(\text{IRI}), \text{МГц}$	0.63	0.55	0.44	0.64	0.89	0.63
6	$\sigma(\text{SIMP}), \text{МГц}$	0.65	0.59	0.59	0.60	0.81	0.65
7	$\sigma(\text{IRI}), \%$	15.62	12.44	9.84	13.04	15.87	13.36
8	$\sigma(\text{SIMP}), \%$	16.20	13.33	13.16	12.23	14.46	13.88

Как известно, в основе модели ИПГ лежит статья [5] и одной из задач было улучшение представления ионосферных параметров foF2 и hmF2 в области высоких широт.

Особое внимание уделяется параметру TEC. В этой связи представляет интерес тестирование этих моделей в высокоширотной зоне. В представляемой работе такое тестирование проводится по данным станций Norilsk и Longyearbyen. Варианты тестирования определяются наличием данных. Для станции Норильск значения foF2 и hmF2 были доступны в базе DIDbase (<http://ulcar.uml.edu/DIDBase/>) в период 2003-2012 с пропуском в 2004-2005. Для станции Longyearbyen данные для foF2 были доступны в базе spidr (<http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/index.jsp>) с апреля 2010 по май 2013. TEC для обеих станций вычислялся из IONEX файлов для карт JPL, CODE, UPC (<ftp://cddis.gsfc.nasa.gov/pub/gps/products/ionex/>). Параметры модели IRI2016 вычислялись online на сайте (http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/iri2016_vitmo.html), для модели SIMP отсчитывались с экрана на сайте (<http://www.space-weather.ru/index.php?page=raschet-sostoyaniya-ionosfery-po-modeli-sim>), значения TEC для модели IRI-Plas вычислялись на сайте (<http://www.ionolab.org/index.php?language=en>), для модели NeQuick – на сайте – (<https://t-ict4d.ictp.it/nequick2/nequick-2-web-model>).

Целью работы является оценка качества использования самых современных эмпирических моделей в высоких широтах. Оценка проводится сравнением модельных и экспериментальных значений параметров.

Сравнение значений foF2 и hmF2

Результаты сравнения для параметра foF2 для станции Longyearbyen приводятся в табл. 1 в виде среднегодовых значений.

Первые две строки показывают кроме величины знак среднегодовых отклонений $\Delta = \text{foF2}(\text{obs}) - \text{foF2}(\text{mod})$: если $\Delta > 0$, модель занижает значения, при $\Delta < 0$ модель завышает значения. Видно, что модель IRI занижает значения во все годы, кроме 2012. Модель SIMP занижает значения во все годы, кроме 2014. Строки 3-4 представляют среднегодовые абсолютные значения: для одних двух лет отклонения IRI меньше, для других двух лет отклонения меньше у модели SIMP, в 2010 году наблюдались одинаковые отклонения. Строки 5-6 представляют СКО σ в МГц, которые соответствуют строкам 3-4. Наибольшие отклонения σ соответствуют году максимума 2014. Строки 7-8 показывают относительные отклонения в %. Эти оценки близки к среднеширотным. Если сравнивать средние за 5 лет оценки (последний столбец), то микроскопическое преимущество соответствует модели IRI. Для станции Норильск были доступны данные по foF2 и hmF2. Итоговая таблица 2 приведена для лет высокой (2003), средней (2012) и низкой (2009) солнечной активности. Даются среднегодовые абсолютные и относительные отклонения.

При высокой активности модель SIMP дает результаты лучше, чем IRI, для foF2 и хуже для hmF2, при низкой активности модель SIMP дает результаты лучше для hmF2 и хуже для

Таблица 2. Сравнение точностей определения foF2 и hmF2 с помощью моделей IRI и SIMP по данным станции Norilsk

	Δ foF2		Δ hmF2		σ (foF2)		σ (hmF2)	
	МГц	МГц	км	км	IRI	%	IRI	%
	IRI	SIMP	IRI	SIMP	IRI	SIMP	IRI	SIMP
2003	0.52	0.44	17.46	19.21	12.64	10.72	6.70	7.93
2009	0.31	0.56	35.09	23.60	11.69	18.95	15.49	11.41
2012	0.69	0.61	26.14	21.18	19.97	17.87	10.52	8.93

foF2. Для средней активности очевидно преимущество модели SIMP при определении обоих параметров. Детали сезонного хода представлены на рис. 1.

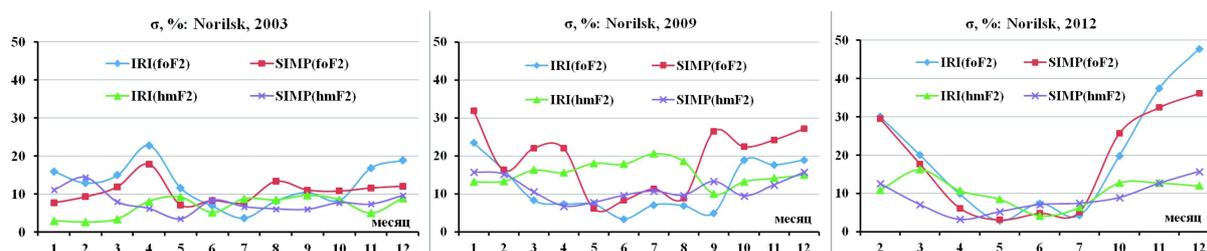


Рис. 1. Сезонный ход СКО в зависимости от солнечной активности.

Видно, что в максимуме солнечной активности обе модели обеспечивают результаты на уровне среднеширотных, при низкой активности результаты хуже: в зимние месяцы относительные отклонения для foF2 начинают превышать отклонения для hmF2. В период средней активности наблюдается резкая сезонная зависимость: обе модели дают неудовлетворительные результаты для foF2 в зимний период. Пример суточного хода в этом случае дается на рис. 2.

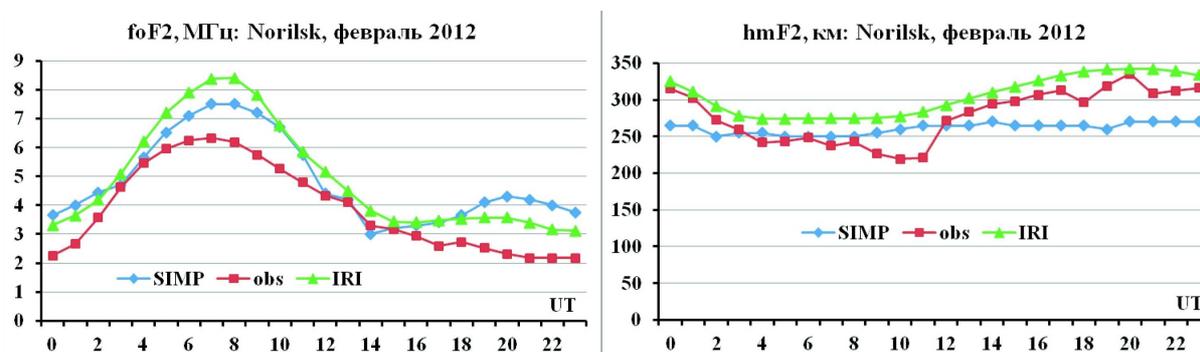


Рис. 2. Пример сравнения экспериментального и модельных суточных ходов foF2 и hmF2 в феврале 2012.

Тренды сезонного хода сводятся к следующему. Модель IRI завышает или дает близкие значения foF2 при высокой солнечной активности, в условиях средней активности завышает, а при низкой активности занижает значения. Модель SIMP при высокой и низкой активности может, как завышать, так и занижать значения, при средней активности завышает. При определении hmF2 модель IRI при высокой и средней активности завышает значения, при низкой активности занижает. Модель SIMP при высокой и низкой активности дает отклонения различных знаков, при средней активности завышает.

Таблица 3. Сравнение точностей определения TEC с помощью моделей IRI-Plas и NeQuick по данным станции Longyearbyen

σ , TECU	JPL		CODE		UPC	
	IRI-Plas	NeQuick	IRI-Plas	NeQuick	IRI-Plas	NeQuick
2011	3.45	6.09	2.59	3.94	2.70	5.01
2012	3.48	6.26	2.76	4.07	2.73	5.08
2013	4.11	7.05	3.36	4.83	3.44	5.86
2014	5.97	10.32	4.61	8.18	5.53	9.56
средн	4.25	7.43	3.33	5.25	3.60	6.38

Сравнение значений TEC

Большинство работ относится к сравнению экспериментальных TEC и значений модели IRI, которая имеет 3 опции расчета этого параметра, причем эти сравнения проводятся в среднеширотных, низкоширотных и экваториальных зонах. Необходимо отметить, что такое сравнение не совсем корректно, поскольку высота $N(h)$ -профиля модели IRI, интегрирование которого дает значение TEC, ограничена 2000 км, тогда как определение TEC проводится с помощью навигационных спутников с орбитами на высотах порядка 20000 км. Этому недостатка лишены модели IRI-Plas и NeQuick. В данной работе значения этих моделей сравниваются с глобальными картами JPL, CODE, UPC, поскольку их значения могут различаться. Пример суточно-сезонного поведения значений для 2012 приведен на рис. 3.

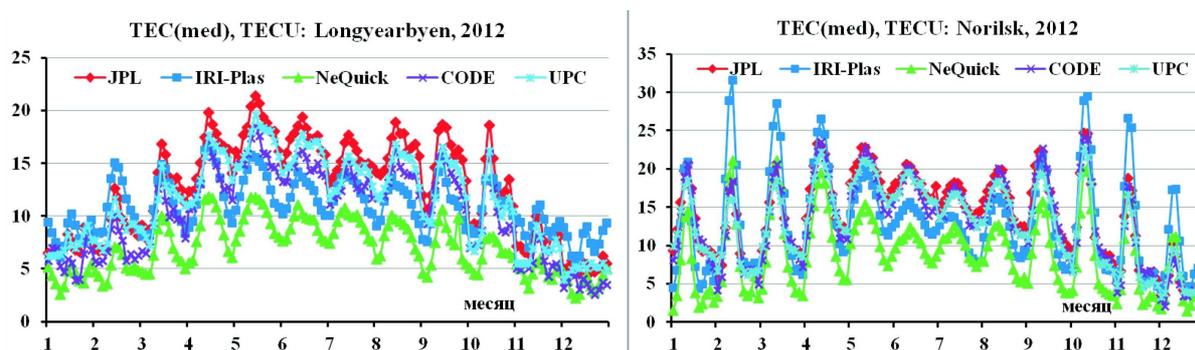


Рис. 3. Пример поведения модельных и экспериментальных значений TEC.

Статистика СКО дается на примере станции Longyearbyen в табл. 3.

Соответствие значений TEC лучше для модели IRI-Plas. Видна зависимость от солнечной активности: расхождение увеличивается с ростом активности. Это относится и к относительным отклонениям, которые составляют $\sim 30\%$ для IRI-Plas и $\sim 50\%$ для NeQuick.

Заключение

По данным двух станций показано, что модель SIMP существенно улучшает определение $foF2$ и $hmF2$ по сравнению с моделью IRI в высоких широтах в условиях умеренной солнечной активности. В условиях высокой и низкой активности преимуществ нет. При сравнении значений TEC для обеих станций лучшее соответствие получено для модели IRI-Plas. Для станции Longyearbyen обе модели занижают значения. Для станции Norilsk модель IRI-Plas завышает значения для всех сезонов, кроме летнего, модель NeQuick занижает значения во все сезоны.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта БЧN3.9696.2017/8.9 Минобрнауки РФ.

Список литературы

1. Козлов С.И., Ляхов А.Н., Якубовский С.В., Беккер С.З., Гаврилов Б.Г., Яким В.В. Обоснование требований к моделям ионосферы, используемым в радиолокационных системах дециметрового и метрового диапазона длин волн // Сб. докладов V Всеросс. научн.-техн. конф. «Проблемы военно-прикладной геофизики и контроля состояния природной среды». 23-25 мая 2018г. ВКА имени А.Ф.Можайского. г. Санкт-Петербург. С. 455-457.
2. Козлов С.И., Аксенов О.Ю., Беккер С.З., Ляхов А.Н., Яким В.В., Якубовский С.В. Какие модели необходимо разрабатывать в интересах радиолокационных систем сантиметрового, дециметрового и метрового диапазона длин волн? // Тезисы Четырнадцатая ежегодная конференция «Физика плазмы в солнечной системе» ИКИ РАН, 11-15 февраля 2019 г. С. 127.
3. 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. – 2017. – V. 15. – P. 418–429.
4. Nava B., Coisson P., Radicella S.M. A new version of the NeQuick ionosphere electron density model // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 2008. – V.70, N 15. - P. 1856–1862.
5. Лещинская Т.Ю., Михайлов В.В. Модель SIMP-1: картирование месячных медиан foF2 по северному полушарию // Геомагнетизм и аэрномия. 2016. – Т. 56, № 6. - С. 772–780.

Том I, с. 235–237
УДК: 550.338.2

IONOSPHERIC TOTAL ELECTRON CONTENT DERIVED FROM GNSS SIGNALS BY DOUBLE THIN-SHELL MODEL NEAR THE MAGNETIC EQUATOR AND IMPLICATION IN THE MERIDIONAL WIND

T. Maruyama^{1,2}, K. Hozumi¹, G. Ma²

¹ National Institute of Information and Communications Technology, Tokyo, Japan
E-mail: tmaru@nict.go.jp

² National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing, China
E-mail: guanyima@nao.cas.cn

Abstract. A new technique was developed to estimate ionospheric total electron content (TEC) from GNSS satellite signals. The technique is based on the double thin-layer approximation of the ionosphere, i.e., the vertically distributed electron density is parameterized by two thin-shell layers. Total electron content (strictly speaking, partial electron content) associated with each shell is approximated by the functional fitting of spherical surface harmonics. The technique was applied to the dataset obtained by the meridional receiver network in the equatorial Southeast Asia. Characteristics of TEC distribution for the higher and lower layer exhibited different patterns. The north-south symmetry/asymmetry characteristics changed with the local time and layer. These features were ascribed to the thermospheric wind dynamics.

Keywords: TEC; double-shell model; orthogonal neural network; equatorial anomaly

Introduction

The total electron content (TEC) derived from the differential group delay of the beacon signals of GNSS has been a basic parameter in ionospheric studies. In most applications, the thin-layer approximation is used to convert the slant TEC to vertical one at the ionosphere pierce point. Usually the thin-layer height is assumed to be constant regardless of the location and time, which is unrealistic and can be a source of error in TEC estimations. The error is significant at low latitudes where the ionospheric height greatly varies by the action of the vertical EXB drift due to the zonal electric field and the meridional neutral wind. To avoid this inconvenience, we developed a new technique using double-shell approximation of the ionosphere. The technique was applied to a dataset obtained by the local receiver network near the magnetic equator.

Double-shell model

The ionosphere was parameterized by two thin layers (double-shell model) at the height of 250 and 1100 km as shown in Fig. 1. The variation of partial electron content related to each layer (TEC_{VLo} , TEC_{VHi}) was independently approximated by the spherical harmonics expansion as the equations below, where the longitude parameter was the sun-fixed longitude or the local time measured in angle.

$$\begin{aligned} TEC_V(\theta, \varphi) &= TEC_{VLo}(\theta, \varphi) + TEC_{VHi}(\theta, \varphi) \\ TEC_{VLo}(\theta, \varphi) &= \sum_{m=0}^M \sum_{n=M}^N (A_{nm} \cos m\varphi + B_{nm} \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta) \\ TEC_{VHi}(\theta, \varphi) &= \sum_{m=0}^M \sum_{n=M}^N (\tilde{A}_{nm} \cos m\varphi + \tilde{B}_{nm} \sin m\varphi) P_n^m(\cos \theta) \end{aligned} \quad (1)$$

where, θ and φ are the colatitude and local time. The coefficients A_{nm} , B_{nm} , \tilde{A}_{nm} and \tilde{B}_{nm} are unknown parameters and determined from the observations obtained for a whole day (φ coverage: $0 \sim 2\pi$) by the orthogonal function network (equivalent to the least squares fitting).

geographic latitude) from sunrise to 16 LT. North-south asymmetry became prominent from 16 to 24 LT, which was anti-correlated between the lower and higher shells and the feature was ascribed to the transequatorial thermospheric wind as given below. The ionospheric plasma was transported to higher altitudes in the southern hemisphere by the northward wind, which resulted in increase in partial TEC in the higher layer and depression in the lower layer as observed at round 18 LT. Shortly after that, at around 22 LT, the downward field-aligned plasma resulted in increase in TEC in the lower layer in the southern hemisphere by the reversed wind direction as observed in the middle panel of Fig. 3.

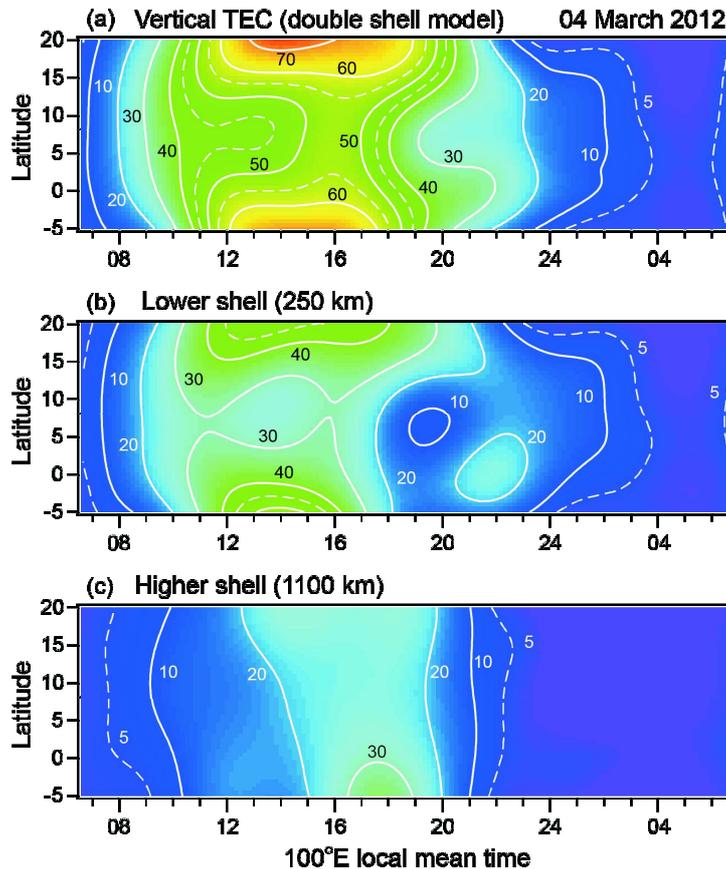


Fig. 3. Diurnal and latitudinal variation of TEC and partial TEC at each shell height.

Summary

We have developed the double-shell model of ionospheric TEC estimation. The model is capable of precise estimation of TEC and presents information on the ionosphere-thermosphere dynamics. The major achievements were:

1. The double-shell model achieved precise estimation of TEC as the functional fitting error of the double-shell model was smaller than that of the conventional single-shell model.
2. Higher and lower shells exhibited a different pattern of local time vs. latitude variation, which presents information on the ionosphere-thermosphere dynamics such as field-aligned plasma transportation and the vertical drift due to the zonal electric field.
3. Amplitude of the equatorial anomaly (ratio of TEC at the anomaly crests to the trough) was larger than that of the single-shell model, in other words, the single-shell model yielded somewhat flattened equatorial anomaly.

Том I, с. 238–242

УДК: 550.388.2

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ПО ДАННЫМ ИРКУТСКОГО КОМПЛЕКСА РАДИОФИЗИЧЕСКИХ ИНСТРУМЕНТОВ

**А. В. Медведев, К. Г. Ратовский, М. В. Толстикова, Р. В. Васильев, М. Ф. Артамонов,
С. С. Алсаткин**

Институт Солнечно-Земной Физики, Иркутск, Россия

E-mail: medvedev@iszf.irk.ru

Аннотация. Периоды одновременных долговременных наблюдений Иркутского радара некогерентного рассеяния (ИРНР) и ионозонда DPS-4 позволили собрать уникальные данные о трехмерной пространственно-временной структуре перемещающихся волновых возмущений с периодами от 40 минут до 6 часов, включая полный вектор скорости их перемещения. Показано, что анизотропия наблюдаемых ионосферных возмущений по направлениям их распространения объясняется ветровой фильтрацией внутренних гравитационных волн (ВГВ). Вероятность наблюдения увеличивается для ВГВ, распространяющихся в направлении противоположном действующему на высоте наблюдения нейтральному ветру. Напротив, в направлении совпадающим с сильным нейтральным ветром (более 50 м/с) на любой из высот, через которые ВГВ прошли, прежде чем достигнуть высоты наблюдения, распространение ВГВ блокируется. Получена зависимость амплитуды ВГВ от проекции нейтрального ветра на направление распространения подтверждающая механизм ветровой фильтрации. На основе статистических данных о параметрах ВГВ (в том числе трёхмерных векторов фазовой и групповой скорости), получен среднемесячный суточный ход меридионального, зонального и вертикального нейтрального ветра. Параметры нейтрального ветра удовлетворительно согласуются как с данными модели HWM2007 (зональный и меридиональный), так и с независимыми измерениями интерферометра Фабри-Перо.

Ключевые слова: перемещающиеся ионосферные возмущения, внутренние гравитационные волны, фазовые и групповые скорости, нейтральный ветер

STATISTICAL ANALYSIS OF INTERNAL GRAVITY WAVES CHARACTERISTICS BASE ON IRKUTSK COMPLEX OF RADIOPHYSICAL INSTRUMENTS DATA

**A. V. Medvedev, K. G. Ratovsky, M. V. Tolstikova, R. V. Vasilyev, M. F. Artamonov,
S. S. Alsatkin**

Abstract. Periods of simultaneous long-term observations of the Irkutsk incoherent scatter radar (IISR) and the ionosonde DPS-4 allowed to collect unique data on the three-dimensional spatial-temporal structure of traveling wave disturbances with periods from 40 minutes to 6 hours, including the full velocity vector. It is shown that the anisotropy of the observed ionospheric disturbances along the directions of their propagation is explained by wind filtration of internal gravity waves (IGWs). The probability of observation increases for IGWs, propagating upwind at the height of the observation. Downwind propagation with a strong neutral wind (more than 50 m/s) to any of the heights through which the IGWs passed before reaching the height of the observation, is blocked. The dependence of the IGWs amplitude on the neutral wind projection on IGW propagation direction confirming the wind filtration has been obtained. Based on statistical data on IGWs parameters (including phase and group velocity vector vectors), the monthly average daily variation of the meridional, zonal and vertical neutral wind was obtained. The neutral wind parameters are in satisfactory agreement with both the HWM2007 model data (zonal and meridional) and independent measurements of the Fabry-Perot interferometer.

Keywords: traveling ionospheric disturbances, internal gravity waves, phase and group velocities, neutral wind

Введение

В ионосфере практически всегда присутствуют флуктуации параметров плазмы различных временных и пространственных масштабов, которые могут перемещаться на значительные расстояния без существенного изменения своей формы. Такие флуктуации принято называть перемещающимися ионосферными возмущениями (ПИВ). За более чем полувековую историю наблюдений ПИВ накоплен огромный массив экспериментальных данных. Однако, до сих пор существует множество вопросов, для ответа на которые требуются новые методы исследований, позволяющие измерять полный вектор скорости ПИВ. Нами разработан метод изучения трехмерной пространственно-временной структуры волновых возмущений по данным ИРНР и ионозонда DPS-4, позволяющий в автоматическом режиме обрабатывать длинные ряды данных профилей электронной концентрации и выделять волнообразные ионосферные возмущения, что позволило получить представительную статистику по измерениям полного вектора скорости ПИВ.

Метод получения характеристик распространения ПИВ и статистический анализ полученных результатов

В основе автоматического программного метода выделения ПИВ лежит предположение, о том что, из всего спектра волнового возмущения можно выделить доминирующую гармонику в которой сосредоточена большая часть энергии. Если это предположение выполняется, тогда на каждой из высот, которые захватывает волна, в спектре вариаций электронной концентрации должен наблюдаться локальный максимум на одной и той же частоте. Таким образом, существование локального максимума в спектре на данной частоте как минимум на трех соседних высотах на каждом инструменте (ионозонд и два луча радара) являлось критерием наличия возмущений [1]. Периоды одновременных долговременных наблюдений ИРНР и ионозонда DPS-4 позволили собрать уникальные данные о трехмерной пространственно-временной структуре ПИВ с периодами от 40 минут до 6 часов, включая полный вектор скорости их перемещения.

Выявлена существенная анизотропия частоты наблюдения и средней горизонтальной скорости наблюдаемых внутренних гравитационных волн (ВГВ) в зависимости от направления распространения. Распределение ВГВ по азимутам для всех сезонов имеет характерный наклон $\sim 22.5^\circ$ от направления север-юг (по часовой стрелке) и этот наклон не соответствует направлению вдоль геомагнитного поля [3]. Распределение средней горизонтальной скорости наблюдаемых ВГВ по азимутам также анизотропно, при этом минимумы в распределении частоты наблюдения ВГВ соответствуют максимумам в распределении средних горизонтальных скоростей и максимумы в распределении частоты наблюдения ВГВ соответствуют минимумам в распределении средних горизонтальных скоростей.

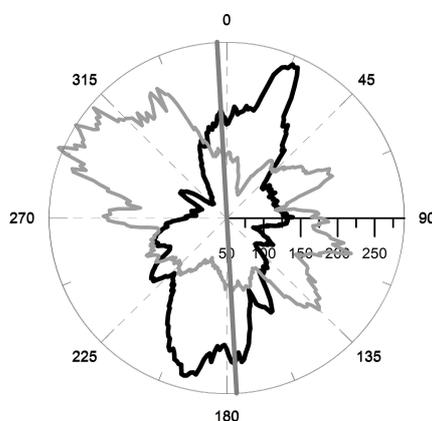


Рис. 1. Распределения по азимутам распространения. Черная кривая – относительная частота наблюдения ВГВ, серая – средняя скорость наблюдаемых ВГВ, на шкале показаны ее значения в м/сек. Серая линия – направление геомагнитного поля над ИРНР.

Такое соотношение возможно в том случае, если распределения азимутов ВГВ определяется нейтральным ветром. Нейтральный ветер понижает амплитуду ВГВ, распространяющихся по ветру, и повышает в противоположном. Одновременно изменяется горизонтальная скорость ВГВ, наблюдаемая наземным способом. Для проверки гипотезы ветровой фильтрацией ВГВ, мы сравнили распределения ВГВ по времени и азимутам с распределением проекций скорости нейтрального ветра. На рисунке 2 цветом показано распределение ВГВ по времени и азимутам. Белыми изолиниями показаны контуры благоприятного ветра (отрицательные проекции).

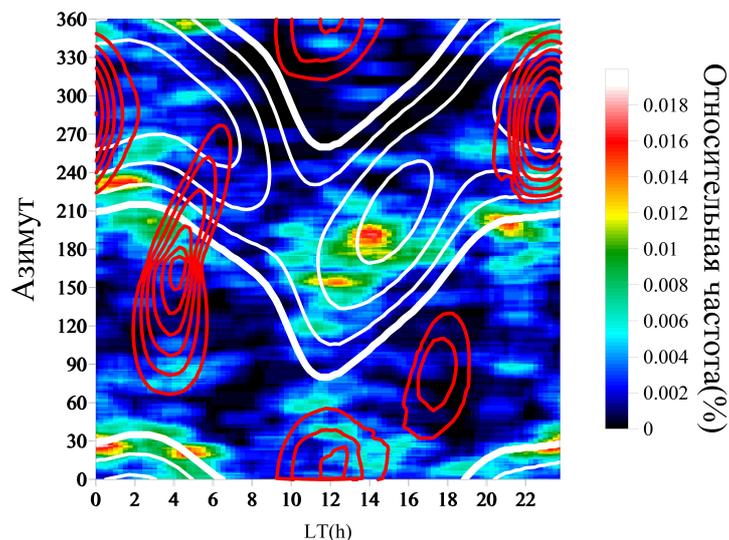


Рис. 2. Цветом показано распределение ВГВ по времени и азимутам для зимнего сезона, белые изолинии – контуры разрешающего ветра, красные изолинии – контуры запрещающего ветра.

Можно видеть, что максимумы в распределении азимутов ВГВ совпадают с направлениями противоположными наиболее сильным и часто встречающимся в это время ветрам. Однако, наблюдения показывают, что от 20 до 2 часов местного времени около азимута 300 градусов отсутствует значимое число возмущений, хотя картина ветров на высоте наблюдения благоприятствует их распространению. Этот факт может быть связан с тем, что на условия распространения ВГВ влияет не только ветер на высоте наблюдения, но и ветер на высотах через которые волны прошли прежде, чем достигнуть этой высоты. Сильные ветра, могут препятствовать распространению волн. Наиболее сильное влияние оказывают ветра на высотах от 90 до 200 км, где их направления резко меняется с высотой, вплоть до изменения его на противоположенное. Определим запрещающий ветер, как сумму положительных проекций нейтрального ветра больших 50м/с на высотах 90-200 км. Как можно видеть из рисунка 2 комбинация благоприятного и запрещающего ветров уже хорошо описывает распределение ВГВ по азимутам и времени [3]. Рассмотрим амплитуды ПИВ, если основными источниками ПИВ являются ВГВ, то амплитуда ПИВ должна быть тем больше, чем меньше проекция нейтрального ветра на направление распространения ПИВ. На рисунке 3 представлено зависимость средней амплитуды ПИВ от проекции нейтрального ветра на направление распространения ПИВ.

Из рисунка 3 видно, что средняя относительная амплитуда ПИВ падает с ростом проекции нейтрального ветра на направление распространения ПИВ, что подтверждает ветровую фильтрацию ВГВ.

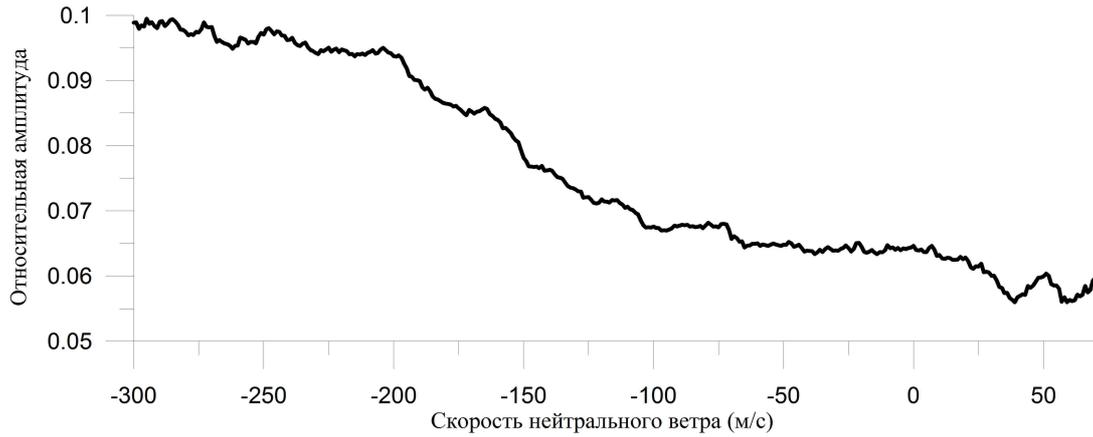


Рис. 3. Зависимость средней амплитуды ПИВ от проекции нейтрального ветра на горизонтальную скорость распространения ПИВ.

Групповая скорость ВГВ и нейтральный ветер

В предположении выполнения дисперсионного уравнения Хайнса можно определить групповую скорость в системе координат движущейся со скоростью нейтрального ветра:

$$\begin{aligned} G'_x &= \frac{\partial \omega'}{\partial k_x} = \frac{k_x \omega' C_0^2 (\omega'^2 - \Omega_B^2)}{(\omega'^4 - (k_x^2 + k_y^2) \Omega_B^2 C_0^2)}, \\ G'_y &= \frac{\partial \omega'}{\partial k_y} = \frac{k_y \omega' C_0^2 (\omega'^2 - \Omega_B^2)}{(\omega'^4 - (k_x^2 + k_y^2) \Omega_B^2 C_0^2)}, \\ G'_z &= \frac{\partial \omega'}{\partial k_z} = \frac{k_z C_0^2 \omega'^3}{(\omega'^4 - (k_x^2 + k_y^2) \Omega_B^2 C_0^2)} \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ω' – внутренняя частота (определяемая из условия выполнения уравнения Хайнса [2]), k – волновой вектор, Ω_B – частота Брента-Вайсяля, C_0 – скорость звука.

Групповая скорость в неподвижной системе координат из эксперимента определяется следующим образом:

$$d\omega = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} dk_x + \frac{\partial \omega}{\partial k_y} dk_y + \frac{\partial \omega}{\partial k_z} dk_z = \vec{V} d\vec{k} = |\vec{V}| |d\vec{k}| \cos(\alpha) \quad (2)$$

Повернём систему координат так, чтобы одна из осей точно совпало с вектором Δk , тогда:

$$\left| \vec{G} \right| = \frac{d\omega}{|d\vec{k}|} \approx \frac{\Delta \omega}{|\Delta \vec{k}|}, G_x = \frac{\Delta \omega \Delta k_x}{|\Delta \vec{k}|^2}, G_y = \frac{\Delta \omega \Delta k_y}{|\Delta \vec{k}|^2}, G_z = \frac{\Delta \omega \Delta k_z}{|\Delta \vec{k}|^2} \quad (3)$$

Зная групповые скорости в неподвижной системе координат и системе координат движущейся со скоростью нейтрального ветра, получаем систему уравнений:

$$\begin{cases} U_x = G_x - G'_x \\ U_y = G_y - G'_y \\ U_z = G_z - G'_z \\ \frac{k_x}{|k|} U_x + \frac{k_y}{|k|} U_y + \frac{k_z}{|k|} U_z = U_p \end{cases} \quad (4)$$

Здесь (U_x, U_y, U_z) – полный вектор скорости нейтрального ветра, U_p – проекция скорости нейтрального ветра на направление распространения ВГВ получаемая из разности наблюдаемой и внутренней частот ВГВ [2, 3]. Результаты расчётов скорости нейтрального ветра и сравнение с измерениями интерферометра Фабри-Перо, модели NWM2007 и результатами расчётов по проекциям нейтрального ветра на направление распространения ВГВ [2, 3], представлены на рисунке 4.

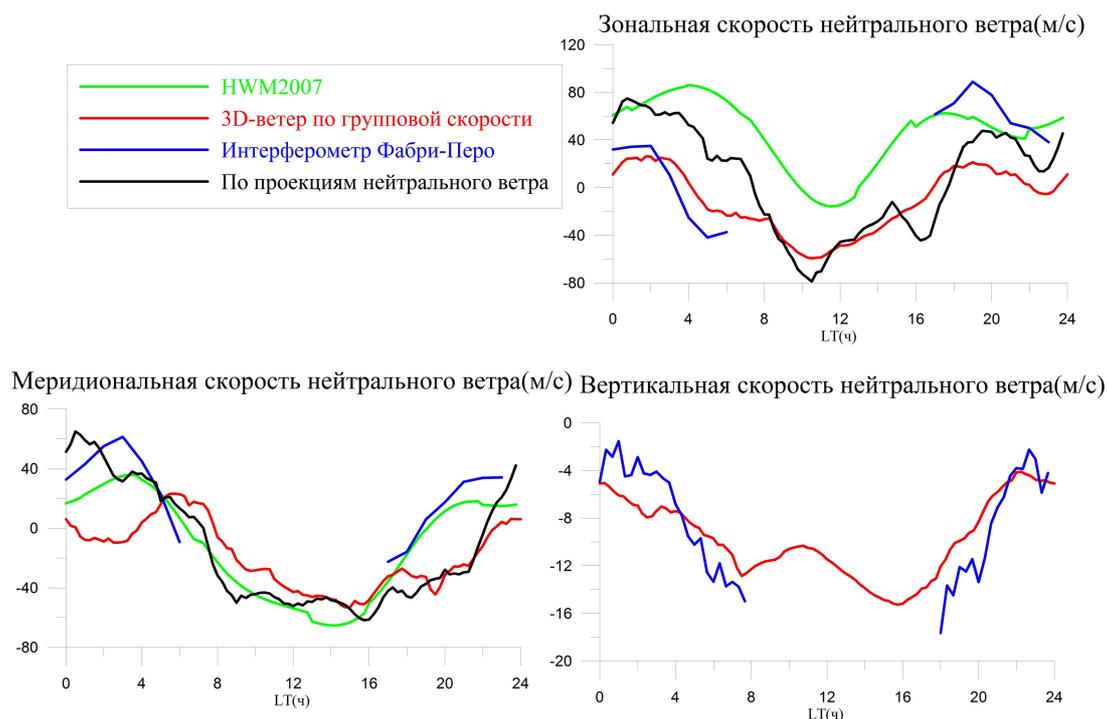


Рис. 4. Результаты расчётов полной скорости нейтрального ветра.

Благодарности

В работе были использованы экспериментальные данные ЦКП «Ангара» (<http://ckprf.ru/ckp/3056/>) и методы анализа, полученные в рамках базового финансирования программы ФНИ И.12.

Список литературы

1. Medvedev, A.V., K.G. Ratovsky, M.V. Tolstikov, S.S. Alsatkin and A.A. Scherbakov, Studying of the spatial-temporal structure of wavelike ionospheric disturbances on the base of Irkutsk incoherent scatter radar and Digisonde data // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2013. – Vol. 105-106. – P. 350-357. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.09.001>
2. Medvedev, A.V., K.G. Ratovsky, M.V. Tolstikov, S.S. Alsatkin and A.A. Scherbakov, A statistical study of internal gravity wave characteristics using the combined Irkutsk Incoherent Scatter Radar and Digisonde data // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2015. – Vol.132. – P.13-21. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2015.06.012>
3. Medvedev, A. V., K. G. Ratovsky, M. V. Tolstikov, A. V. Oinats, S. S. Alsatkin, and G. A. Zherebtsov, Relation of internal gravity wave anisotropy with neutral wind characteristics in the upper atmosphere // J. Geophys. Res. Space Physics. – 2017. – Vol.122. – P.7567-7580 <https://doi.org/10.1002/2017JA024103>

Том I, с. 243–246

УДК: 528.855

ИЗМЕНЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НАБЛЮДАЕМОЙ СТАТИСТИКИ ВРЕМЕННЫХ ПРОИЗВОДНЫХ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ СБОЕВ В ФАЗЕ СИГНАЛОВ НАВИГАЦИОННЫХ СПУТНИКОВ

Г. Г. Минасян, **И. А. Нестеров**, Илюшин Я.А

Московский государственный университет,
119991, г. Москва, ул. Ленинские горы д. 1 стр. 2, Физический факультет
E-mail: minasyan.etae@yandex.ru, rx3ahl@mail.ru

Аннотация. На основе анализа фазовых данных глобальной навигационной спутниковой системы, получены распределения временных производных по фазовой частоте L1 и полному электронному содержанию. В результате сбоев фазы сигналов навигационных спутников проанализировано изменение распределений наблюдаемой статистики временных производных полного электронного содержания. По результатам анализа статистики фазы сигналов сформулировано предположение о физических и технических причинах сбоев фазы. Получено корреляционное соотношение временных производных фазового сигнала и полного электронного содержания, несмотря на явную зависимость последнего от фазы сигнала. Данное соотношение показало, что ни прямой ни обратной зависимости изменения распределений временных производных по обеим из величин не обнаружено.

Ключевые слова: конференция; распространение радиоволн; полное электронное содержание; сбои фазовых данных ГНСС; зондирование ионосферы; Московский Государственный университет

CHANGES IN THE DISTRIBUTION OF THE OBSERVED STATISTICS OF TIME DERIVATIVES OF THE TOTAL ELECTRONIC CONTENT BECAUSE OF FAILURES IN THE PHASE OF THE SIGNALS OF NAVIGATION SATELLITES.

G. G. Minasyan, **I. A. Nesterov**, Ilyushin YA.A

Abstract. Based on the analysis of the phase data of the global navigation satellite system, the distributions of the time derivatives of the L1 phase frequency and the total electronic content are obtained. Because of phase failures of the signals of navigation satellites, the change in the distributions of the observed statistics of time derivatives of the total electron content was analyzed. According to the analysis of the statistics of the phase of signals, an assumption about the physical and technical reasons for phase failures was made. A correlation between the time derivatives of the phase signal and the total electron content has been obtained, despite the apparent dependence of the latter on the phase of the signal. This ratio showed that neither direct nor inverse dependence of the change in the distribution of time derivatives in both of the quantities was found.

Keywords: open conference; total electron content; TECU; GNSS; Moscow State University; radio wave propagation; sounding of the ionosphere

Введение

Расстояние между GPS спутником и приемником можно оценить с помощью расчета псевдодальности. Для определения псевдодальности измеряют либо время распространения кодированного сигнала, либо набег фазы несущей радиоволны на трассе GPS спутник–приемник [1]. Двухчастотный приемник может выдавать три кодовых измерения псевдодальности: по C/A-коду на частоте f_1 (она обозначается C_1), по P-коду на частоте f_1 (обозначается P_1) и по P-коду на частоте f_2 (обозначается P_2). Фазовые измерения псевдодальности вычисляются по формуле: $D'f = \lambda \Delta\phi + \lambda N$, где $\lambda = \frac{c}{f}$; $\Delta\phi$ - измеряемая приемником разность фаз между несущей радиоволной, принятой от спутника и сигналом той же частоты, сгенерированном в самом приемнике.

Измеренные фазовые псевдодальности в длинах радиоволн волн $\frac{D'f}{\lambda}$ на частотах f_1 и f_2 обозначаются как L_1 и L_2 соответственно. Полные псевдодальности вдоль фазовых траекторий для частот f_1 и f_2 можно записать в виде:

$$L_1\lambda_1 = D - \frac{c_4}{f_1^2}I + \Delta L_0 + \sigma_{L_1}, \quad L_2\lambda_2 = D - \frac{c_4}{f_2^2}I + \Delta L_0 + \sigma_{L_2}, \quad (1)$$

D – истинное расстояние между приемником и спутником, ΔL_0 – эффективное удлинение пути за счет влияния тропо-стратосферы, рассогласования часов, фазовой неоднозначности измерений и т.п., $\sigma_{L_{1,2}}$ – случайные ошибки измерений [2]. Величина полного электронного содержания (ПЭС) вдоль луча спутник-приемник GPS по фазовым измерениям на двух частотах определяется по формуле (2) [3].

$$I = \frac{1}{40.308} \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} [(L_1\lambda_1 - L_2\lambda_2) + const_{1,2} + \sigma_L] \quad (2)$$

где L_1, L_2 – псевдодальности, измеренные фазовым методом в длинах радиоволн; $const_{1,2}$ – неоднозначность фазовых измерений; σ_L – ошибка измерения фазы. Общепринятой единицей измерения ПЭС является TECU (Total Electron Content Unit – единица измерения полного электронного содержания), равная $10^{16} [\frac{e}{m^2}]$.

Цель работы

В данных с GPS спутников могут быть разрывы, шумы и различные сбои, имеющие техническую природу возникновения. Для того чтобы их использовать, необходима предобработка. Во-первых, из-за того, что данные используются в расчетах ТЕС. Во-вторых, изучение самих сбоев, их связь с различными факторами это отдельная тема для исследования. Этому и посвящена данная работа.

Техника эксперимента

1. Выделение фазовых данных в RINEX-файлах [4].
2. Расчет ПЭС на основе фазовых данных.
3. Расчет первой и второй производной для ПЭС и для фазовых сигналов L_1 и L_2 .
4. Группировка фазовых данных по непрерывным фрагментам записей фазы для каждого спутника на интервалах приема сигнала в 15 и 30 секунд.
5. Обнаружение разрывов данных, а также исключение сбойных и зашумленных участков данных.
6. Классификация разрывов, имеющих физическую природу возникновения, и, не относящиеся к ним разрывы, возникающие по различным техническим причинам, например, сбои в работе оборудования.

В фазовых данных, полученных после предобработки файлов в формате RINEX, присутствуют различные шумы, разрывы и сбои по ряду причин: техническая неисправность спутников либо станций, внешнее воздействие на формирование сигнала. Нам известно, что сигнал фиксируется станцией в зависимости от различных параметров настроек, с различными временными частотами: 15, 30, 60 и 120 секунд. Таким образом, все данные были сгруппированы по непрерывным фрагментам записей фазы для каждого спутника с частотой приема 15 (Δ_{15}) и 30 (Δ_{30}).

Анализ статистик

Используя двухчастотные данные, были рассчитаны первая и вторая производные по времени для величин L_1 и ПЭС на двух временных интервалах Δ_{15} и Δ_{30} . Для них построена статистика данных в период с 2015.06.01 (day 152) по 2015.06.30 (day 181) для всех измерений по более 2000 станциям и 32 спутникам за одни сутки. Для более подробного исследования поведения распределения производных L_1 и ПЭС были построены гистограммы на нескольких аналитически значимых диапазонах, полученных в ходе расчетов.

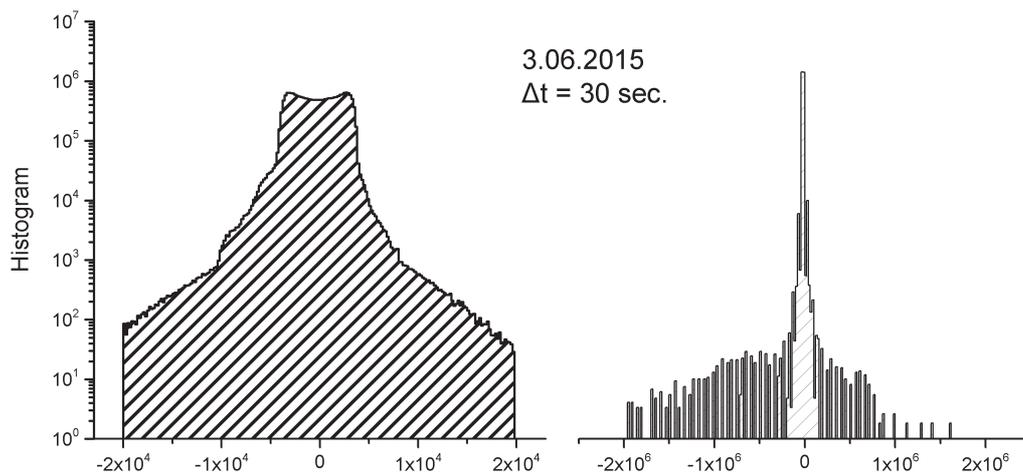


Рис. 1. Распределение значений производной по времени фазового сигнала L_1 на разных диапазонах.

На левом графике заметна центральная часть, значения которой соответствуют геометрии движения спутника относительно станции. Так как известно, что $L_1 \lambda_1$ – фазовый путь радиосигнала, скорость спутника – реальная величина, которая должна варьироваться в узком диапазоне значений, порядка 4×10^3 . Центральную часть можно аппроксимировать параболой. Увеличивая диапазон построения на несколько порядков, на правом графике заметим появление многомодовой структуры. Сопоставляя значения производных, образующих данную структуру и формулу (1) понимаем, что производная по фазовому пути радиосигнала не должна резко увеличиться или уменьшиться за относительно небольшое время $t = 30$ сек., так как движение спутника относительно станции равномерное, и резкого изменения псевдодальности не может быть. Рассмотрим данные значения с физической точки зрения: предположим, что резкое изменение стало причиной быстрого роста или снижения ПЭС вдоль луча спутник-станция, что должно повлиять на производную фазового сигнала без резких скачков, равномерно.

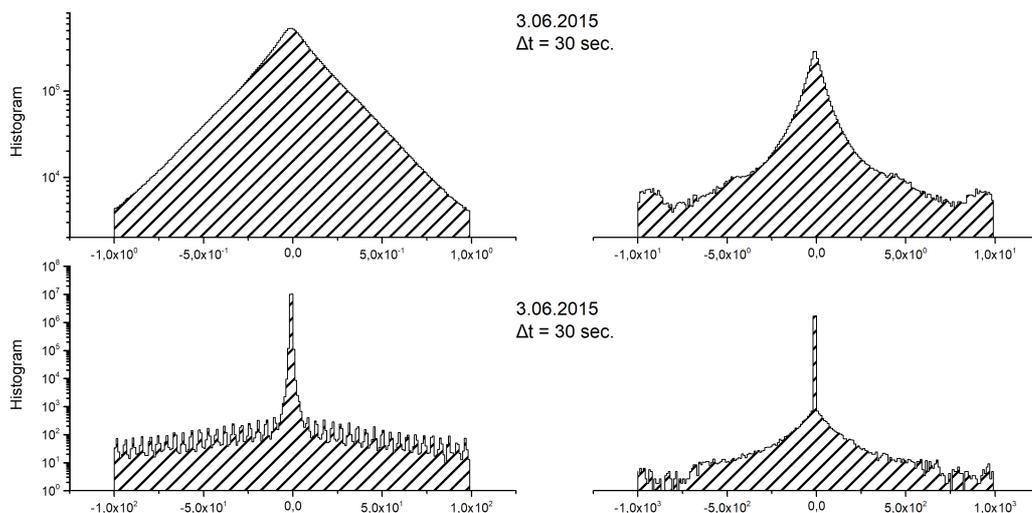


Рис. 2. Распределение значений производной по времени ПЭС на разных диапазонах.

На рис.2 представлена гистограмма распределение производной ПЭС за 03.06.2015 ($K_p = 0.3$) на различных интервалах.

Прямая и обратная связь $\frac{\Delta L_1}{\Delta t}$ и $\frac{\Delta TEC}{\Delta t}$

Оценка значения ПЭС в ионосфере по формуле (2) явно зависит от величин L_1 и L_2 . Проанализировав построенные гистограммы распределения производной L_1 за рассматриваемый период времени, заметили, что на каждой из гистограмм можно выделить область, соответствующую физическим значениям. Поставив ограничения $-3750 < \frac{\Delta L_1}{\Delta t} < 3750$, выделив только физическую часть, была получена новая гистограмма, аналогичная графикам, представленных выше по производной ПЭС. Построив данное распределение и сравнив его с распределением без учета ограничения, заметим, что данное условия на распределение $\frac{\Delta TEC}{\Delta t}$ значительным образом не повлияло. Зачастую происходит так, что при различных сбоях или разрывах величина значений L_1 и L_2 изменяются синхронно на определенную константу и при этом ПЭС, а следовательно и производная TEC не испытывает серьезных изменений. Аналогичное построение ПЭС с ограничением $-1 < \frac{\Delta TEC}{\Delta t} < 1$ зависимости не показало. Существенных изменений заметно не было. Следовательно, величины $\frac{\Delta L_1}{\Delta t}$ и $\frac{\Delta TEC}{\Delta t}$ независимы друг от друга.

Благодарности

Исследование частично поддержано грантом Российского Научного Фонда 17-77-20087 “Исследование длиннопериодных возмущений в ионосфере, нижней атмосфере и океане методами GNSS-зондирования”.

Заключение

Выводы, основанные по данной части работы следующие:

1. Распределение L_1 и L_2 имеет сложный многомодовый характер.
2. Распределение ПЭС в целом плавное, но в зависимости от интервала гистограммы появившаяся асимптотика распределения при больших отклонениях от среднего аппроксимируется различными степенными функциями.
3. Причины появления больших значений в самих фазовых данных не приводят к сбоям значений $\frac{\Delta TEC}{\Delta t}$. Таким образом, сбои вызваны набором различных механизмов.

Список литературы

1. Гаврилов Н. М. Измерение характеристик атмосферы методом наземного радиоприема навигационных спутниковых систем. – Санкт-Петербург, Университетский научно-образовательный центр «Моделирование и мониторинг геосфер», 2007.– С. 31.
2. Козин И.Д. Спутниковые радионавигационные системы. – Алматы: КазАТК, 2006. – С. 75.
3. Ясюкевич Ю.В. Отклик ионосферы на гелио- и геофизические возмущающие факторы по данным GPS, монография.– Иркутск: Изд-во ИГУ, 2013. – С. 259.
4. Данные спутников, полученные со станций приема сигнала. – 2018. – Режим доступа: <ftp://garner.ucsd.edu/pub/rinex/> (дата обращения: с 10.09.2018).

Том I, с. 247–250

УДК: 550.388.2 + 53.082.7

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ПРИ ВЕРТИКАЛЬНОМ ЗОНДИРОВАНИИ ИОНОСФЕРЫ НЕПРЕРЫВНЫМ ЛЧМ-СИГНАЛОМ

А. А. Науменко, А. В. Подлесный, Н. В. Ильин

*Ордена Трудового Красного Знамени Институт солнечно-земной физики,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126А, а/я 291
E-mail: naym@iszf.irk.ru*

Аннотация. В статье приведены результаты восстановления поляризационных параметров (коэффициента эллиптичности и угла наклона эллипса поляризации) при вертикальном зондировании непрерывным ЛЧМ-сигналом на примере сигналов, принятых многофункциональным ЛЧМ-ионозондом Ионозонд-МС.

Ключевые слова: поляризация; зондирование; ионосфера; ЛЧМ

RESTORATION OF POLARIZATION PARAMETERS FROM DATA OF VERTICAL SOUNDING OF THE IONOSPHERE BY CHIRP SIGNAL

A. A. Naumenko, A. V. Podlesnyi, N. V. Ilyin

Abstract. The article presents the results of the restoration of polarization parameters (ellipticity coefficient and the angle of inclination of the polarization ellipse) for vertical sounding with a continuous chirp signal using the data received by the multifunctional chirp ionosonde Ionosonde-MS.

Keywords: polarization; sounding; ionosphere; chirp

Введение

В магнитном поле Земли диэлектрическая проницаемость ионосферы является тензорной величиной и при распространении радиосигнала в такой среде падающий луч расщепляется на две составляющие, называемые обыкновенной и необыкновенной волной. Каждая из этих волн (мод) испытывает разное влияние среды, что приводит к появлению на ионограммах дополнительных треков и поляризационным замираниям. Как правило, при обработке ионограмм опытному оператору не составляет труда определить принадлежность следа к обыкновенной или необыкновенной волне, что необходимо для определения критической частоты ионосферных слоев. Поэтому достаточно часто ионозонды определяют только задержку и амплитуду отраженных от ионосферы сигналов не оценивая при этом поляризационные параметры, что позволяет существенно упростить их аппаратную часть. Однако, при исследовании быстрых ионосферных процессов, таких как перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ) мелких и средних масштабов с временами развития в несколько минут количество ионограмм может составлять до нескольких тысяч в сутки, что, естественно, требует проведения обработки автоматическими алгоритмами, которые с задачей выделения трека обыкновенной волны справляются гораздо хуже оператора. Кроме того, результаты измерений поляризационных характеристик отраженных от ионосферы сигналов могут помочь продвинуться в решении фундаментальной задачи корректного описания распространения радиоволн в магнитоактивной среде.

Получение параметров эллипса поляризации

Для получения информации о поляризации принимаемого сигнала необходимо использовать как минимум две антенны разной (ортогональной) поляризации. Как правило, для этого используют пару антенн с линейной поляризацией, сигналы с которых ещё в недавнем прошлом

с помощью аналоговых схем фазовращателей и аттенуаторов комбинировали для получения модуля и аргумента поляризационного коэффициента (фазора) [1]. Недостатки подобного подхода заключаются в необходимости ручной настройки компонентов схемы и дополнительном фазовом шуме, вносимом элементами радиотракта.

С появлением современных цифровых приемников появилась возможность производить одновременную когерентную оцифровку сигналов с двух антенн с целью их дальнейшей обработки различными методами, в том числе с вычислением разности фаз даже при использовании сложных сверхширокополосных сигналов. Например, в работе [2] описан метод автоматического разделения обыкновенной и необыкновенной мод отраженного от ионосферы ЛЧМ-сигнала, построенный на анализе комплексных спектров сигналов полученных с двух ортогональных антенн с линейной поляризацией. При анализе распределения разности фазовых значений комплексных спектров выделяются две области, которые считаются обыкновенной и необыкновенной волной.

Рассмотрим результаты работы данного метода на примере сигналов, принятых многофункциональным ЛЧМ-ионозондом Ионозонд-МС [3] на две ортогональные антенны с линейной поляризацией 25 февраля 2019 года 01:00 UT. Зондирование производилось непрерывным ЛЧМ-сигналом со скоростью перестройки 1 МГц/с в диапазоне 1-13 МГц. Посчитаем разность фаз комплексных спектров для сигналов с каждой антенны и построим гистограмму распределения этой разности фаз (рис. 1).

На гистограмме отчетливо видно два пика с разнесением по фазе примерно на π , которые, очевидно, соответствуют сигналам обыкновенной и необыкновенной мод. Теоретически, расстояние между пиками в гистограмме должно быть равно π , по причине фазовых отличий в сигналах, наводимых на две ортогональные антенны правополяризованной и левополяризованной волной [2]. Однако, на практике наблюдается расхождение с этим числом по причине неидеальности расположения антенн относительно друг друга и отклонений углов прихода сигнала от вертикального [4]. Еще одной проблемой является существование областей, где отсутствует разделение мод по задержкам, в результате чего сигнал на выходе приемных антенн представляет собой проекции некоторого суммарного поля этих мод.

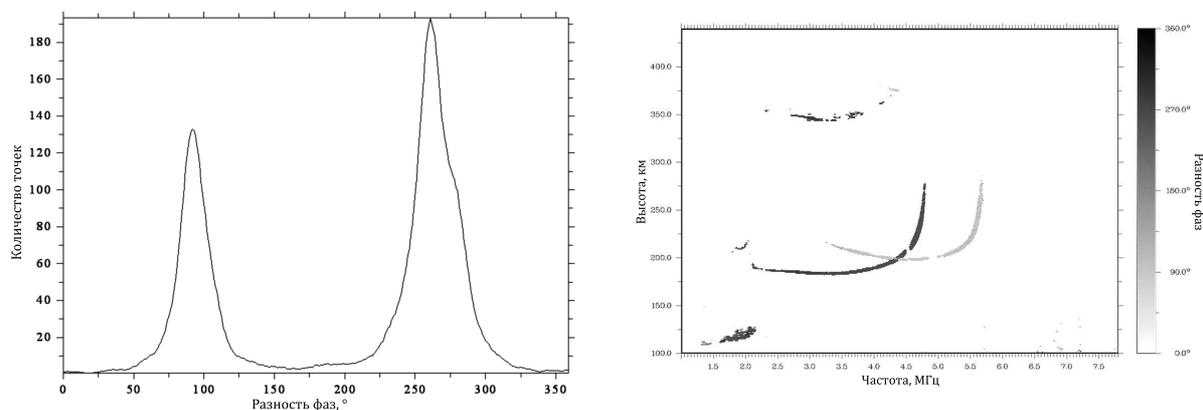


Рис. 1. Гистограмма (слева) и фрагмент частотно высотной зависимости (справа) разности фаз сигналов с ортогональной пары антенн (значение разности фаз показано интенсивностью)

Как правило, в современных ионозондах информация о поляризации принятого сигнала используется для облегчения работы алгоритмов вторичной обработки, поэтому результаты ее измерения сохраняются в очень грубом виде. Для примера, у самого распространенного по миру ионозонда DPS-4 [5], так же как и в методе представленном в работе [2] объем информации о поляризации ограничивается меткой принадлежности каждой точки ионограммы к обыкновенной или необыкновенной моде. Тем не менее, на данный момент представляется перспективным для целого ряда исследований, связанных как с развитием теории распространения радиоволн так и с технологиями построения установок исследования ионосферы, получать более детальную

информацию о поляризации принятых сигналов. Фактически, сигналы с приемных антенн являются двумя ортогональными проекциями эллипса поляризации, зная которые можно вычислить параметры этого эллипса: угол наклона β и коэффициент эллиптичности r (отношение малой полуоси к большой) (см. выражение (1) и (2)) [6].

$$\beta = \frac{1}{2} \arctg \frac{2E_1 E_2 \cos(\gamma_1 - \gamma_2)}{E_1^2 - E_2^2} \quad (1)$$

$$r = \sqrt{\frac{E_1^2 \sin^2 \beta - 2E_1 E_2 \sin 2\beta \cos(\gamma_1 - \gamma_2) + E_2^2 \cos^2 \beta}{E_1^2 \cos^2 \beta + 2E_1 E_2 \sin 2\beta \cos(\gamma_1 - \gamma_2) + E_2^2 \sin^2 \beta}} \quad (2)$$

где E_1 , E_2 и γ_1 , γ_2 амплитуды и фазы взаимортогональных проекций вектора поля радиосигнала.

Для оценки поведения данных параметров была построена их зависимость от частоты по данным, полученным 25 февраля 2019 года 01:00 UT (гистограмма и частотно-высотная зависимость разности фаз для этих данных уже приводилась на рис. 1). Для этого на ионограммах были выделены треки обыкновенной и необыкновенной волны и определены параметры эллипса поляризации принимаемого сигнала от частоты в этих точках (рис. 2).

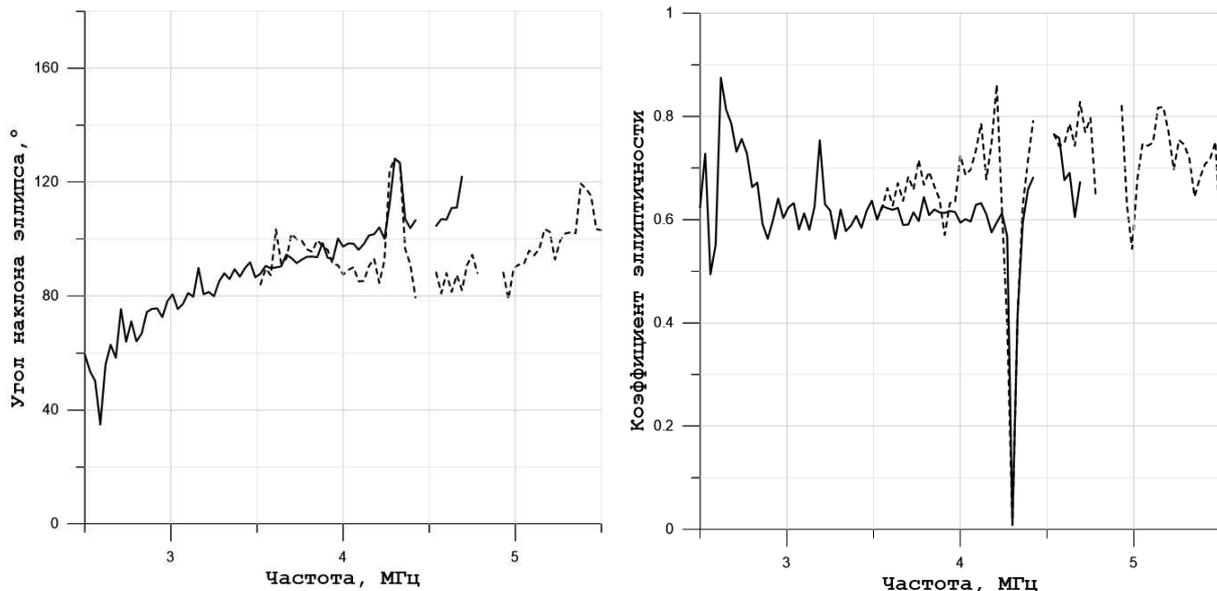


Рис. 2. Зависимость угла наклона (слева) и коэффициента эллиптичности (справа) эллипса поляризации обыкновенной (сплошная линия) и необыкновенной (пунктирная линия) волны от частоты

Полученные графики поляризационных параметров имеют несколько характерных особенностей. Например, на графиках зависимости угла поворота эллипса поляризации обыкновенной волны прослеживается связь с высотой отражения, для установления причины которой нужно проведение более детальных исследований. В районе частоты 4,3 МГц наблюдается резкое изменение поляризационных параметров, вызванное, очевидно, интерференцией обыкновенной и необыкновенной мод. Пропуски в данных на частотах 4,5 и 4,8 МГц вызваны влиянием станционных помех.

Используемая методика получения параметров эллипса поляризации справедлива только для сигналов с близкими к вертикальным значениями углов прихода волны. При необходимости восстановления поляризационных параметров сигнала, пришедшего под произвольным углом, требуется существенно усложнить антенную систему для оценки угла места плоскости поляризации. Влияние угла места на измеряемые параметры (в рамках разделения обыкновенной и необыкновенной мод) была показана в работе [4]. В работах [6] и [7] предлагается использовать антенную

систему состоящую из трех взаимортогональных антенн. Третья антенна позволяет оценить угол места и скорректировать значения полученные с помощью формул (1) и (2).

Заключение

В работе проиллюстрирована возможность восстанавливать поляризационные параметры принимаемого ЛЧМ-сигнала, отраженного от ионосферы, используя пару ортогональных антенн с линейной поляризацией и современный цифровой многоканальный приемник. Получение более детальной информации о поляризации принятых сигналов совместно с высоким временным разрешением многофункционального ЛЧМ-иозонда Иозонд-МС представляется перспективным для целого ряда задач исследования ионосферы. Получены примеры зависимости поляризационных параметров от частоты для обыкновенной и необыкновенной мод распространения сигнала. Полученные значения углов наклона эллипсов поляризации лежат в пределах 40-120 градусов. Коэффициента эллиптичности - 0,5-0,9, за исключением области наложения мод, для которой измеренный коэффициент эллиптичности оказался практически нулевым.

Благодарности

Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Ангара» <http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-35-00510-мол_а.

Работа геофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН, на территории которой проводились исследования, обеспечивается в рамках базового финансирования программы ФНИ П.12.

Список литературы

1. Канарейкин Д.Б., Павлов Н.Ф., Потехин В.А. Поляризация радиолокационных сигналов. — М. : Советское радио, 1966.
2. Harris T.J., Pederick L.H. A robust automatic ionospheric O/X mode separation technique for Vertical Incidence Sounders // Radio Science. — 2017. — Vol. 52, no. 12. — P. 1534–1543.
3. Многофункциональный ЛЧМ иозонд для мониторинга ионосферы / А.В. Подлесный, И.Г. Брынько, В.И. Куркин и др. // Гелиогеофизические исследования. — 2013. — № 4. — С. 24–31.
4. Separation of O/X Polarization Modes on Oblique Ionospheric Soundings / T.J. Harris, M.A. Cervera, L.H. Pederick, A.D. Quinn // Radio Science. — 2017. — Vol. 52, no. 12. — P. 1522–1533.
5. Reinisch B. The digisonde portable sounder – DPS. Technical manual. — University of Massachusetts Lowell Center for Atmospheric Research, 2007.
6. Определение параметров поляризационного эллипса многомодового радиосигнала / Э.Л. Афраимович, В.А. Кобзарь, К.С. Паламарчук, В.В. Чернухов // Изв. ВУЗов Радиофизика. — 1999. — Т. 42, № 4. — С. 324–332.
7. Демичев И.В., Шмаков Н.П., Иванов А.В. Пространственно-поляризационная обработка радиосигналов в гиперкомплексном пространстве // Научные технологии. — 2018. — № 10. — С. 25–29.

Том I, с. 251–255
УДК: 550.388.2

АДАПТАЦИЯ МОДЕЛЕЙ ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ ИОНОЗОНДОВ ВЗ И ПРИЕМНИКОВ ГНСС ДЛЯ ЗАДАЧ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕКАМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН

А. В. Ойнац, Ю. В. Ясюкевич, А. М. Веснин, А. А. Мыльникова, О. И. Бернгардт,
А. В. Тащилин

Институт Солнечно-Земной Физики, Иркутск, Россия
E-mail: oinats@iszf.irk.ru

Аннотация. В работе предлагается способ региональной адаптации глобальных моделей ионосферы по данным ионозонда вертикального зондирования (ВЗ) и приемника сигналов глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС), расположенных в одном измерительном пункте. Приводятся результаты апробации различных вариантов адаптации и их сравнение с данными ВЗ, полученными на удалении от опорного пункта на расстояние от 1300 до 2000 км (Подкаменная Тунгуска; Якутск; Мохе, Китай). Для адаптации использовались данные ВЗ в п. Торы и приемника ГНСС в Иркутске за 2014 г. Апробация проводилась на примере модели IRI-PLAS. Обсуждается применение предлагаемого способа для целей оперативного прогноза и моделирования распространения радиоволн.

Ключевые слова: модели ионосферы; адаптация; вертикальное зондирование; ГНСС; IRI-PLAS

UPDATING IONOSPHERE MODELS USING IONOSONDE AND GNSS DATA FOR HF PROPAGATION SIMULATION

A. V. Oinats, Yu. V. Yasyukevich, A. M. Vesnin, A. A. Mylnikova, O. I. Berngardt,
A. V. Tashilin

Abstract. We suggest a technique for region-based updating global ionosphere models using data of vertical sounding (VS) and global navigation satellite systems (GNSS) obtained in the same place. We present testing results of various updating schemes and their comparison based on VS data from distant sites Yakutsk, Podkamennaya Tunguska and Mohe (China). For testing we used data from VS in Tory and GNSS receiver in Irkutsk in 2014. We updated IRI-PLAS model. We discuss possibilities to use suggested technique for real-time prediction and simulation of HF waves propagation.

Keywords: ionosphere model; updating; vertical sounding; GNSS; IRI-PLAS

Введение

Моделирование распространения радиоволн, каким бы способом оно не проводилось, требует в первую очередь задания среды распространения. На сегодняшний день имеется ряд эмпирических медианных моделей ионосферы, среди которых наиболее известной, по-видимому, является международная справочная модель IRI [7]. Эти модели удовлетворительно воспроизводят медианные значения электронной концентрации и могут применяться, например, в задачах долгосрочного прогнозирования. Моделирование же в задачах оперативного и среднесрочного прогноза требует адаптации моделей по данным текущих измерений ионосферных параметров. В данной работе описывается способ региональной адаптации эмпирических моделей ионосферы по данным ВЗ и ГНСС. Приводятся результаты его апробации на данных ионозондов ВЗ (Торы – 51.8° с.ш., 103.1° в.д.; Якутск – 62.0° с.ш., 129.6° в.д.; Подкаменная Тунгуска – 61.6° с.ш., 90.0° в.д.; Мохе, Китай – 53.5° с.ш., 122.3° в.д.) и приемника ГНСС (Иркутск – 52.3° с.ш., 104.3° в.д.), полученных в 2014 году.

Общая постановка задачи

В общем случае для моделирования характеристик радиоволн необходимо знать распределение электронной концентрации вдоль трассы распространения. Критическая частота слоя F2 (foF2) оказывает наибольшее влияние на распространение декаметровых радиоволн и поэтому должна быть скорректирована в первую очередь. Модели семейства IRI имеют режим, в котором выдаваемый моделью высотный профиль электронной концентрации корректируется по введенному пользователем значению foF2. Соответственно, если в заданный момент времени имеется набор измерений foF2 в пространственно разнесенных пунктах, то можно сделать пространственную интерполяцию измеренных значений (или их отклонений от модельных значений). Затем восстановленные значения foF2 вдоль заданной трассы можно использовать для расчета скорректированных профилей электронной концентрации.

Основным параметром, измеряемым приемником ГНСС и несущим информацию об ионосфере, является полное электронное содержание (ПЭС). Ранее в ряде исследований была установлена значимая корреляция между значениями критической частоты ионосферы и вертикального ПЭС [2], и введено понятие эквивалентной толщины ионосферы, равной отношению ПЭС к электронной концентрации в максимуме

$$\tau = \frac{\text{ПЭС}}{NmF2}. \quad (1)$$

Эквивалентная толщина ионосферы измеряется в километрах и зависит от координат, времени суток, сезона, солнечной и геомагнитной активности. Если эквивалентная толщина известна заранее, тогда по измеренному ПЭС выражение (1) позволяет определить максимальную концентрацию (или foF2) ионосферы в месте расположения приемника ГНСС. Эквивалентную толщину можно рассчитать по модели ионосферы. При этом модель должна корректно воспроизводить электронную концентрацию вплоть до высот пролета спутников ГНСС, т.е. включать в себя модель плазмосферы. Если ионозонд ВЗ и приемник ГНСС расположены в одном месте, т.е. одновременно имеются измерения foF2 и ПЭС, то можно рассчитать экспериментальное значение эквивалентной толщины. Это значение (или его отклонение от модельных значений) также можно интерполировать/экстраполировать по пространству и использовать для калибровки модели в пунктах, где есть измерения ПЭС, но отсутствуют измерения foF2.

В ИСЗФ СО РАН разработан метод определения абсолютного ПЭС, его пространственных градиентов и временной производной по данным одного приемника ГНСС [3]. Измеренные градиенты ПЭС могут быть учтены в схеме адаптации модели ионосферы, например, путем добавления двух дополнительных пунктов измерения ПЭС, отстоящих от места расположения приемника ГНСС по широте и долготе.

Описание экспериментальных данных и способа адаптации модели

Исходные экспериментальные данные включают в себя критическую частоту слоя F2, определенную по данным ЛЧМ ионозонда ВЗ в п. Торы, и абсолютное ПЭС и его пространственные градиенты, определенные по измерениям приемника ГНСС в г. Иркутск. Осуществляется прогноз критической частоты слоя F2 в пунктах на расстояние более 1000 км.

В качестве адаптируемой модели ионосферы используется модель IRI-PLAS [4]. В IRI-PLAS профиль электронной концентрации на высотах ниже максимума F2 слоя совпадает с профилем IRI, определяемым на основе глобальных ионосферных карт CCIR и URSI. Выше максимума F2 слоя профиль рассчитывается по модели плазмосферы, разработанной в ИЗМИРАН на основе измерений электронной концентрации внешней ионосферы канадскими спутниками ISIS1 и ISIS2 и российском Интеркосмос-19. Особенностью IRI-PLAS является наличие режима адаптации по входным значениям ПЭС, в котором помимо коррекции foF2 может еще осуществляться коррекция высоты максимума hmF2. При этом учитывается имеющаяся (и отмечаемая в эксперименте) физическая взаимосвязь между foF2 и hmF2.

Рассмотрим три варианта адаптации IRI-PLAS в зависимости от имеющегося набора данных измерений: «ВЗ», «ГНСС» и «ВЗ + ГНСС». В варианте «ВЗ» коррекция осуществляется

только по foF2 в месте расположения ионозонда. В заданной точке foF2 рассчитывается через коэффициент коррекции, равный отношению наблюдаемой критической частоты к модельной в месте расположения ионозонда $\gamma = \text{foF2} / \text{foF2}_{\text{модель}}$

$$\text{foF2}_{\text{расчет}} = \gamma \cdot \text{foF2}'_{\text{модель}}, \quad (2)$$

здесь $\text{foF2}'_{\text{модель}}$ – критическая частота, рассчитанная по модели IRI-PLAS в заданной точке.

В варианте «ГНСС» для коррекции используется абсолютное ПЭС. На первом этапе значение ПЭС пересчитывается в foF2 путем адаптации, встроенной в модель IRI-PLAS. Далее полученное значение пересчитывается в foF2 по формуле (2), как и в варианте «ВЗ».

В варианте «ВЗ + ГНСС» используется как foF2, так и абсолютное ПЭС и его производные по широте $d\text{ПЭС}_{\text{шир}}$ и долготе $d\text{ПЭС}_{\text{дол}}$. Сначала проводится калибровка модельной эквивалентной толщины ионосферы, для чего рассчитывается «экспериментальная» толщина

$$\tau_{\text{набл}} = \frac{\text{ПЭС} \cdot 10^3}{1.24 \text{foF2}^2}. \quad (3)$$

На следующем шаге находится коэффициент пропорциональности между $\tau_{\text{набл}}$ и $\tau_{\text{модель}}$ для точки расположения ионозонда и приемника ГНСС

$$\text{coeff} = \frac{\tau_{\text{набл}}}{\tau_{\text{модель}}}. \quad (4)$$

На третьем шаге рассчитывается ПЭС для двух точек, отстоящих от места расположения приемника ГНСС, со сдвижкой по широте и со сдвижкой по долготе на 1° по формулам

$$\begin{aligned} \text{ПЭС}_{\text{шир}} &= \text{ПЭС} + d\text{ПЭС}_{\text{шир}} \\ \text{ПЭС}_{\text{дол}} &= \text{ПЭС} + d\text{ПЭС}_{\text{дол}}. \end{aligned} \quad (5)$$

На четвертом шаге полученные $\text{ПЭС}_{\text{шир}}$ и $\text{ПЭС}_{\text{дол}}$ пересчитываются в foF2, при этом модельная полутолщина корректируется на рассчитанный на втором шаге коэффициент

$$N_m F2 = \frac{\text{ПЭС}}{\text{coeff} \cdot \tau_{\text{модель}}}, \quad \text{foF2} = 8.97 \sqrt{N_m F2}. \quad (6)$$

Таким образом, к исходному значению критической частоты добавляются еще два значения в точках, сдвинутых относительно точки расположения ионозонда ВЗ и приемника ГНСС по широте и долготе. На пятом шаге для всех трех значений foF2 рассчитываются коэффициенты коррекции относительно модельных значений

$$\gamma = \text{foF2} / \text{foF2}_{\text{модель}}. \quad (7)$$

Коэффициент коррекции в заданной точке рассчитывается через полученные коэффициенты коррекции методом обратно взвешенных расстояний [5], видоизмененным для случая сферической поверхности. Окончательно критическая частота в заданной точке рассчитывается по формуле (2).

Результаты апробации и их обсуждение

Апробация была проведена на массиве данных за 2014 год для станции ВЗ в п. Торы (январь, март, апрель, июнь), а также данных абсолютного ПЭС и его производных в Иркутске. Расстояние между пунктами ~ 100 км. Расчеты foF2 проводились для пп. Мохе, Китай (январь, март, июнь); Якутск (январь, март, июнь); Подкаменная Тунгуска (январь, апрель, июнь). На рисунке 1 приведено соотношение между рассчитанной по данным измерений в п. Торы (Иркутск) и наблюдаемой на данной станции foF2 в четырех вариантах: без коррекции – (а, в, д), с коррекцией «ВЗ» – (б, г, е), «ВЗ+ГНСС» – (ж, и, л), и «ГНСС» (з, к, м). Графики вверху относятся к станции Мохе; посередине – Якутск; внизу – Подкаменная Тунгуска. Красной прямой на графиках показана линия линейной регрессии.

Из графиков видно, что коррекция любым из вариантов улучшает регрессию рассчитанных значений к наблюдаемым, хотя и приводит к некоторому увеличению разброса значений критической частоты (увеличению СКО). Наилучшее соответствие между наблюдаемыми и восстановленными значениями получено в режиме «ВЗ», а наихудшее – в режиме «ГНСС». Совместное использование данных ВЗ и ГНСС приводит к ухудшению соответствия в сравнении с режимом «ВЗ». Соответствие также ухудшается с увеличением широты станции: оно максимально для Мохе и минимально для Подкаменной Тунгуски, хотя расстояние до этих станций примерно одинаковое (~1300 км). Отметим, что временные ряды исходных данных использовались без предварительного усреднения, т.е. в них сохранены эффекты перемещающихся ионосферных возмущений.

Заключение

Описанный способ адаптации может быть применен в системах оперативного прогноза условий распространения КВ сигналов для любой эмпирической модели ионосферы, которая имеет механизм локальной адаптации (по критической частоте) и корректно воспроизводит электронную концентрацию вплоть до высот пролета спутников ГНСС. Способ может быть легко масштабирован на любое количество исходных данных.

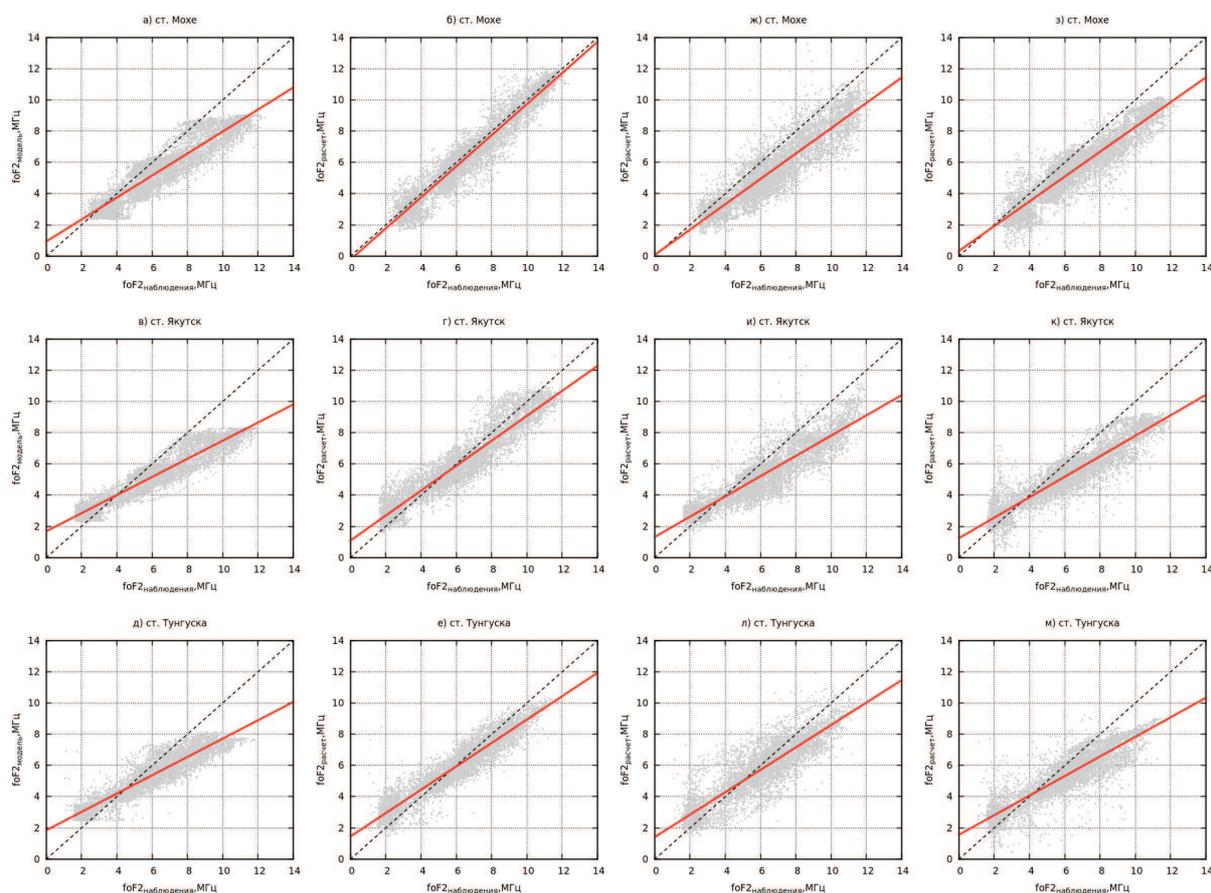


Рис. 1. Регрессия критической частоты по данным наблюдений на одной из трех станций ВЗ (Мохе, Якутск, Подкаменная Тунгуска) к значениям, рассчитанным без коррекции – (а, в, д), с коррекцией «ВЗ» – (б, г, е), «ВЗ+ГНСС» – (ж, и, л), «ГНСС» – (з, к, м).

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-05-00889-а. В работе были использованы экспериментальные данные ЦКП «Ангара» (<http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>).

Список литературы

1. 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. 2017. – V. 15, – P. 418–429, doi:10.1002/2016SW001593.
2. Maltseva O., Mozhaeva N. Obtaining Ionospheric Conditions according to Data of Navigation Satellites // International Journal of Antennas and Propagation. – 2015. – Vol. 2015. – Article ID 804791. – P. 1–16. <http://dx.doi.org/10.1155/2015/804791>
3. Ясюкевич Ю.В., Мыльникова А.А., Куницын В.Е., Падохин А.М. Влияние дифференциальных кодовых задержек GPS/ГЛОНАСС на точность определения абсолютного полного электронного содержания ионосферы // Геомагнетизм и аэрномия, 2015. – Т. 55, № 6. – С. 790–796. DOI: 10.7868/S0016794015060176
4. Gulyaeva, T.L., Bilitza, D. Towards ISO Standard Earth Ionosphere and Plasmasphere Model. In: "New Developments in the Standard Model NOVA Publishers, 2012, https://www.novapublishers.com/catalog/product_info.php?products_id=35812
5. Shepard, D. A two dimensional interpolation function for irregularly spaced data // Proc. 23rd Nat. Conf. – 1968. – P. 517-524.

Том I, с. 256–259
УДК: 550.388.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ И МОДЕЛИРОВАНИЕ СИГНАЛА ВОЗВРАТНО-НАКЛОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ В СЕКТОРЕ ОБЗОРА ДЕКАМЕТРОВОГО РАДАРА ЕКВ

А. В. Ойнац

Институт Солнечно-Земной Физики, Иркутск, Россия
E-mail: oinats@iszf.irk.ru

Аннотация. Изучаются особенности радиосигнала, обратно рассеянного земной поверхностью (сигнал возвратно-наклонного зондирования, ВНЗ), в секторе обзора КВ радара Екатеринбург (ЕКВ), расположенного в п. Арти (56.4° с.ш., 58.5° в.д.). Приводится среднемесячная амплитуда принятого сигнала в зависимости от азимута зондирования и удаления от радара для января и мая 2014 года. Для интерпретации выявленных особенностей приведены результаты моделирования амплитуды сигнала ВНЗ. Моделирование выполнялось в рамках волноводного подхода, развиваемого в ИСЗФ СО РАН, и учитывает ионосферные условия, местоположение и технические характеристики радара ЕКВ.

Ключевые слова: рассеяние радиоволн; возвратно-наклонное зондирование; КВ радар; моделирование распространения радиоволн

STUDY AND SIMULATION OF HF GROUND SCATTER IN THE EKB HF RADAR FIELD-OF-VIEW

A. V. Oinats

Abstract. We study features of the echoes scattered by ground surface in field-of-view of the Ekaterinburg HF radar (EKB) located near Arti village (56.4°N, 58.5°E). We present calculation results of monthly averaged intensity of the received echoes dependent on azimuth and distance from the radar for January and May, 2014. In order to interpret the revealed features we present simulation results of ground scatter intensity. The simulation was carried out in the framework of waveguide approach developed by ISTP SB RAS and takes into account ionosphere state, location, and technical parameters of the EKB radar.

Keywords: HF waves scattering; HF ground scatter; HF radar; radiowave propagation simulation

Введение

Возвратно-наклонное зондирование (ВНЗ), как метод прогнозирования условий распространения радиоволн и исследования ионосферы, применяется с 40-х годов XX века [1]. Принимаемый сигнал ВНЗ имеет резкий передний фронт, хорошо различимый в эксперименте и соответствующий рассеянию сигнала от земли на границе освещенной зоны, где присутствует пространственно-временная фокусировка КВ поля. Поэтому при интерпретации данных ВНЗ зачастую ограничиваются рассмотрением зависимости минимального группового пути обратно-рассеянных сигналов от частоты зондирования (дистанционно-частотная характеристика, ДЧХ) или от времени. По ДЧХ ВНЗ можно восстанавливать основные параметры регулярной ионосферы, а также диагностировать крупномасштабные ионосферные неоднородности (см., например, [2]). Использование же амплитуды ВНЗ очень ограничено, так как она зависит от большого числа взаимосвязанных и порой трудно предсказуемых факторов. В частности амплитуду ВНЗ вносят вклад состояние ионосферы, характеристики зондирующей системы, а также характеристики рассеивающей земной поверхности.

Данная работа направлена на изучение факторов, оказывающих влияние на формирование амплитуды сигнала ВНЗ в секторе обзора КВ радара Екатеринбург (ЕКВ), при различных геофизических условиях, и в частности на оценку степени влияния рассеивающей земной поверх-

ности. Приводятся результаты анализа среднемесячной амплитуды сигнала ВНЗ в зависимости от азимута зондирования и удаления от радара для января и мая 2014 г. Приводятся результаты моделирования амплитуды сигнала ВНЗ, выполненного в рамках волноводного подхода [3], которое учитывает ионосферные условия, местоположение и технические характеристики радара ЕКВ.

Описание инструмента и экспериментальных данных

КВ радар ЕКВ полностью аналогичен радарам SuperDARN [4] и расположен в п. Арти (56.4° с.ш., 58.5° в.д.). Диапазон рабочих частот 8–20 МГц. Фазированная антенная решетка (ФАР) радара формирует узкую (~3.5°) в азимутальной плоскости диаграмму направленности (ДН), которая может быть сфокусирована в одном 16-ти азимутальных направлений (лучей). Азимут основного направления 20°, а угол разделения лучей равен 3.24°. Весь сканируемый сектор обзора в азимутальной плоскости составляет около 50°. Радар способен регистрировать эхо-сигналы, приходящие с расстояний от ~100 км до ~3500 км.

Для расчета средней амплитуды весь сектор обзора радара был поделен на ячейки, имеющие форму сектора кругового кольца. Размеры ячейки по радиусу 45 км, по азимутальному углу 3.24°. Далее рассчитывалось среднее арифметическое амплитуды всех сигналов, рассеивающихся на этих ячейках. Учитывались только эхо-сигналы с амплитудой более 6 дБ, рассеянные от земной поверхности. Их идентификация проводилась с помощью стандартного эмпирического критерия (малость спектральной ширины и доплеровской скорости) [4]. Географическая привязка осуществлялась с использованием модели суточно-сезонных вариаций переднего фронта сигнала ВНЗ [5]. Как показало моделирование ДН ФАР радара ЕКВ, уровень бокового (заднего) лепестка для нижней границы рабочего частотного диапазона является сравнимым с основным лепестком. В связи с этим для полноты анализа географическая привязка проводилась как для переднего сектора обзора, так и для заднего. На рисунке 1 приведено распределение средней амплитуды сигнала ВНЗ в дБ для января (а) и мая (б) 2014 года. В этот период времени зондирование проводилось на частоте ~11.6 МГц. При анализе рисунка 1 можно выделить следующие особенности:

1. в январе амплитуда в несколько раз превышает амплитуду в мае;
2. усиление амплитуды по центрам восточного и западного полусекторов, что приводит к специфическому виду распределения в форме «крыла бабочки»;
3. усиления амплитуды на участке Уральских гор (особенно отчетливо это проявляется в мае в заднем секторе обзора для южной оконечности Уральского хребта);
4. усиление амплитуды в акватории Карского моря (особенно отчетливо в январе), и одновременно, отсутствие усиления в акватории Каспийского моря;
5. усиление амплитуды в заднем секторе обзора, приходящееся на Кавказский хребет (отчетливо наблюдается в мае).

Результаты моделирования амплитуды ВНЗ и их сравнение с наблюдениями

На рисунке 2 показаны результаты моделирования распределения амплитуды ВНЗ для тех же месяцев 2014 года. Моделирование проводилось методом нормальных волн, развиваемым в ИСЗФ СО РАН [3]. При этом учитывались характеристики ФАР радара ЕКВ и электрические характеристики земной поверхности [6]. В качестве иллюстрации на рисунке 3 приведены карты распределения удельных диэлектрической проницаемости (а) и электрической проводимости (б) для переднего и заднего секторов обзора ЕКВ. Модель рассеяния шероховатой земной поверхности задавалась аналитическим выражением коэффициента рассеяния, полученным в рамках метода малых возмущений. Среда распространения рассчитывалась по модели ионосферы IRI [7] для 15 января и 15 мая 2014.

Первое, на что нужно обратить внимание при сравнении данных наблюдений и моделирования, это то, что при моделировании мертвая зона получилась существенно более протяженной (почти в два раза). Наиболее вероятное объяснение заключается в неточностях модели IRI, а для достижения лучшего соответствия следует проводить адаптацию модели по данным реальных

наблюдений. Далее имеется существенное отличие абсолютных значений амплитуды в наблюдениях и моделировании. Экспериментальная амплитуда рассчитана относительно измеряемого уровня шума (т.е. это отношение сигнал-шум), а при моделировании амплитуда приведена к условному уровню 1 В. В то же время, модельная средняя амплитуда в январе существенно выше амплитуды в мае, т.е. особенность (1) в результатах моделирования также подтверждается. Большую амплитуду ВНЗ в январе можно объяснить более «выгодными» условиями для распространения КВ радиоволн в дневное зимнее время по сравнению с дневным весенним временем (т.к. в зимой в дневное время на средних широтах более высокие критические частоты).

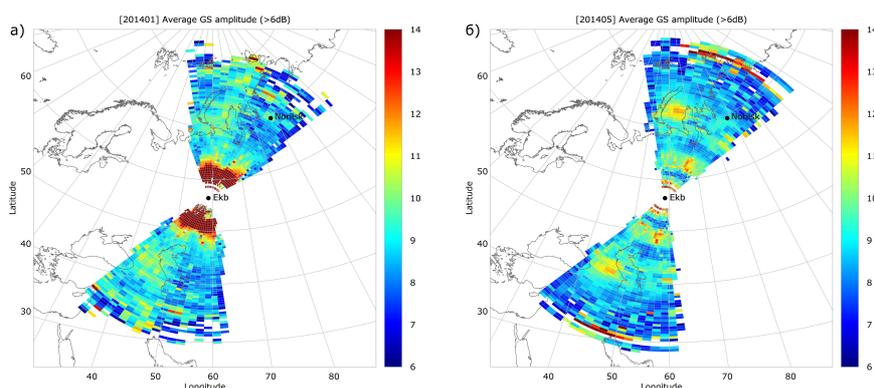


Рис. 1. Средняя амплитуда сигнала ВНЗ с привязкой к географическим координатам в переднем и заднем секторах обзора КВ радара ЕКВ: (а) – январь 2014, (б) – май 2014.

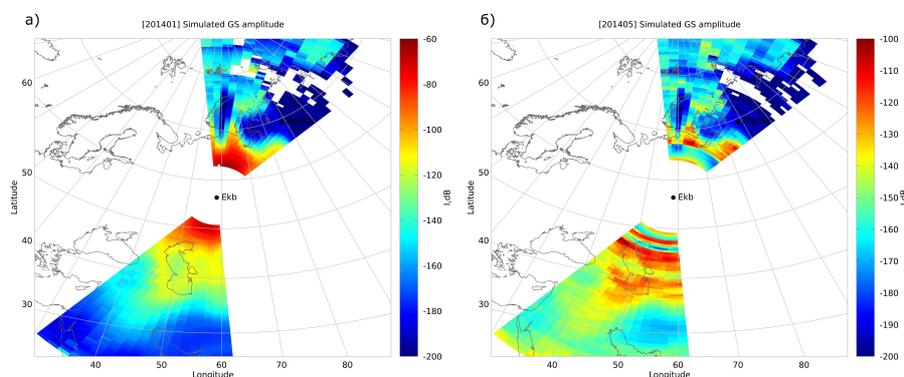


Рис. 2. Результаты моделирования амплитуды ВНЗ: (а) – январь 2014, (б) – май 2014.

Также в моделировании подтверждаются особенности (2) и (4), и связанные с характерным распределением электрических параметров в секторах обзора радара ЕКВ (см. рисунок 3). В то же время очевидно, что используемая модель электрических свойств земной поверхности является довольно грубой и требует совершенствования.

Особенности (3) и (5), как и следовало ожидать, не воспроизводятся при моделировании, т.к. в расчетах модель рельефа земной поверхности не заложена. В то же время учет рельефа может быть осуществлен в рамках существующего алгоритма моделирования. Один из вариантов – это прямой расчет спектральной плотности высот шероховатой поверхности, входящей множителем в аналитическое выражение для коэффициента рассеяния, например, по данным Shuttle Radar Topography Mission (SRTM) [8].

Заключение

Анализ данных наблюдений показал, что распределение средней амплитуды сигнала ВНЗ в секторе обзора радара ЕКВ существенным образом зависит от азимута зондирования, расстояния

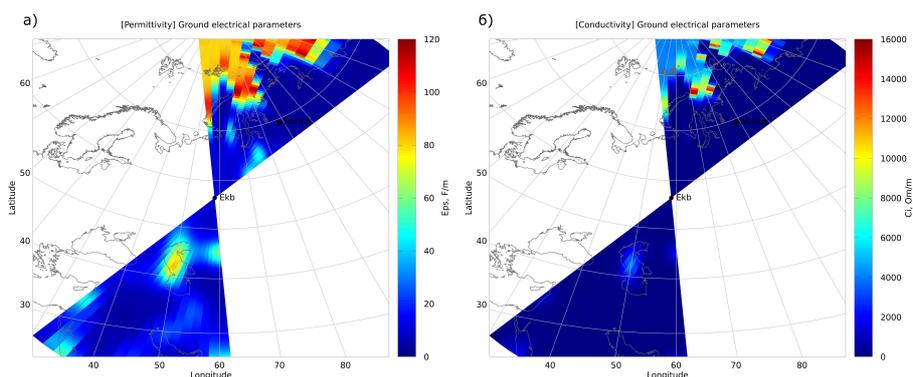


Рис. 3. Диэлектрическая проницаемость (а) и электропроводность (б) земной поверхности в секторе обзора радара ЕКВ.

от радара и сезона года. Присутствуют эхо-сигналы, связанные с усилением обратного рассеяния на выделенных участках земной поверхности, а именно, на гористой местности и морской поверхности. Отчетливо проявляются эхо-сигналы, распространяющиеся в направлении бокового (заднего) лепестка ФАР. Последнее обстоятельство необходимо учитывать для корректной интерпретации данных радара ЕКВ.

Проведенное моделирование качественно соответствует данным наблюдений и подтверждает сделанные выводы. Дальнейшее совершенствование разработанного метода моделирования амплитуды ВНЗ возможно в следующих направлениях: 1) проведение корректировки используемой модели ионосферы по данным реальных наблюдений; 2) совершенствование модели электрических характеристик земной поверхности; 3) разработка алгоритмов учета особенностей рельефа земной поверхности.

Благодарности

Исследование выполнено в рамках базового финансирования программы ФНИ П.12 и при поддержке гранта РФФИ № 19-02-00513-а. Экспериментальные данные получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Ангара» (<http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>).

Список литературы

1. Кабанов Н.И., Осетров Б.И. Возвратно-наклонное зондирование ионосферы. – М.: Советское радио, 1965. – 112 с.
2. Rao N. Inversion of sweep-frequency sky-wave backscatter leading edge for quasi-parabolic ionospheric layer parameter // Rad. Sci. – 1974. – Vol. 9. – N. 10. – P. 845–847.
3. Куркин В.И., Орлов И.И., Попов В.Н. Метод нормальных волн в проблеме коротковолновой радиосвязи. – М.: Наука, 1981. – 124 с.
4. Chisham, G., et al. A decade of the super dual auroral radar network (SuperDARN): scientific achievements, new techniques and future directions // Surv Geophys. – 2007. – Vol. 28. – P. 33–109.
5. Oinats A.V., Nishitani N., Ponomarenko P., Ratovsky K.G. Diurnal and seasonal behavior of the Hokkaido East SuperDARN ground backscatter: simulation and observation // Earth Planets Space. – 2016. – Vol. 68:18, doi:10.1186/s40623-015-0378-9, 2016.
6. Пономарчук С.Н. Модель электрических свойств земной поверхности в КВ диапазоне // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. – М.: Наука, 1984. – Вып.69. – С. 42–47.
7. Bilitza, D., Altadill D., Truhlik V., Shubin V., Galkin I., Reinisch B., and Huang X. International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to real-time weather predictions // Space Weather – 2017. – Vol. 15. – P. 418–429. doi:10.1002/2016SW001593.
8. Farr, T. G., et al. The shuttle radar topography mission // Reviews of Geophysics. – 2007. – Vol. 45(2). – P. 1–33, <https://doi.org/10.1029/2005RG000183>.

Том I, с. 260–263
УДК: 551.510.413.5

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ВЫДЕЛЕНИЯ КРИТИЧЕСКИХ ЧАСТОТ ПО ДАННЫМ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

И. А. Олейник, В. В. Бочкарев

Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: inkin91-91@mail.ru

Аннотация. В данной работе представлен метод оценивания и фильтрации временных рядов критических частот с использованием единого критерия качества. Метод предполагает обработку пачки ионограмм за продолжительный период времени и представление ряда критических частот в виде вейвлет-ряда с небольшим числом ненулевых коэффициентов. Фильтрация ряда foF2 выполняется при помощи нелинейного фильтра с использованием генетических алгоритмов и L1-регуляризации. Метод тестируется на ионограммах, полученных на ионозонде «Циклон-GPS» Казанского федерального университета в 2012 году.

Ключевые слова: ионограмма, ряды критических частот, вейвлет-трешолдинг, генетические алгоритмы

USING NONLINEAR FILTER FOR ESTIMATION OF CRITICAL FREQUENCIES OBTAINED BY VERTICAL SOUNDING OF THE IONOSPHERE

I. A. Oleynik, V. V. Bochkarev

Abstract. This paper presents a method for estimating and filtering time series of critical frequencies using a single quality criterion. The method involves processing of a set of ionograms over a long period of time and representing a series of critical frequencies in the form of a wavelet series with a small number of non-zero coefficients. Filtration of the foF2 series is performed by a nonlinear filter using genetic algorithms and L1 regularization. The method is tested on ionograms obtained using the Cyclone-GPS ionosonde at Kazan Federal University in 2012.

Keywords: ionogramm, critical frequencies, wavelet-thresholding, genetic algorithms

Введение

Вертикальное зондирование является одним из основных методов мониторинга ионосферы, позволяющий определить такие параметры, как критические частоты и высоты максимума E- и F-слоев. Обработка ионограмм для нахождения данных параметров представляет большую сложность ввиду как большого объема данных, так и их качества: на ионограммах помимо полезного сигнала присутствуют фоновые шумы, сосредоточенные помехи, единичные выбросы. Помимо этого, задача детектирования и исследования небольших неоднородностей ионосферы требует применения ионозондов с повышенным временным и/или угловым разрешением, что приводит к значительному увеличению числа ионограмм, повышая тем самым сложность обработки данных и уменьшая время, необходимое для получения результатов обработки и их интерпретации [1]. Поэтому реализация автоматической обработки ионограмм является актуальной задачей. Были предложены различные алгоритмы автоматического анализа ионограмм [2]. Тем не менее при применении даже наиболее совершенных алгоритмов получаемые ряды ионосферных параметров содержат погрешности и выбросы. Для применения полученных рядов к исследованию ионосферных возмущений необходимо предварительно провести их фильтрацию. С учетом нестационарности ионосферных процессов наиболее эффективно применение для этой цели вейвлет-трешолдинга [3]. В этом случае анализируемая зависимость аппроксимируется вейвлет-рядом с небольшим (по сравнению с числом отсчетов) числом ненулевых коэффициентов:

$$x(t) = \sum_{m,n} c_{m,n} \psi_{m,n}(t) \quad (1)$$

Применяя для фильтрации рядов ионосферных параметров какой-либо из распространенных алгоритмов вейвлет-трешолдинга, мы никак не учитываем, каким образом были получены эти ряды из экспериментальных данных, что сказывается на результатах фильтрации. В данной работе мы предлагаем алгоритм, в котором совмещается оценивание временных рядов foF2 и их фильтрация по единому критерию качества. При этом обрабатывается не отдельная ионограмма, а сразу группа ионограмм за достаточно продолжительный интервал времени, а зависимость foF2 от времени сразу ищется в форме (1) с малым числом ненулевых коэффициентов. Вейвлет-фильтрация по критериям максимального правдоподобия и по критерию серий рассматривались в [4], [5]. В [6] тот же подход использован для обработки доплеровских измерений. Вслед за данными работами мы используем генетический алгоритм для нахождения коэффициентов в искомой зависимости (1). Получаемые в результате работы алгоритма оценки коэффициентов ряда (1) содержат информацию о колебаниях foF2 могут быть далее интерпретированы при изучении средне- и короткопериодических волновых процессов в ионосфере.

Цель работы

Целью данной работы является разработка метода групповой обработки ионограмм и оценивания частоты foF2. При этом временная зависимость foF2 ищется в форме вейвлет-ряда с малым числом ненулевых коэффициентов.

Техника эксперимента и методика обработки

Предлагаемый алгоритм тестировался на ионограммах, полученных на ионозонде «Циклон-GPS» Казанского федерального университета в феврале 2012 года. Разработка семейств цифровых ионозондов «Циклон» ведется в Казанском федеральном университете с 1983 года. Последний вариант «Циклон-GPS» включает в себя IBM-совместимый компьютер, приемное устройство P-399A («Катран»), импульсный передатчик, GPS-систему привязки шкалы времени и блок сопряжения [7]. Данный ионозонд имеет высокое ременное разрешение – 1 минута, что является его большим преимуществом при исследовании кратковременных процессов [1].

Для подавления сосредоточенных помех ионограммы подвергаются предобработке. Для каждой частоты зондирования вычисляется отношение $R(f)$ максимальной (по всем значениям задержек) мощности сигнала к медианному уровню мощности (смотри рисунок 1). Данное отношение будет принимать большие значения для тех частот, на которых отраженный от ионосферы радиопульс имеет высокий уровень по сравнению с фоновым уровнем шума. Задавшись некоторым порогом для отношения максимальной и медианной мощности, мы можем выделить интервал частот, в котором наблюдается значительное отражение сигнала от ионосферы, как показано на рисунке 1.

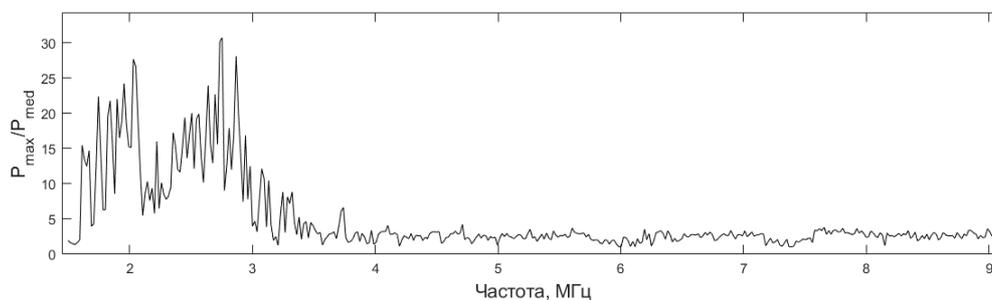


Рис. 1. Отношение максимальной и медианной мощностей при различных частотах, 00:17 02.02.2012.

Мы предполагаем, что искомый ряд foF2 описывается вейвлет-рядом с малым числом ненулевых коэффициентов, как в формуле (1). Нужно определить, какие именно коэффициенты следует задать ненулевыми и оценить их количественные значения. Для этого необходимо задать какую-либо функцию качества, показывающую степень соответствия между ионограммой и оцененной на ней частотой foF2. В рамках общей схемы алгоритма можно использовать

различные функции качества. В данной работе для иллюстрации возможностей алгоритма мы используем следующим образом определенную простую функцию качества. Найдем число частот, превышающих оценку foF2, для которых отношение R(f) превышает заданный порог, и число частот, меньших оценки foF2, для которых отношение R(f) ниже заданного порога. Сумму этих чисел Q будем использовать как функцию качества для отдельной ионограммы. На рисунке 2 показаны значения функции качества при различном уровне оценки foF2 и для ионограмм, снятых в различное время в течение 02 февраля 2012 года.

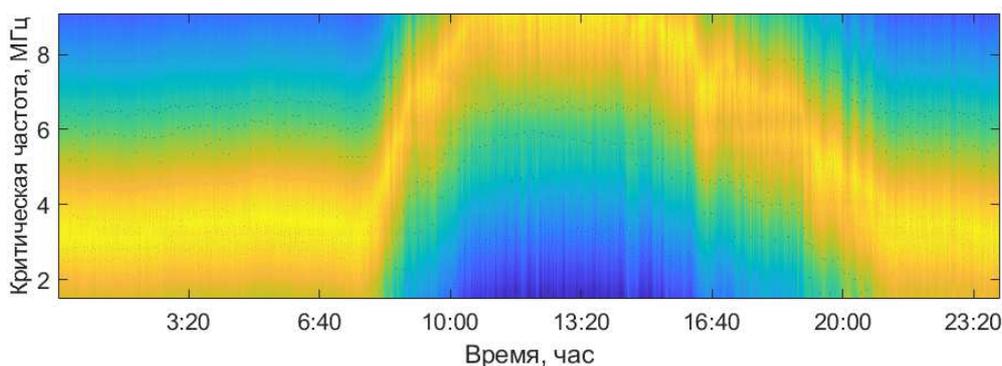


Рис. 2. Изменение функции качества для параметра foF2 в течении суток 02.02.2012.

Ряд значений foF2 найденных как максимумы функции Q, является достаточно шумным, поэтому его необходимо отфильтровать, например, используя вейвлет-трешолдинг. В данной работе предлагается объединить оценивание и фильтрацию ряда foF2 в одном алгоритме. Запишем суммарную функцию качества:

$$\Phi = \sum_t \varrho(\text{foF2}(t)) \quad (2)$$

Минимизируя данную функцию при ограничениях, накладываемых выражением (1), получим оценку значений ряда foF2. Необходимо решить задачу дискретной оптимизации, выбрав наилучший набор ненулевых вейвлет-коэффициентов, а также найти оптимальные значения этих коэффициентов. Данные задачи решались с помощью генетических алгоритмов, так как они позволяют решать задачи и непрерывной, и дискретной оптимизации. Искомая зависимость foF2 описывается бинарным вектором, в котором значений 1 соответствуют ненулевым коэффициентам, и вектором значений ненулевых коэффициентов. Путем перестановки нулей и единиц в бинарном векторе (при этом число ненулевых коэффициентов остается неизменным) происходит максимизация функции качества Φ . При этом на каждом шаге также выполняется корректировка величины ненулевых вейвлет-коэффициентов. Малое число ненулевых коэффициентов может быть также обеспечено применением L1-регуляризации. В этом случае минимизируется функция

$$\Phi = \sum_t \varrho(\text{foF2}(t)) + \lambda \|c\|_1 \quad (3)$$

Где c – вектор вейвлет-коэффициентов, а λ – константа регуляризации. Для минимизации функции (3) в данной работе также использовался генетический алгоритм.

Анализ результатов

Результаты обработки ионограмм различными алгоритмами представлены на рисунке 3. Результат оценивания foF2 с применением вейвлет-трешолдинга показан черными точками, нелинейным фильтром на основе генетических алгоритмов – красной линией, и нелинейным фильтром на основе генетических алгоритмов с L1 регуляризации – синей пунктирной линией.

На данном рисунке видно существенное различие между результатами, полученными вейвлет-трешолдингом и нелинейными фильтрами на основе генетических алгоритмов в интервале 16.40-20.00. Вейвлет-трешолдинг оставил довольно много детализирующих вейвлет-коэффициентов в данной области, что привело к наличию нефизичных короткопериодических

колебаний в этом временном интервале. Генетический алгоритм за счет перестановки ненулевых вейвлет-коэффициентов отфильтровал эти флуктуации, выделив значимые колебания.

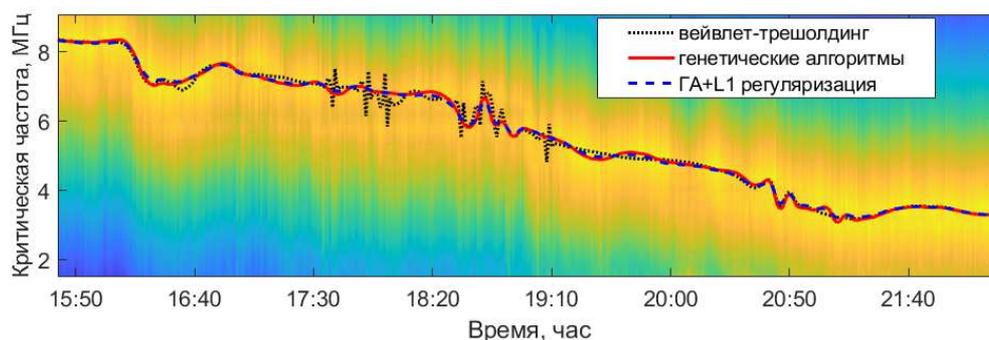


Рис. 3. Результаты оценивания и фильтрации рядов foF2 за 2.02.2012 различными алгоритмами.

На рисунке 4 показан пример ионограммы из этого интервала (17:25) с нанесенными на нее значениями критических частот, полученных различными методами. На данном рисунке видно значительное преимущество предлагаемого алгоритма перед стандартным вейвлет-трешолдингом. Преимущество применения корректировки L1 регуляризацией установить довольно сложно ввиду сильных помех.

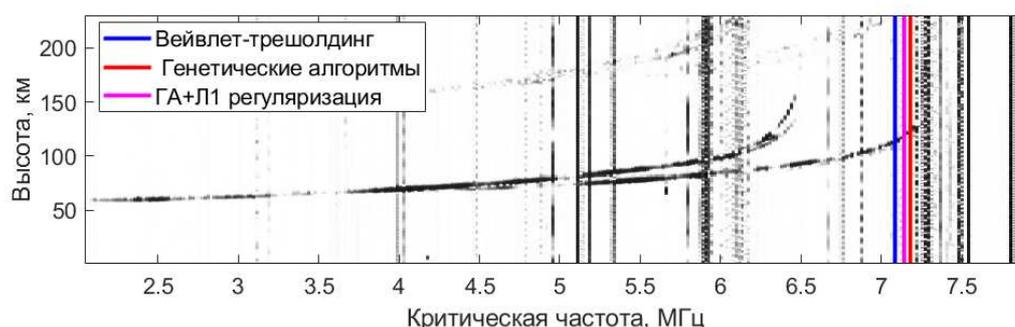


Рис. 4. Ионограмма за 17:25:00 и оценки foF2, полученная с использованием различных методов фильтрации – вейвлет-трешолдингом, ГА и ГА+L1 регуляризацией.

Выводы

В данной работе предложен алгоритм обработки группы ионограмм, позволяющий получить оценку временной зависимости критической частоты foF2 в форме вейвлет-ряда с небольшим числом ненулевых коэффициентов. Данный алгоритм демонстрирует лучшие результаты по сравнению с раздельной обработкой ионограмм и последующей фильтрацией рядов foF2 стандартным вейвлет-трешолдингом.

Список литературы

1. Akchurin A.D., Bochkarev V., Ildiryakov V.R. and Yusupov K. TID selection and research of its characteristics on ionograms // 30th URSI General Assembly and Scientific Symposium, URSIGASS 2011. 2011. doi: 10.1109/URSIGASS.2011.6050965
2. Pezzopane M., Scotto C., Tomasik L., Krashennnikov I. Autoscala: an aid for different ionosondes // April 2010, Acta Geophysica 58(3):513-526. DOI: 10.2478/s11600-009-0038-1
3. Малла С. Вейвлеты в обработке сигналов // Пер. с англ. – М: Мир, 2005. – 671 с., ил.
4. Bochkarev V. V., Belashova I. A., Modeling of nonlinear filtering Poisson time series // Journal of Physics Conference Series. – 2016.
5. Bochkarev V.V., Belashova I. A. Comparative analysis of criteria for filtering time series of word usage frequencies // ITISE 2017 (International work-conference on Time Series), September 18-20th 2017, Granada, Spain.
6. Белашова И. А., Бочкарев В. В. Нелинейная фильтрация временных рядов гео- и гелиофизических параметров // Труды международной байкальской молодежной научной школы по фундаментальной физике. ИСЗФ СО РАН, – Иркутск, 2015, – С. 214-216.
7. Зыков Е. Ю., Акчурин А. Д., Сапаев А. Н., Шерстюков О. Н. Автоматическая интерпретация ионограмм вертикального зондирования // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-Мат. Науки. – 2008. – Т. 150, кн. 3. – С. 36-45.

Том I, с. 264–267
УДК: 550.338.2

ВОЗМОЖНОСТИ ГНСС ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В АРКТИЧЕСКОМ РЕГИОНЕ

Н. П. Перевалова, А. С. Ясюкевич, С. В. Воейков

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова 126а
E-mail: pereval@iszf.irk.ru, annpol@iszf.irk.ru, serg3108@iszf.irk.ru*

Аннотация. Показано, что анализ аномальных отклонений в поведении полного электронного содержания (ПЭС) на отдельных лучах "приемник-спутник" расширяет возможности Глобальных Навигационных Спутниковых Систем (ГНСС) при детектировании крупномасштабных неоднородностей в ионосфере (главный ионосферный провал, высокоширотные провалы, и др.). Предложенная методика анализа особенно полезна для мониторинга ионосферы в Арктических регионах, т.к. эти области отличаются малым количеством станций ГНСС, а полярная ионосфера характеризуется сильной изменчивостью.

Ключевые слова: ионосфера; ионосферные возмущения; ГНСС; ГЛОНАСС; GPS

GNSS FEATURES FOR DETECTING IONOSPHERIC DISTURBANCES IN THE ARCTIC REGION

N. P. Perevalova, A. S. Yasyukevich, S. V. Voeykov

Abstract. It is shown that the analysis of anomalous deviations in the behavior of the total electron content (TEC) on separate receiver-satellite lines of sight extends the potential of the Global Navigation Satellite Systems (GNSS) to detect large-scale ionospheric disturbances (the main ionospheric trough, high-latitude troughs, etc.). The proposed method of analysis is particularly useful for monitoring the ionosphere in the Arctic regions, since these regions are characterized by a small number of GNSS stations, and the polar ionosphere is characterized by strong variability.

Keywords: ionosphere; ionospheric disturbances; GNSS; GLONASS; GPS

Введение

Изучение, мониторинг и прогноз динамики ионосферной плазмы имеет важное значение для расчета параметров радиотрасс, поскольку возмущения в ионосфере оказывают значительное влияние на прохождения радиосигналов. Наиболее сильной изменчивостью отличается ионосфера в высоких широтах. Кроме волновых и импульсных ионосферных возмущений в высокоширотной ионосфере присутствуют крупномасштабные неоднородности, которые характеризуются спадом или ростом в широтном распределении электронной концентрации: главный ионосферный провал (ГИП), высокоширотные провалы, полярная полость, авроральные пики ионизации [1].

Большой интерес для контроля за состоянием и возмущениями ионосферной плазмы в высоких широтах представляет использование глобальных спутниковых навигационных систем (ГНСС): GPS, ГЛОНАСС, Galileo, Beidou. Развитые сети наземных приемников ГНСС обеспечивают непрерывный мониторинг полного электронного содержания (ПЭС) ионосферы в глобальном масштабе с высоким (не хуже 30 с) временным разрешением. С помощью приемников ГНСС активно ведутся исследования крупномасштабных возмущений, которые образуются в авроральной ионосфере во время геомагнитных бурь [2–4]. На основе ГНСС-измерений разработана технология построения глобальных ионосферных карт (Global Ionospheric Maps, GIMs) [5], которая позволяет получать пространственное распределение ПЭС в ионосфере с разрешением 5° по долготе, 2.5° по широте и временным разрешением 1-2 ч. Технология GIM использует усреднение данных ГНСС-приемников, поэтому качество карт зависит от количества станций ГНСС

в регионе. Малое количество приемников затрудняет регистрацию и изучение ионосферных возмущений по картам GIM. В настоящей работе проведена сравнительная оценка возможностей карт GIM и анализа особенностей вариаций ПЭС на отдельных лучах "приемник-спутник" для детектирования крупномасштабных неоднородностей в высокоширотной ионосфере.

Данные измерений и методы обработки

Для изучения динамики высокоширотной ионосферы использовались данные двухчастотных фазовых измерений, полученные на четырех высокоширотных российских станциях ГНСС: LOVJ (г. Мурманск), NRIL (г. Норильск), TIXI (г. Тикси), BILB (г. Билибино). Указанные станции входят в международную сеть IGS (International GNSS Service); данные их измерений с временным разрешением 30 с получены на сервере <http://sopac.ucsd.edu>. Расчет вариаций ПЭС по данным ГНСС-измерений производился с использованием стандартных методик [2, 3]. Для оценки абсолютных значений ПЭС полагалось, что при максимальном угле места луча "приемник-спутник" величина ПЭС соответствует ПЭС в ближайшем узле карты GIM. В соответствии со стандартными методами, считалось, что ПЭС формируется в ионосферной точке на высоте h_{max} главного максимума ионизации, а $h_{max}=300$ км. Мы использовали карты GIM, рассчитанные в центре CODG и доступные на сайте <ftp://cddis.gsfc.nasa.gov:21/gnss/products/ionex/>.

Особенности в поведении ПЭС

Изучение поведения абсолютного наклонного ПЭС на лучах "приемник-спутник" показало, что во временных вариациях ПЭС часто присутствуют особенности, свидетельствующие о наличии в ионосфере возмущений различных типов. На рис. 1 приведены примеры таких особенностей, обнаруженные на высокоширотных станциях BILB, NRIL, TIXI в различные годы. Рис. 1а демонстрирует характерный временной ход ПЭС при отсутствии возмущений. На рис. 1б в период 04:30-07:30 UT 11 марта 2011 г. наблюдаются волновые возмущения ПЭС. Волновые ионосферные возмущения, как правило, представляют собой проявление внутренних атмосферных волн и могут быть связаны с различными источниками в магнитосфере, нейтральной атмосфере, литосфере. Для выделения волновых возмущений ПЭС применяются разнообразные способы фильтрация данных. Данный тип возмущений ПЭС используется наиболее широко, с его помощью исследуются параметры различных источников воздействия на ионосферу: от магнитосферных бурь до землетрясений и запусков ракет [2-4, 6, 7]. Смещение вариаций ПЭС в соседние дни друг относительно друга на рис. 1б-г означает общее изменение фоновой электронной концентрации в рассматриваемые дни.

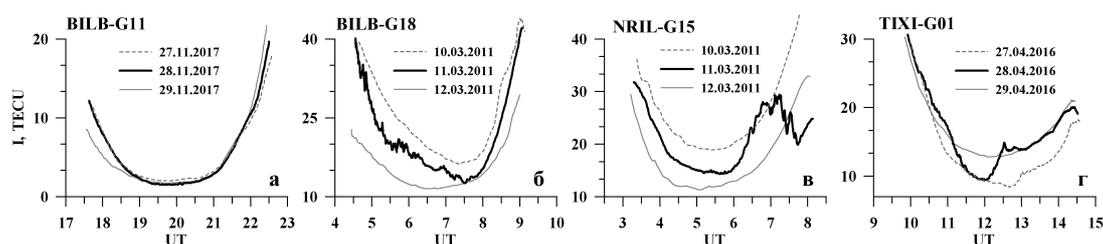


Рис. 1. Примеры различных особенностей в поведении абсолютного наклонного ПЭС на лучах "приемник ГНСС - спутник ГНСС" в высоких широтах: отсутствие возмущений 27-29.11.2017 (а), волновые возмущения ПЭС 11.03.2011 (б), резкий спад ПЭС 11.03.2011 (в), аномальный рост ПЭС 28.04.2016 (г).

На рис. 1в-г ярко выражены отклонения ПЭС от характерного поведения в невозмущенные дни: 11 марта 2011 г. зарегистрировано резкое понижение ПЭС в 07:00 UT (рис. 1в), 28 апреля 2016 г. в период 12:00-14:00 UT наблюдался аномальный рост ПЭС (рис. 1г). Указанные отклонения ПЭС свидетельствуют о том, что луч "приемник-спутник" пересекал крупномасштабные области с пониженной или повышенной электронной концентрацией. Изучению данного типа

возмущений уделяется гораздо меньше внимания. Можно отметить обнаружение аномального увеличения ПЭС накануне сильных (магнитуды более 8) землетрясений в серии работ К. Неки в 2011-2017 гг. (см. ссылки в [6]), а также регистрацию областей пониженной электронной концентрации ("ионосферных дыр") во время запусков космических аппаратов (например, [7]). В тоже время, анализ отклонений ПЭС, подобных тем, что показаны на рис. 1в-г, может способствовать детектированию и локализации крупномасштабных неоднородностей в ионосфере. С помощью такого анализа нам удалось зарегистрировать и определить параметры высокоширотного ионосферного провала.

Регистрация высокоширотного ионосферного провала

Численное моделирование глобального распределения параметров тепловой плазмы, проведенное в [8], показало, что 5 мая 2013 г. в период 05:00-07:00 UT на дневной стороне на широтах 78-85°N и долготах 40-200°E располагался узкий, длинный высокоширотный ионосферный провал, который сформировался вблизи зоны разворота конвекции.

Анализ поведения ПЭС на четырех российских высокоширотных ГНСС-станциях выявил 5 мая 2013 г. на отдельных лучах "приемник-спутник" аномальные отклонения от характерного поведения ПЭС в предыдущий (4 мая) и последующий (6 мая) дни. Рис. 2а демонстрирует для 5 мая резкое падение, продолжительный минимум и возрастание ПЭС при возвращении к невозмущенному уровню на луче TIXI-G13. Такое поведение ПЭС означает, что луч пересек область пониженной электронной концентрации, т.е. высокоширотный ионосферный провал. Перечисленные аномальные отклонения в поведении ПЭС 5 мая соответствуют: пересечению лучом полярной стенки провала (квадраты на рис. 2), прохождению луча через минимум провала (ромбы на рис. 2), пересечению лучом экваториальной стенки провала (треугольники на рис. 2). Нанесение на карту ионосферных точек, в которых наблюдались аномальные отклонения ПЭС, для всех лучей "приемник-спутник" станций LOVJ, NRIL, TIXI, BILB позволило определить положение провала (рис. 2б). Провал наблюдался в диапазоне долгот 25-185°E. Экваториальная стенка провала располагалась на широтах 67-74°N, минимум провала лежал в пределах 68-76°N, полярная стенка провала наблюдалась на широтах 77-78°N. Ширина провала составляла около 4°. Положение провала согласуется с расположением высокоширотного ионосферного провала по данным моделирования.

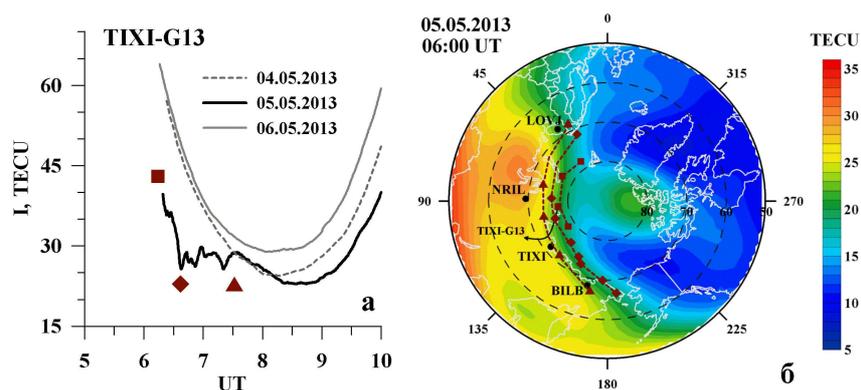


Рис. 2. Поведение абсолютного наклонного ПЭС 4-6 мая 2013 г. на станции TIXI (GPS-спутник G13) (а). Положение высокоширотного провала 5 мая 2013 г. в период 06:00-07:00 UT по данным ГНСС-измерений на станциях LOVJ, NRIL, TIXI, BILB (б). Ромбами, квадратами и треугольниками показаны минимум, южная и северная стенки провала, соответственно. Линия со стрелкой отражает перемещение луча TIXI-G13 на высоте 300 км в период 05:00-10:00 UT. Цветной заливкой дана карта GIM в 06:00 UT 5 мая 2013 г.

Цветной заливкой на рис. 2б представлена карта GIM распределения ПЭС в Арктическом регионе в 06:00 UT 5 мая 2013 г. GIM демонстрирует спад ПЭС в сторону полюса, который, одна-

ко, не является провалом ионизации, а отражает общее уменьшение электронной концентрации на ночной стороне. Лишь в диапазоне долгот 45-120°E можно выделить структуру, напоминающую слабовыраженный провал, который создается областью повышенной ионизации, вблизи Гренландии. Минимум ПЭС этой структуры лежит севернее, чем основание и северная стенка провала по наблюдениям на отдельных лучах "приемник-спутник". Таким образом, высокоширотный провал, который уверенно регистрируется по данным ГНСС-измерений на отдельных лучах "приемник-спутник" фактически не виден на GIM. Очевидно, это связано с усреднением данных, которое применяется в картах GIM, а также с малым количеством станций Арктическом регионе.

Заключение

Для детектирования крупномасштабных неоднородностей в высокоширотной ионосфере, к которым относятся главный ионосферный провал, высокоширотные провалы, авроральные пики ионизации, полярная полость, предложено использовать анализ аномальных отклонений в поведении абсолютного наклонного ПЭС на отдельных лучах "приемник ГНСС - спутник ГНСС". На примере регистрации высокоширотного ионосферного провала выполнена сравнительная оценка возможностей предложенной методики и карт GIM. Предложенный метод анализа позволил не только обнаружить высокоширотный ионосферный провал 5 мая 2013 г., но также определить его положение и размер. Провал наблюдался в диапазоне долгот 25-185°E; минимум провала лежал в пределах 68-76°N; экваториальная и полярная стенки провала располагались на широтах 67-74°N и 77-78°N, соответственно. Показано, что высокоширотный ионосферный провал, хорошо видимый на основе анализа поведения ПЭС на отдельных лучах "приемник-спутник" практически не отображается картой GIM. Это обусловлено усреднением данных отдельных ГНСС-измерений, которое используется для построения GIM, и небольшим количеством станций в исследуемом регионе.

Благодарности

Авторы выражают глубокую благодарность International GNSS Service (IGS) и Scripps Orbit and Permanent Array Center (SOPAC) за предоставление данных международной сети приемников ГНСС, а также центру CODG (University of Berne, Switzerland) за предоставление карт GIM. Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда (проект № 18-17-00042).

Список литературы

1. Кринберг И. А., Тацилин А. В. Ионосфера и плазмосфера. – М.: Наука, 1984. – 189 с.
2. Афраймович Э. Л., Перевалова Н. П. GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. – Иркутск: Изд-во ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАН. – 2006. – 480 с.
3. Ding F., Wan W., Ning B., Wang M. Large scale traveling ionospheric disturbances observed by GPS TEC during the magnetic storm of October 29-30, 2003 // J. Geophys. Res. – 2007. – Vol. 112. – A06309. doi:10.1029/2006JA012013.
4. Polekh N., Zolotukhina N., Kurkin V., Zherebtsov G., Shi J., Wang G., Wang Z. Dynamics of ionospheric disturbances during the 17-19 March 2015 geomagnetic storm over East Asia. // Adv. Space Res. – 2017. – Vol. 60. – P. 2464–2476.
5. Mannucci A. J., Ho C. M., Lindqwister U. J. A global mapping technique for GPS-derived ionospheric TEC measurements // Radio Science. – 1998. – Vol. 33, N 8. – P. 565–582.
6. He L., Heki K. Ionospheric anomalies immediately before Mw 7.0-8.0 earthquakes // J. Geophys. Res. Space Physics. – 2017. – Vol. 122, N 8. – P. 8659-8678.
7. He L. M., Wu L. X., Liu S. J., Liu S. N. Superimposed disturbance in the ionosphere triggered by spacecraft launches in China // Ann. Geophys. – 2015. – Vol. 33. – P. 1361-1368.
8. Perevalova N. P., Romanova E. B. High-Latitude Ionospheric Trough: GPS Observation and Simulation // Atmosphere, Ionosphere, Safety. Proceedings of V international conference. Kaliningrad. – 2016. – P. 401–403.

Том I, с. 268–271

УДК: 551.576 + 551.590.21

МЕЗОСФЕРНЫЕ ОБЛАКА: ОПЫТ МНОГОЛЕТНЕГО НАЗЕМНОГО МОНИТОРИНГА

Н. Н. Перцев¹, П. А. Далин^{2,3}, В. А. Ромейко⁴, В. И. Перминов¹, В. А. Суходоев¹

¹ *Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, 119017, г. Москва, Пыжевский пер., 3
E-mail: n.pertsev@bk.ru*

² *Шведский институт космической физики, Box 812, SE-981 28, Kiruna, Sweden*

³ *Институт космических исследований РАН, 117997, ул. Профсоюзная 84/32, Москва
E-mail: pdalin@irf.se*

⁴ *Московская ассоциация наблюдателей серебристых облаков, 119334, ул. Косыгина, 17, Москва*

Аннотация. В настоящем сообщении приведены основные сведения о наземном мониторинге мезосферных (серебристых) облаков, кратко описываются основные этапы его совершенствования, даются некоторые геофизические результаты, полученные с его помощью, намечаются перспективы его развития. В качестве нового результата более подробно излагается исследование зависимости яркости и других характеристик серебристых облаков от солнечной активности, проведенное на основе московской базы данных наземного мониторинга серебристых облаков. Полученные результаты показывают, что солнечная активность влияет на мезосферную облачность в большей степени через атмосферную циркуляцию и вертикальные движения, чем непосредственно через прямое воздействие.

Ключевые слова: серебристые облака; мезосфера; солнечная активность; мониторинговые фотонаблюдения; базы данных

MESOSPHERIC CLOUDS: LONG-TERM GROUND-BASED MONITORING EXPERIENCE

N. N. Pertsev, P. A. Dalin, V. A. Romejko, V. I. Perminov, V. A. Sukhodoev

Abstract. This article provides basic information on ground-based monitoring of mesospheric (noctilucent) clouds, briefly describes the main stages of its improvement, gives some geophysical results obtained with its help, outlines the prospects for its development. As a new result, a study of the dependence of brightness and other characteristics of noctilucent clouds on solar activity, based on the Moscow database of ground monitoring of noctilucent clouds, is presented in more detail. The result shows that solar activity affects mesospheric clouds, to a greater extent by the atmospheric circulation and vertical movements than directly.

Keywords: noctilucent clouds; mesosphere; solar activity; monitoring photocamera network; databases

Введение

Мезосферные или серебристые облака (С.О.) – красочное, иногда еле заметное на глаз явление природы, регулярно наблюдаемое с поверхности Земли начиная с момента их открытия (1885 г.) летом в ночное и сумеречное время. Наиболее благоприятная для наземных наблюдений С.О. широтная область располагается между 55 и 57° широты обоих полушарий. С уходом от этой области возможности наблюдения по условиям освещенности ухудшаются, однако отдельные редкие наблюдения возможны вплоть до примерно 40 и 70° широты.

С.О. весьма чувствительны к температурно-влажностным и ветровым характеристикам воздушной массы в верхней мезосфере. Одна из особенностей – их сильная изменчивость, проявляющаяся на разных временных масштабах, - внутрисуточном, межсуточном и межгодовом, а также в пространственной перемежаемости полей С.О. [1]. Несмотря на длительную историю наблюдений С.О., возможность предсказывать их появление в конкретные ночи и часы (при

условии ясной погоды) до сих пор не улучшается по сравнению с вероятностной кривой, основанной на многолетней статистике. Актуальность многолетнего мониторинга С.О. определяется, с одной стороны, необходимостью изучения условий их появления, с другой стороны, - тем, что С.О. являются чувствительным индикатором воздушных течений в верхней мезосфере и температурно-влажностных ее характеристик.

Несмотря на развитие спутниковых наблюдений С.О., наземный мониторинг пока не может быть заменен космическими измерениями, поскольку их покрытие на умеренных широтах совершенно недостаточно для наблюдений С.О. Кроме этого, они дают низкое пространственное разрешение (5 км), в то время как наземная фотосъемка позволяет изучать динамические процессы в С.О. с разрешением порядка 100 м [1].

Цель работы и решаемые задачи

Целью наземного мониторинга С.О. является получение регулярного эмпирического материала, с помощью которого можно исследовать изменчивость данного явления, а также и состояния верхней мезосферы на разных временных масштабах. В настоящей работе изложение сосредоточено на двух задачах, решаемых с помощью этого мониторинга – исследовании влияния солнечной активности на С.О. и использовании возможностей сети фотокамер.

Техника и организация наземного мониторинга С.О.

Хотя отдельные наблюдения С.О. и короткие наблюдательные кампании проводились (в основном в России и Германии) в конце XIX и первой половины XX века, они не давали сколько-нибудь систематического описания С.О. Впервые задача наземного мониторинга С.О. была поставлена при организации Международного геофизического года (МГГ, 1957-1958). В это время для регулярных наблюдений С.О. были задействованы сотни метеостанций средних широт, специалисты, коллективы любителей астрономии. Наблюдатели отмечали время начала и конца видимости С.О., их морфологический тип и оценку яркости по глазомерной шкале. Результатом этой важной статистической работы (основанной на «визуальных» наблюдениях, не требовавших специальных инструментов; в отдельных случаях проводилась фото- или теодолитная съемка), стали журналы наблюдений, которые велись по единой схеме, разработанной Н. И. Гришиным [2].

Опыт, приобретённый в период МГГ и повсеместный всплеск интереса к космосу в 60-е годы привел к возникновению коллективов энтузиастов в СССР и Западной Европе, проводивших более или менее регулярно наблюдения С.О. по схеме Гришина. Однако единственная база данных по визуальной регистрации С.О., охватывающая много десятилетий и в то же время содержащая достаточно систематический для статистической обработки материал, - это московская база данных. Она основана на специально организованных наблюдениях, проводимых почти каждое лето с 1962 г., а без пропусков – с 1968 г., - в средней полосе Европейской части России под общим руководством сначала Г.Т. Залюбовиной, а затем В.А. Ромейко. Одним из главных достоинств московской базы данных является систематическое документирование состояния погоды, выполняемое независимо от появления С.О. Таким образом, при наличии погодных условий для наблюдения не только присутствие, но и отсутствие С.О. в мезосфере фиксируется однозначно.

Развитие технических возможностей в конце XX - начале XXI вв. предопределило новые направления наземного мониторинга С.О. – их лазерное зондирование (в основном, в Германии и Норвегии) и автоматическую цифровую фотосъемку северной части неба, где, как правило, появляются С.О. (в Северном полушарии). Первый из этих методов нацелен на изучение вертикальной структуры С.О. в зависимости от времени, второй выявляет их пространственно-временную динамику на масштабах до 500 км. В районе Москвы автоматическая фотосъемка началась в тестовом режиме в 2000 г., а с 2003 г. идёт в режиме мониторинга. С 2004 г. благодаря активному внутрироссийскому и международному сотрудничеству несколько пунктов автоматической фотосъемки на 55-57° с.ш. были объединены в Сеть автоматической фотосъемки серебристых облаков (САФСО) [1]. Сейчас САФСО насчитывает 8 пунктов, рассредоточенных на континентах Северного полушария: Порт Глазго (56°N 05°W), Атабаска (55°N 113°W), Камчатка (55°N 113°W),

Новосибирск (55°N 83°E), Петропавловск (55°N 69°E), Москва (56°N 37°E), Литва (55°N 26°E), Дания (56°N 10°E). В некоторых из пунктов работают две или даже три разнесенных на десятки километров синхронных камеры для проведения стереофотограмметрических измерений.

Некоторые результаты: влияние солнечной активности

Статистическая обработка многолетних баз данных по наблюдениям С.О. позволила изучить зависимость их появления С.О. от внутримезосферных (прежде всего, температуры) и космических факторов. В частности, удалось более детально исследовать влияние солнечной активности (СА) на характеристики С.О., впервые достоверно найденное в [3].

Оказалось, что СА оказывает воздействие на яркость С.О. не только на периоде 11-летнего солнечного цикла, но и на значительно более коротких периодах, в том числе на 27-дневном периоде вращения Солнца. На рис. 1 показана зависимость яркости С.О. от изменения СА на межсуточном масштабе. Мерой последней является отклонение потока солнечного излучения в линии Лайман-альфа от 35-дневного среднего, в единицах 10^{11} фотон $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Она проявляется лучше всего при запаздывании яркости С.О. относительно солнечной активности 1 день и является статистически значимой с вероятностью 99%. Аналогичные зависимости получены и для других пунктов САФСО [4]. Большим значениям СА соответствуют меньшие яркости С.О. Весьма короткое время запаздывания реакции яркости С.О. на изменения СА указывает на преобладание динамического механизма (проявляющегося через изменение циркуляции и вертикальных движений в атмосфере) над фотодиссоциативным (разрушение молекул воды).

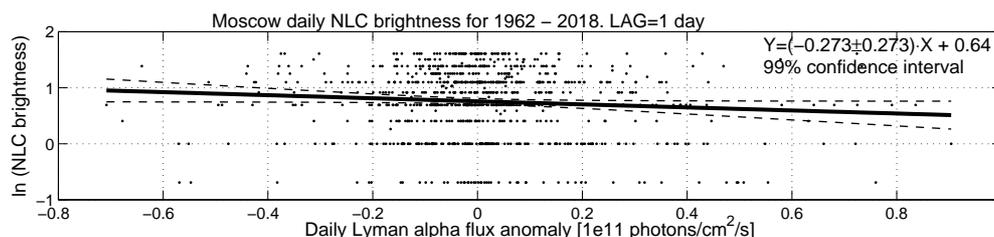


Рис. 1. Зависимость натурального логарифма максимальной за ночь яркости С.О. (по вертикали) от короткопериодной составляющей СА (по горизонтали). Штриховые линии показывают доверительный интервал (вероятность 99%).

В 11-летнем цикле СА также наблюдается приблизительно противофазное поведение СА яркости С.О. Однако в 2002 г. на московской базе данных по С.О. было найдено статистически достоверное отличие между периодами многолетних изменений сезонного индекса яркости С.О. (9.7 ± 0.2 года) и периодом СА (10.60 ± 0.04 года) [5]. Дальнейшее накопление данных подтверждало существование уменьшенного периода для сезонных характеристик С.О. К концу 2018 г. он составил 9.7 ± 0.8 лет для скорректированного на погодные условия сезонного количества ночей с С.О. и 9.9 ± 1.1 лет для сезонного индекса яркости. Это означает, что активность С.О. по отношению к солнечному циклу не вполне противофазная, и ее экстремумы сместились примерно на 3-5 лет в сторону опережения по отношению к солнечному циклу за последние 50 лет. Это указывает на не прямое влияние СА на характеристики С.О., осуществляемое, по-видимому, через атмосферную циркуляцию с медленным уменьшением характерного времени запаздывания (в современную эпоху).

Некоторые результаты, полученные с помощью САФСО

Использование сети наземных камер, участвующих в фотомониторинге С.О., значительно улучшает результативность исследований. Даже простое сопоставление результатов многолетних наблюдений, проводимых в различных пунктах (см. напр. [4]), позволяет отличить общеполушарную тенденцию от локальной. В [6] по данным съемки в Москве, Дании и Шотландии подробно описывается случай мезосферного распространения аэрозольной полосы (следа запуска ракеты-носителя из Плесецка) через всю Европу практически без турбулентного размывания. Совместный анализ результатов наблюдений в разных пунктах в течение двух отдельных сезонов

дал возможность выявить распространяющиеся двухдневные и пятидневные планетарные волны в яркости С.О. [7]. Многочисленные интересные результаты (анализ строения мезосферных фронтов, анализ отдельных проявлений атмосферных гравитационных волн) получен благодаря стереофотограмметрии в тех пунктах, где созданы локальные сети из двух-трех камер.

Дальнейшие перспективы наземного фотомониторинга С.О.

Развитие наземного фотомониторинга С.О. идет по нескольким направлениям. Во-первых, сеть САФСО становится постепенно более частой. Для улучшения долготного покрытия Северного полушария в первую очередь требуется создание пунктов на участках Чебоксары-Екатеринбург, Братск-Нерюнгри и в восточной Канаде. Во-вторых, происходит качественное перевооружение пунктов сети: создаются локальные сети для стереофото съемки С.О., улучшается синхронизация при автоматической стереосъемке (в московских пунктах она составляет сейчас несколько секунд), используются более широкоугольные объективы. В перспективе планируется управление съемкой и возможность просмотра изображений через интернет.

Возможно значительное увеличение результативности фотоснимков С.О. при использовании фотометрической информации с помощью пиксельных RGB-индексов при цифровой фотосъемке. Абсолютная калибровка яркости С.О. может при этом осуществляться с помощью изображений опорных звезд. Развитие метода требует также большой программно-вычислительной работы по улучшению методов распознавания С.О. на фотоснимках ночного неба и их фотометрирования с помощью вычитания фоновой засветки по последовательности кадров.

Выводы

Наземный фотомониторинг С.О. является одним из основных современных средств контроля за мезосферной облачностью. С одной стороны, он продолжает визуальный мониторинг, осуществлявшийся до эпохи цифровых фотокамер. С другой стороны, его возможности значительно превосходят возможности визуальных наблюдений.

Создание международной сети фотомониторинга С.О. Северного полушария значительно улучшает научную результативность исследований С.О. и позволяет контролировать мезосферную облачность на пространственных масштабах от декаметрового до планетарного.

По данным наземного мониторинга С.О. выяснено, что солнечная активность влияет на яркость С.О. не только на межгодовом, но и на межсуточном масштабе. В обоих случаях преобладает опосредованное влияние солнечной активности через изменения циркуляции и вертикальных движений в атмосфере.

Благодарности

Авторы признательны многочисленным энтузиастам-наблюдателям, участвовавшим в программах наблюдений серебристых облаков в СССР, РФ и других странах в течение десятилетий. Работа выполнена частично при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 15-05-04975а, № 19-05-00358а).

Список литературы

1. Далин П. А., Ромейко В. А., Перцев Н. Н., Перминов В. И. Серебристым облакам уже 130 лет // Природа – 2015. – № 11. С. 18–26.
2. Гришин Н.И. Инструкция для наблюдений серебристых облаков. – М.: Изд АН СССР, 1957. – 26 с.
3. Васильев О.В. Астрофизические исследования серебристых облаков. – М.: Изд. Астросовета АН СССР, 1967. – 86 с.
4. Dalin P., Pertsev N., Perminov V., et al. Response of noctilucent cloud brightness to daily solar variations // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. – 2018. – Vol. 169. – P. 83–90.
5. Ромейко В. А., Перцев Н. Н., Далин П. А. Многолетние наблюдения серебристых облаков в Москве: база данных и статистический анализ // Геом. и Аэр. – 2002. – Т. 42, № 5. – С. 702–707.
6. Dalin P., Perminov V., Pertsev N., et al. Optical studies of rocket exhaust trails and artificial noctilucent clouds produced by Soyuz rocket launches // JGR-Atmos. – 2013. – Vol. 118, I.14, – P. 7850–7863.
7. Dalin P., Pertsev N., Dubietis A., et al. A comparison between ground-based observations of noctilucent clouds and Aura satellite data // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. – 2011. – Vol. 73. – P. 2097–2109.

Том I, с. 272–275

УДК: 520.628 + 523.3

ПРОБЛЕМЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛЧМ-СИГНАЛОВ ДЛЯ ЗОНДИРОВАНИЯ ВНЕШНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

А. В. Подлесный, А. А. Наumenко, М. В. Цедрик

*Ордена Трудового Красного Знамени Институт солнечно-земной физики,
664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126А, а/я 291
E-mail: pav1986@rambler.ru*

Аннотация. В статье приводятся результаты тестирования электромагнитной совместимости приемных и передающих дипольных антенн с общим центром для зондирования ионосферы непрерывным ЛЧМ-сигналом. Сделаны выводы о возможности использования таких установок для зондирования внешней ионосферы. В ходе испытаний, проводимых на специально созданном антенном стенде, выявлено, что коэффициент связи передающей и приемной антенн при взаимных углах 45° имеет величину не более -10 дБ, а разница коэффициентов связи передающей и приемной антенн при взаимных углах 45° и 90° имеет величину порядка 15 дБ.

Ключевые слова: коэффициент связи антенн, спутник, зондирование ионосферы, КВ

PROBLEM OF TOPSIDE IONOSPHERE SOUNDING USING CHIRP SIGNALS

A. V. Podlesnyi, A. A. Naumenko, M. V. Cedrik

Abstract. The article presents the results of using receiving and transmitting dipole antennas with a common center for sounding the ionosphere by a chirp signal. Conclusions are drawn about the possibility of using such facilities for sounding the external ionosphere. During tests conducted on a specially designed antenna stand, it was found that the coupling coefficient of the transmitting and receiving antennas at mutual angles of 45° has a value of no more than -10 dB, and the difference of the coupling coefficients of transmitting and receiving antennas of mutual angles of 45° and 90° has a value of about 15 db.

Keywords: antennas coupling factor, satellite, ionosphere sounding, HF

Введение

Попытки исследования с помощью космических аппаратов электронной концентрации во внешней ионосфере, недоступной для наземных ионосферных станций, предпринимались с момента запуска Первого искусственного спутника Земли в 1958 году. Несмотря на важность миссий с системами ионосферного зондирования для изучения и диагностики околоземного космического пространства их было запущено сравнительно небольшое количество. Одной из причин этого является то, что из-за использования передатчиков мощностью несколько сотен ватт и большой антенной системы ионозонды являются одной из самых энергоемких и крупных по массе и габаритам систем в составе исследовательских аппаратов. Вторая проблема – при работе ионозонда создаются сильные электромагнитные помехи остальной аппаратуре спутника, что приводит к невозможности проведения одновременных наблюдений на ряде инструментов.

Самой близкой к реализации программой космических ионозондов на данный момент является отечественный проект космического комплекса «Ионозонд» [1], состоящей из 4 аппаратов «Ионосфера» с ионозондами «ЛАЭРТ» на борту и аппарата «Зонд» с комплексом аппаратуры слежения за состоянием Солнца. Судя по имеющейся в открытом доступе информации, импульсный ионозонд «ЛАЭРТ» космического аппарата «Ионосфера-М» является дальнейшим развитием ионозондов ИС-338, прообразом которых, в свою очередь, выступили их аналоги на «Алуэттах». Антенная система, режимы зондирования моноимпульсом с пиковой мощностью больше 100 Вт, частотный диапазон и частотное разрешение, все имеет схожие характеристики и работает на тех же принципах.

Постановка задачи

Надо отметить, что, например, при создании аппаратов «Алуэтт» в 1965 году рассматривался вопрос возможного использования непрерывных сигналов с линейной частотной модуляцией. Тогда отмечалось, что использование для зондирования сигналов с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ, сигналов с качающейся частотой и непрерывным излучением) в наземных двухпозиционных установках позволяет значительно снизить пиковые напряжения, получить высокое соотношение сигнал/шум и упростить схему выходного каскада усилителей ионозонда. На тот момент реализация на практике преимуществ таких систем при проведении зондирования внешней ионосферы была признана невозможной по ряду причин [2]. Развитие цифровых радиосистем и теории обработки ЛЧМ сигнала сделали неактуальными сложности построения компактных систем генерации и обработки ЛЧМ-сигнала. Однако необходимость применения антенных переключателей, приводящая к импульсному режиму работы, до сих пор является открытым вопросом. С одной стороны, понятно, что уровень наведенного от передатчика сигнала, определяемого коэффициентом связи антенн, будет очень высоким, с другой стороны, использование современных технологий программно-определяемых радиосистем (SDR) позволяет выделять полезные сигналы на фоне очень сильных помех и обеспечивать сохранность работоспособности приемного устройства непосредственно во время работы передатчика [3]. Коэффициент связи антенн является обратной величиной коэффициенту затухания между антеннами и определяется из соотношения:

$$K_{sv} = 10 \log(P/P) \quad (1)$$

где P_{prd} – мощность, подведенная к антенне передатчика, а P_{prm} – мощность сигнала на выходе приемной антенны. Для оценки уровня наведенного сигнала между антеннами, который напрямую задает требования на характеристики приемного тракта и ограничивает максимально применимую мощность сигнала, требуется проведение специальных экспериментов.

По опыту эксплуатации импульсных ионозондов требуемая мощность сигнала для зондирования сверху меньше, по крайней мере, в 100 раз, чем для наземных установок. Для наземной установки с ЛЧМ-сигналом требуемый уровень мощности менее 10 Вт, поэтому расчетный достаточный уровень мощности для передатчика ионозонда космического базирования составит всего 0.1 Вт (+20 дБм) со среднеквадратичным действующим значением напряжения 2.24 В на нагрузку 50 Ом. Если коэффициент связи между приемными и передающими антеннами составит менее -10 дБ, действующее значение напряжения на выходе приемных антенн будет около 700 мВ, что укладывается в шкалу существующих быстродействующих АЦП и позволяет говорить о работоспособности предлагаемой схемы измерений.

Обоснование выбора конфигурации модельного стенда

Антенная система ионозонда, установленного на «Алуэтт II», представляла собой два скрещенных вибратора длиной 23 м и 73 м. Вибратор длиной 73 м использовался для работы в диапазоне 1–5 МГц, короткий (23 м) – в диапазоне 4.5–15 МГц [4]. В целом в качестве антенн чаще всего используется простой тонкий вибратор, основные отличия заключаются в его длине и способе развертывания. В космическом аппарате «Алуэтт II» антенна была выполнена из бериллиево-бронзового сплава, имеющего эффект памяти. Лента из этого сплава была свернута в катушки и медленно выдвигалась, при этом сворачиваясь в тонкую трубку. Диполь аппарата «MARSIS» выполнен из углепластиковых элементов с гибкими соединениями, сложенных друг на друга. При раскрытии антенны, элементы раскладываются, образуя диполь. Диполи ионозонда ЛАЭРТ на аппаратах «Ионосфера» планируется выполнять в виде телескопических углепластиковых антенн.

Широкое использование симметричных диполей в качестве приемных и передающих антенн спутниковых ионозондов явилось причиной выбора именно таких, достаточно редко используемых в наземных установках, антенн для проведения натурных испытаний. Кроме геометрии дополнительным ограничением для антенной системы является непрерывное излучение сигнала с перестройкой частоты, что исключает использование подстраиваемых антенных тюнеров и

требует использования отдельных антенн на прием и на передачу. Непрерывная работа также усложняет организацию переключения антенных систем по диапазонам, поэтому при испытаниях использовалась одна антенная система для всего диапазона частот. Исходя из этого, основой для стенда был выбран диполь с размахом 72 м, нагруженный на широкополосный симметрирующий трансформатор 1:16 BR-800-16 производства фирмы «Радиал». В качестве материала для изготовления диполей использовался многожильный медный трос сечением 4 кв. мм.

Наибольший практический интерес представляют результаты измерений при максимальных доступных углах разноса. В минимальной конфигурации это могут быть ортогонально расположенные приемный и передающий диполи. При необходимости использования двух приемных ортогональных диполей для организации аппаратного разделения обыкновенной и необыкновенной волны передающий диполь можно разместить под углом 45° к ним.

Натурное моделирование антенной системы спутникового ионозонда производилось с помощью трех диполей, расположенных в плоскости, параллельной земле, на высоте около 6 м. Вся конструкция была закреплена в центре на железобетонной мачте высотой 21 м и на 6 вспомогательных металлических мачтах высотой 6 м по краям диполей. Два диполя в системе были сориентированы ортогонально друг другу, третий под углом 45° к ним. Такая система позволила измерить коэффициенты связи ортогонально расположенных диполей и диполей, расположенных под углом 45° .

Описание эксперимента и результаты

Для проверки гипотезы о возможности использования непрерывных ЛЧМ-сигналов для зондирования внешней ионосферы были проведены пробные сеансы вертикального зондирования как с использованием горизонтальных диполей в составе стенда. Полученные квадратурные отсчеты с выхода приемника ЛЧМ-сигналов были использованы для получения коэффициента связи между антеннами. Коэффициент связи между антеннами был определен по соотношению мощностей излучаемого сигнала и сигнала, наведенного в приемной антенне в соответствии с формулой (см. выражение (1)). Данный коэффициент определялся для каждой из частот в рабочем диапазоне 2–15 МГц с шагом 100 Гц.

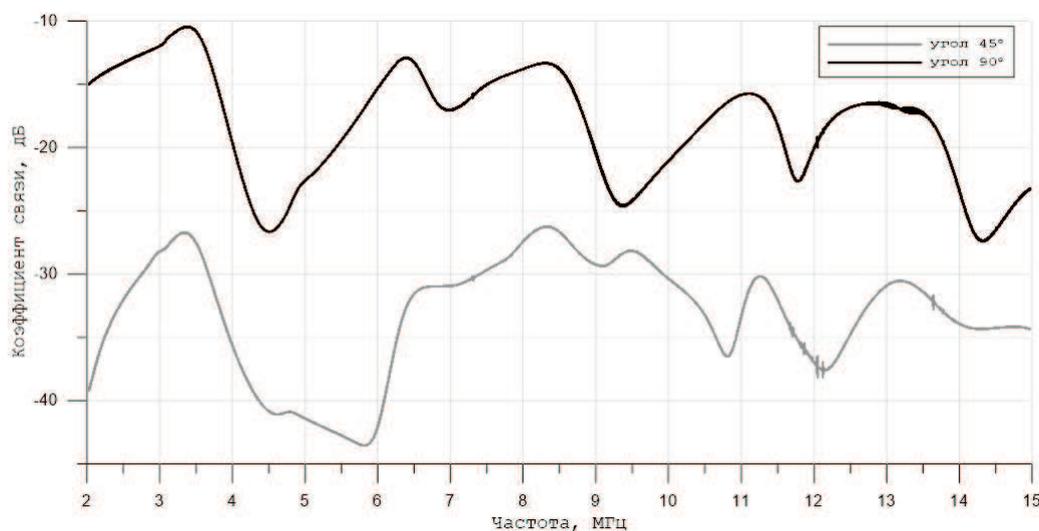


Рис. 1. Коэффициенты связи приемных и передающих диполей, расположенных под углами 45° и 90°

На графике коэффициента связи (рис. 1) видно, что коэффициент связи передающей и приемной антенны при расположении их под углом 45 градусов существенно выше, чем при ортогональном их расположении, что существенно ограничивает максимально применимые мощности для зондирования. В частности, высокие значения коэффициента связи при расположении антенн

под углом в 45° приводят к насыщению АЦП приемного устройства при мощности передатчика выше 0.15 Вт, что приводит к полной неработоспособности ионозонда.

Обсуждение результатов

Надо признать, что модель антенной системы, использованной в эксперименте, имеет некоторые источники систематической ошибки. С одной стороны, в космическом пространстве нет подстилающей поверхности и опорных мачт. С другой стороны, в реальном космическом аппарате могут быть использованы диполи другой длины, толщины и конфигурации. Плюс в космическом пространстве длинные антенные системы испытывают на себе сильное влияние солнечного излучения. Тем не менее, как представляется авторам, результаты данной работы вполне адекватно отражают уровни коэффициентов связи в подобных антенных системах и будут полезны разработчикам таких систем.

В целом полученные результаты указывают на то, что развязки между ортогональными диполями хватает с хорошим запасом, а в случае с диполями под 45° коэффициент связи, хотя и приближается к пороговой величине -10 дБ в части диапазона, имеет допустимые значения с запасом. И, как представляется, уменьшение действующих напряжений и повышение спектральной чистоты сигнала при применении непрерывных ЛЧМ-сигналов является более чем достоянием компенсацией увеличения сложности антенной системы из-за необходимости использования выделенной передающей антенны.

Заключение

Результаты использования приемных и передающих дипольных антенн с общим центром для зондирования ионосферы непрерывным ЛЧМ-сигналом позволяют сделать вывод о возможности использования таких установок для зондирования внешней ионосферы при конфигурации с аппаратным разделением поляризаций и в наземном варианте при ортогональном расположении приемной и передающей антенн. В ходе испытаний, проводимых на специально созданном антенном стенде, выявлено, что коэффициент связи передающей и приемной антенн при взаимных углах 45° имеет величину не более -10 дБ, а разница коэффициентов связи передающей и приемной антенн при взаимных углах 45° и 90° имеет величину порядка 15 дБ.

Благодарности

Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Ангара» <http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-35-00510-мол_а.

Работа геофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН, на территории которой проводились исследования, обеспечивается в рамках базового финансирования программы ФНИ П.12.

Список литературы

1. Пулинец С.А. Перспективы спутникового зондирования ионосферы в рамках проекта "ИОНО-ЗОНД" // Гелиогеофизические исследования. — 2013. — № 6. — С. 1–7.
2. Jackson J.E., Warren E.S. Objectives, history, and principal achievements of the topside sounder and ISIS programs // Proceedings of the IEEE. — 1969. — Vol. 57, no. 6. — P. 861–865.
3. Studying travelling ionospheric disturbances from near-vertical ionosphere sounding with high temporal resolution / A.V. Podlesnyi, V.I. Kurkin, O.A. Laryunin et al. // Proc. XXXI URSI General Assembly. — 2014. — GP2.27.
4. Franklin C. A., Maclean M.A. The Design of swept-frequency topside-sounders // Proceedings of IEEE. — 1969. — Vol. 57, no. 6. — P. 46–82.

Том I, с. 276–280
УДК: 523.31-853

ПРОВЕРКА СТАТИСТИЧЕСКИХ ГИПОТЕЗ О ЗАКОНАХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ОТКЛОНЕНИЙ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ СЛОЯ F2 ИОНОСФЕРЫ ДЛЯ ДОЛГОТНОЙ ЦЕПОЧКИ СТАНЦИЙ НАБЛЮДЕНИЯ

А. Г. Полякова, Н. Г. Котонаева, В. В. Михайлов

ИИП им. ак. Е.К. Фёдорова, 129128, г. Москва, ул. Ростокинская, 9
E-mail: antanta-annett@yandex.ru

Аннотация. Проведён сравнительный анализ гистограмм распределения отклонений критической частоты слоя F2 ионосферы от медианного значения при различной солнечной активности, различных сезонах, различном времени суток и различном широтном расположении станций. Приведены предположения о законе распределения вероятностей отклонений критической частоты слоя F2 ионосферы. Определена зависимость формы гистограммы распределения от вышеуказанных факторов. Приведены примеры гистограмм распределения и значения их характеристик.

Ключевые слова: критическая частота; слой F2 ионосферы; статистические гипотезы; отклонения критической частоты; солнечная активность; широтная зависимость

TESTING OF STATISTICAL HYPOTHESES ABOUT THE LAWS OF DISTRIBUTION OF PROBABILITIES OF DEVIATIONS OF CRITICAL FREQUENCY OF F2 LAYER FOR THE CHAIN OF LONGITUDE OF OBSERVATION STATIONS

A. G. Polyakova, N. G. Kotonaeva, V. V. Mikhailov

Abstract. A comparative analysis of the histograms of the distribution of deviations of the critical frequency of the F2 layer of the ionosphere from the median value at different solar activity, different seasons, different times of day and different latitudinal locations of the stations is carried out. Assumptions are made about the law of the distribution of the probabilities of deviations of the critical frequency of the F2 layer of the ionosphere. The dependence of the shape of the histogram of distribution on the above factors was determined. Examples of distribution histograms and values of their characteristics are given.

Keywords: critical frequency; layer F2 of the ionosphere; statistical hypotheses; deviations of the critical frequency; solar Activity; latitude dependence

Введение

Исследованию пространственных и временных изменений критических частот слоя F2 ионосферы f_oF2 всегда уделялось большое внимание. Подобные исследования лежат в основе эмпирических моделей ионосферы. Подробно вопрос изменчивости f_oF2 рассматривался в [1]. Именно на эту публикацию ссылаются исследователи при определении корреляции между наблюдаемыми значениями различных станций. Близкий подход можно наблюдать в [2].

Накопление длинных непрерывных рядов наблюдений на сети ионосферных станций Росгидромета позволяет вернуться к этому вопросу.

Целью исследования является определение законов распределения случайной величины $X(T)$ – отклонения критической частоты ионосферы $f_oF2(T)$ в момент времени от скользящей медианы этих значений $Me(f_oF2(T))$, вычисленной по предыдущим 27 суткам [3]

$$X(T) = f_oF2 - Me(f_oF2(T)), \quad (1)$$

определение зависимости закона распределения от уровня солнечной активности, сезона, времени суток, а также географической широты наблюдательного пункта.

Исследование проводилось с использованием часовых данных наблюдений f_oF2 по ионосферным станциям Москва, Ростов, Ленинград за весь, известный авторам, период наблюдений: с 1957 по 2018 год.

Зависимость закона распределения от уровня солнечной активности, времени суток и сезона рассматривается с использованием данных, полученных на станции Ростов. При исследовании широтной зависимости используются данные, полученные с других станций.

Зависимость закона распределения от уровня солнечной активности

Для учёта солнечной активности за рассматриваемый период выбраны те дни, которые соответствуют низкой солнечной активности с числом Вольфа не превышающим 75. Таким образом, получились две выборки данных – полные данные и данные при низкой солнечной активности.

Для устранения влияния геомагнитных возмущений из обеих выборок взяты данные, соответствующие низкой геомагнитной активности, а именно те моменты, когда интегральное среднее значение индексов A_p за предыдущие 11 дней (A_p7) не превышало 10. По полученным выборкам построены гистограммы распределения за каждый месяц года. Осуществлена проверка гипотезы о законах распределения (1) по критерию Пирсона, в результате которой наиболее подходящим для данных гистограмм распределения оказался нормальный закон.

Сравнение гистограмм закона распределения случайной величины показало, что при низкой солнечной активности закон распределения является нормальным или близок ему с большей вероятностью в большем количестве случаев, чем без учета солнечной активности (рис. 1). При этом:

- максимальное удаление математического ожидания от нуля $-0,265$ и $0,158$ при низкой солнечной активности и $-0,319$ и $0,235$ без учета солнечной активности;
- в подавляющем большинстве случаев среднее квадратическое отклонение при низкой СА меньше, чем без учета солнечной активности.

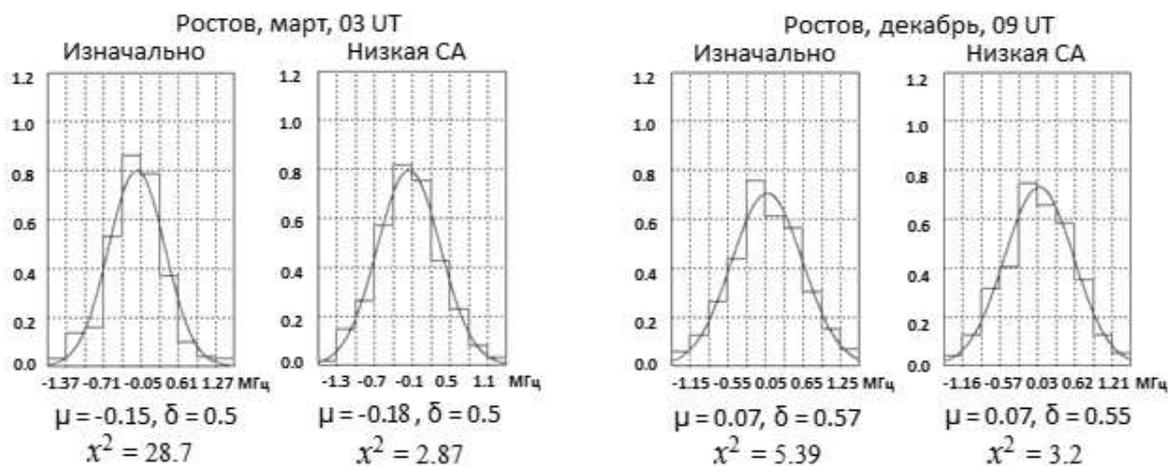


Рис. 1. Ступенчатая линия - гистограммы законов распределения случайной величины (1) – при различной солнечной активности. Плавная линия – проверяемые нормальные законы распределения. μ – математическое ожидание. δ – среднеквадратическое отклонение. χ^2 – критерий Пирсона.

При дальнейшем анализе использовались выборки, полученные при низкой солнечной активности.

Зависимость закона распределения от времени суток

Для выделения зависимости закона распределения от времени суток рассмотрены моменты 03, 09, 15 и 21 UT. Местное время на рассматриваемых станциях было почти одинаково и

отличалось от международного на +3 часа. По найденным значениям отклонений построены гистограммы законов распределения по двенадцати месяцам для каждого выбранного часа.

Сравнения среднеквадратических отклонений в различное время суток представлены на рис. 2.

Получены следующие результаты:

- математическое ожидание величины X во всех рассмотренных случаях отличалось от нуля не более чем на десятые доли МГц;
- наибольшие значения среднеквадратического отклонения наблюдаются в 09 UT (12 LT), в большинстве случаев они превышали 0,75 МГц. Однако, необходимо отметить, что многие гистограммы в 09 UT имеют единичные выбросы на значительном удалении от математического ожидания. Если их исключить, то среднее квадратическое отклонение в 09 UT уменьшится и будет близким к 03 и 15 UT, коридор значений составит 0,521-0,767. Это может свидетельствовать о том факте, что в это время наблюдалось наибольшее количество перемещающихся ионосферных неоднородностей;
- наименьшие значения среднеквадратического отклонения наблюдаются в 21 UT, при этом в большинстве случаев они были менее 0,5 МГц;
- в 03 UT среднеквадратичные отклонения находятся в интервале 0,378-0,702 МГц;
- в 15 UT среднеквадратичные отклонения находятся в интервале 0,418-0,659 МГц (рис. 2).

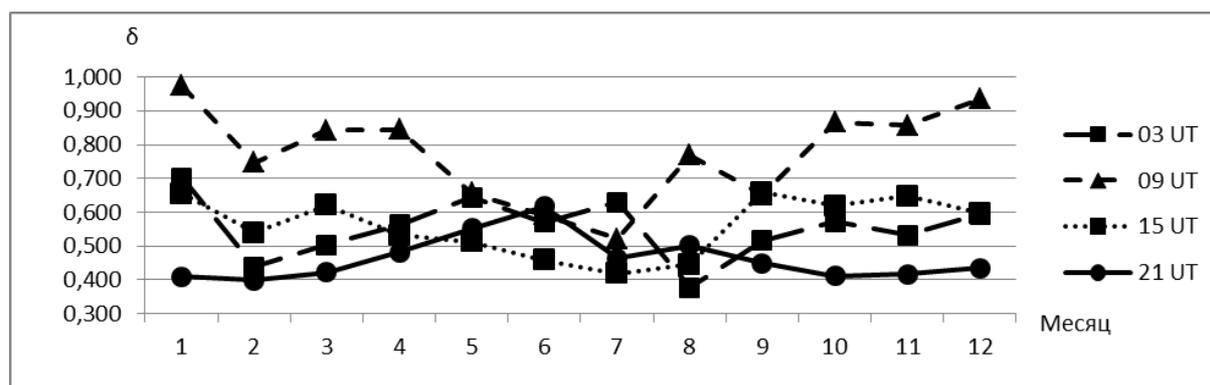


Рис. 2. Среднеквадратическое отклонение в различное время суток.

Сезонная зависимость закона распределения

Для выделения зависимости закона распределения от сезона рассмотрен момент 09 UT в различные сезоны.

Сравнения среднеквадратических отклонений в 09 UT в различные сезоны представлены на рис. 3.

Получены следующие результаты:

- во все сезоны математическое ожидание отличалось от нуля не более, чем на десятые доли МГц;
- наименьшие значения, а также наименьшая разница между максимальным и минимальным значением среднеквадратического отклонения наблюдаются в летний сезон, он находится в интервале 0,418–0,656 МГц;
- в зимний сезон среднеквадратичные отклонения находятся в интервале 0,409–0,973 МГц;
- в демисезон среднеквадратичные отклонения находятся в интервале 0,378–0,865 МГц.

Широтная зависимость закона распределения

Для выделения зависимости закона распределения от широтного расположения ионосферной станции рассмотрены данные со станций Москва, Ростов, Ленинград. Станция Ростов нахо-

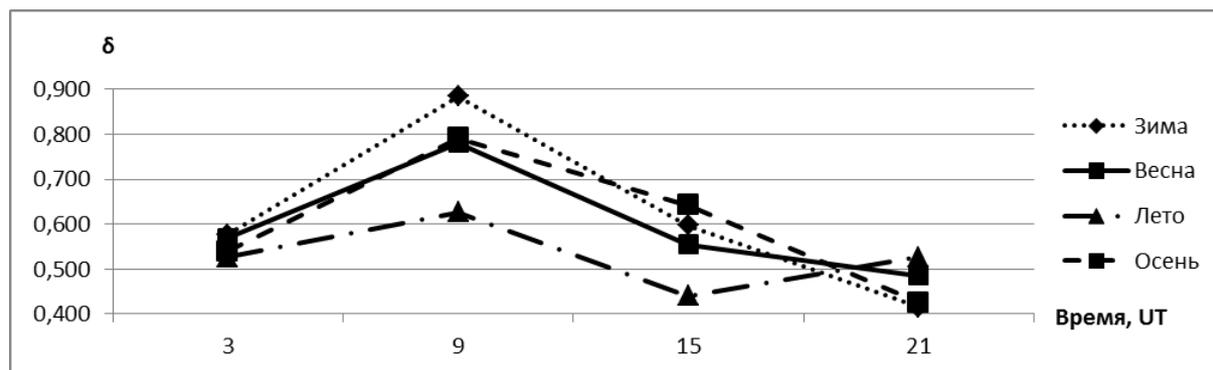


Рис. 3. Среднеквадратическое отклонение в различные сезоны.

дится в зоне среднеширотной ионосферы, Москва на границе среднеширотной и субавроральной, а Ленинград в зоне субавроральной ионосферы.

Сравнения среднеквадратических отклонений в 09 UT представлены на рис. 4.

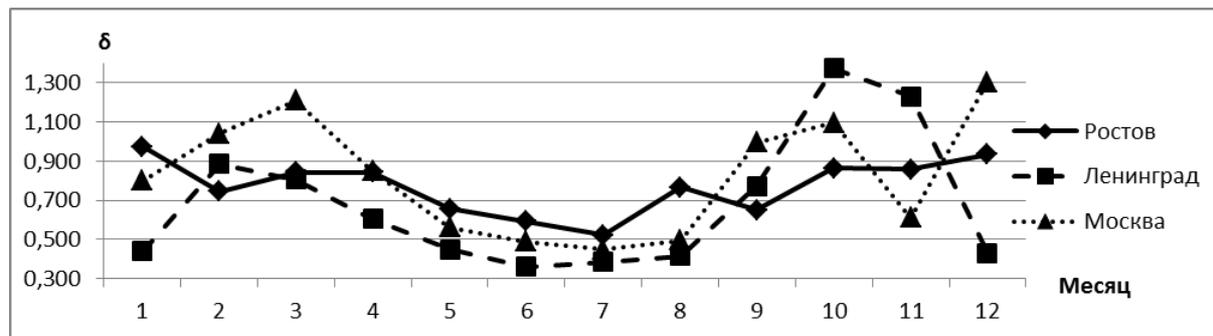


Рис. 4. Среднеквадратическое отклонение в 09 UT на различных ионосферных станциях.

Получены следующие результаты:

- На всех станциях математическое ожидание отличалось от нуля не более, чем на десятые доли МГц.
- На всех трех станциях наблюдается положительное значение математического ожидания в 9 и 15 часов в зимние месяцы.
- Большая часть гистограмм, построенных по данным со станции Ленинград, имеет смещение центра вправо.
- На всех трёх станциях наименьшие значения среднеквадратического отклонения наблюдаются в летнее время.
- На всех станциях наибольшие значения среднеквадратического отклонения наблюдаются в 09 UT. На станции Ростов наименьшие значения среднеквадратического отклонения наблюдаются в 21 UT, на станции Москва одинаково в 03 UT и 21 UT, а на станции Ленинград в 03 UT.

Выводы

По полученным результатам можно сделать выводы, что закон распределения отклонений критической частоты ионосферы $f_oF_2(T)$ от скользящей медианы этих значений $Me(f_oF_2(T))$, вычисленной по предыдущим 27 суткам, в момент времени является нормальным или близок к нему:

- при низкой солнечной активности с большей вероятностью, чем без учета солнечной активности;

- в моменты 03 и 09 UT (при устранении резких выбросов) с большей вероятностью, чем в остальные рассматриваемые моменты времени;
- в летний и зимний период с большей степенью вероятности, чем в демисезон, однако сезонная зависимость закона распределения менее выражена, чем суточная;
- с большей вероятностью при уменьшении широты ионосферной станции.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-05-80023 «Опасные явления».

Список литературы

1. Киселева М.В., Кияновский М.П., Князюк В.С., Ляхова Л.Н., Юдович Л.А. Прогнозирование критических частот области F2 // *Ионосферные возмущения и их влияние на радиосвязь*. – М. Наука, 1971. – С. 74-99.
2. Сергеенко, Н.П. Статистическое моделирование вариаций критической частоты слоя F2 ионосферы // *Известия ВУЗов. Северо-кавказский регион. Естественные науки*, 2010. № 2. – С. 53-57.
3. Котонаева, Н.Г., Михайлов В.В., Перминова Е.С. Статистические закономерности вариаций критической частоты ионосферы при спокойных геофизических условиях / *Труды XXV Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн»*, Томск, 4–9 июля 2016 г. – Т.1. – С. 121–124.

Том I, с. 281–285

УДК: 621.371.3+537.87

ДИАГНОСТИКА КВ РАДИОКАНАЛА МЕТОДОМ ВОЗВРАТНО-НАКЛОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ НЕПРЕРЫВНЫМ ЛЧМ СИГНАЛОМ

С. Н. Пономарчук, В. П. Грозов, Г. В. Котович, В. И. Куркин, М. С. Пензин

ИСЗФ СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова 126А, а/я 291

E-mail: spon@iszf.irk.ru, grozov@iszf.irk.ru, kotovich@iszf.irk.ru, kurkin@iszf.irk.ru, penzin@iszf.irk.ru

Аннотация. Возвратно-наклонное зондирование ионосферы (ВНЗ) является мощным инструментом для мониторинга и прогноза условий функционирования систем КВ связи. Метод ВНЗ применяется для определения зон покрытия радиоволн и максимальных применимых частот радиосвязи, определения расстояния по земле до источника рассеяния, получения информации о структуре и состоянии ионосферы. Для решения этих задач предлагается метод прямой диагностики КВ радиоканала по переднему фронту сигналов ВНЗ на ионограммах. Метод базируется на автоматической обработке и интерпретации ионограмм ВНЗ в режиме реального времени. Приведены алгоритмы определения максимальных применимых частот и характеристик сигналов наклонного зондирования по текущим данным ВНЗ, минуя коррекцию параметров ионосферы.

Ключевые слова: ионосфера; ионограмма; распространение радиоволн; возвратно-наклонное зондирование ионосферы

DIAGNOSTICS OF HF RADIO CHANNEL BY METHOD OF BACKSCATTER SOUNDING WITH A HELP OF CONTINUOUS CHIRP SIGNAL

S. N. Ponomarchuk, V. P. Grozov, G. V. Kotovich, V. I. Kurkin, M. S. Penzin

Abstract. Backscatter ionospheric sounding (BS) is a powerful tool for monitoring and predicting conditions of operation of HF communication systems. The BS method is adopted to determine coverage areas of radio waves and maximum usable radio frequencies, distance along the ground to a scatterer, as well as to gain information about ionospheric structure and conditions. To solve these problems, we propose a method for direct diagnostics of HF radio channel through the use of the leading edge of BS signals on ionograms. The method relies on real-time automatic processing and interpretation of BS ionograms. We present algorithms for determining the maximum usable frequencies and characteristics of oblique sounding signals from current BS data, without correcting ionospheric parameters.

Keywords: ionosphere; ionogram; radio wave propagation; backscatter ionosphere sounding

Введение

Возвратно – наклонное зондирование прочно вошло в практику исследования ионосферы наряду с вертикальным и наклонным зондированием и имеется опыт по применению его для прогнозирования условий работы на линиях радиосвязи, начиная с 40-х годов XX века. При возвратно-наклонном зондировании сигнал подвергается влиянию тех же факторов, которые действуют и на сигналы магистральных радиолиний. Поэтому естественно ожидать, что по параметрам сигнала ВНЗ и их изменениям можно предсказать условия распространения на линиях связи. Кроме того, сигнал ВНЗ несет в себе информацию о состоянии ионосферы на удалении несколько тысяч километров от места наблюдения в любом заданном направлении. Это существенно дополняет возможности, предоставляемые ионосферными станциями вертикального зондирования (ВЗ) в изучении ионосферы и прогнозировании ее параметров. Существует несколько основных подходов к определению характеристик радиосвязи по данным ВНЗ. Наиболее широко распространенный подход связан с решением так называемых обратных задач,

когда из данных возвратно-наклонного зондирования ионосферы определяются ее количественные параметры. Как правило, в качестве измеряемых характеристик используются задержки зондирующего сигнала, соответствующие переднему фронту сигнала ВНЗ. Одним из возможных путей оперативного прогнозирования характеристик радиосвязи является метод прямой диагностики радиоканала, когда по зондирующему сигналу определяются характеристики радиоканала, минуя восстановление параметров ионосферы [1].

Цель работы

Развитие новых методов оперативной диагностики КВ радиоканала и условий распространения декаметровых радиоволн в неоднородной среде по данным возвратно-наклонного зондирования непрерывным ЛЧМ-сигналом.

Решаемые задачи

Автоматическая интерпретация сигналов на экспериментальных ионограммах ВНЗ по точкам со значимой амплитудой, полученными в результате вторичной обработки данных. Оперативное определение характеристик сигналов наклонного зондирования (НЗ) на заданной радиотрассе по данным ВНЗ.

Метод прямой диагностики радиоканала

При моделировании характеристик сигналов НЗ и ВНЗ и анализе экспериментальных данных были выявлены следующие слабо меняющиеся при вариациях параметров ионосферы соотношения [1]:

- отношение группового пути P_m , соответствующего переднему фронту сигнала ВНЗ, к дальности до границы освещенной зоны D_m (P_m/D_m);
- угловая частотная и дистанционно-частотная характеристики (УЧХ и ДЧХ) мода наклонного распространения на относительной сетке частот $\beta = f/f_m$, где f_m – максимальная применимая частота (МПЧ) мода для рассматриваемой дальности ($P(\beta)$);
- ДЧХ сигналов ВНЗ по переднему фронту на относительной сетке частот $\nu = f/\bar{f}_m$, где \bar{f}_m – МПЧ для максимальной дальности распространения сигнала ВНЗ ($P_m(\nu)$).

Данные соотношения позволяют решать следующие задачи оперативной диагностики декаметрового радиоканала по текущим данным регистрации ионограмм ВНЗ:

- автоматическая интерпретация регистрируемых сигналов на экспериментальных ионограммах ВНЗ, и построение ДЧХ сигналов ВНЗ по переднему фронту;
- оперативное определение МПЧ, ДЧХ и УЧХ сигналов НЗ на заданной радиотрассе по данным ВНЗ.

Интерпретация ионограмм

Автоматическая интерпретация и восстановление ДЧХ сигналов ВНЗ по переднему фронту базируются на адиабатической зависимости минимального группового пути $P_m(f)$ на относительной сетке частот $\nu = f/\bar{f}_m$. Для прогнозных параметров ионосферы проводится расчёт ДЧХ сигналов ВНЗ по переднему фронту – $P_m(f)$. Моделирование характеристик сигналов ВНЗ проводится в рамках волноводного подхода с использованием модели IRI [2, 3]. Характеристика $P_m(f)$ пересчитывается на относительную сетку частот ν и строится модельная маска относительно $P_m(\nu)$ в виде полосы шириной ΔP . Значение ΔP подбирается, исходя из разрешения ионозонда по дальности, равной $40 \div 60$ км. В качестве частоты \bar{f}_m выбирается МПЧ для максимальной дальности распространения сигнала по прогнозу. После вторичной обработки ионограммы ВНЗ имеется матрица экспериментальных точек, соответствующая массиву значений $(f, P)_k, k = \overline{1, M}$ [4]. Для экспериментального набора значений группового пути определяется возможная область нахождения реальной частоты \tilde{f}_m^r , соответствующей максимальной дальности скачка. Нижней границей этой области является значение критической частоты слоя в точке излучения. Верхней – частота, которая заведомо больше реальной \tilde{f}_m^r (например, предельная частота волновода). В цикле по частоте \tilde{f}_m , где \tilde{f}_m пробегает весь указанный диапазон с некоторым шагом, значения $(f, P)_k$ переводятся на относительную сетку частот $\nu = f/\tilde{f}_m$. Алгоритм

идентификации следа на ионограмме в автоматическом режиме основан на подсчёте числа экспериментальных точек, попадающих в модельную маску на относительной сетке частот ν , при каждом значении \tilde{f}_m . Максимум гистограммы распределения числа экспериментальных точек, попадающих в модельную маску, определяет реальную частоту масштабирования \tilde{f}_m^r . Умножением ν на вычисленное значение \tilde{f}_m^r прогнозные значения $P_m(\nu)$ переносятся на частотную шкалу f . Таким образом, получаем масштабированную прогнозную $P_m(f)$, которую принимаем за реальную ДЧХ сигналов ВНЗ по переднему фронту – $P_m^{exp}(f)$. Выше описанная процедура выполняется для каждого из возможных каналов распространения E, F1 и F2. Данный метод позволяет проводить интерпретацию сигналов на ионограмме ВНЗ, восстанавливать ДЧХ сигналов ВНЗ по переднему фронту в случае, когда на ионограмме из-за поглощения или технических сбоев, отсутствуют сигналы, рассеянные с дальностей, для которых требуется определить характеристики радиосвязи.

На рис. 1 приведена экспериментальная ионограмма ВНЗ, полученная на базе ЛЧМ-иозонда ИСЗФ СО РАН [5]. На рис. 2 приведены результаты вторичной обработки и интерпретации ионограммы ВНЗ. Линиями 1 и 2 нанесены результаты моделирования P_m и D_m мода 1F2 по долгосрочному прогнозу, линия 3 – интерпретированная ДЧХ ВНЗ мода 1F2, серые точки – точки со значимой амплитудой сигнала ВНЗ.

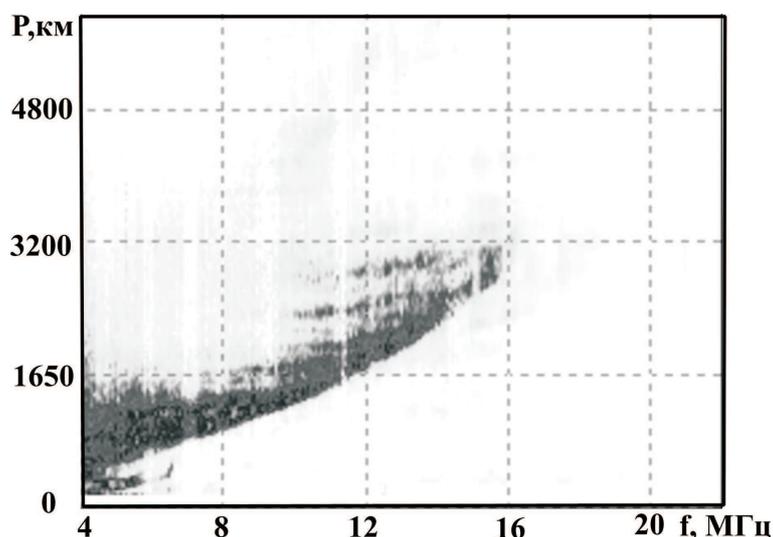


Рис. 1. Экспериментальная ионограмма ВНЗ.

Оперативная диагностика

Расчёт МПЧ сигнала НЗ при заданной длине радиотрассы по текущей ДЧХ сигналов ВНЗ базируется на адиабатическом соотношении P_m/D_m . На первом этапе для прогнозных параметров ионосферы рассчитываются дистанционно-частотные характеристики $P_m(f)$ и $D_m(f)$. Для радиотрассы протяжённостью D_0 вычисляется отношение $\eta = P_m/D_0$. Далее на реальной ДЧХ ВНЗ по переднему фронту определяется частота, для которой групповой путь равен значению $P = \eta D_0$. Рассчитанная таким образом частота будет являться реальной частотой f_m для дальности D_0 . После определения МПЧ для заданной дальности по текущим данным ВНЗ, можно восстановить реальные УЧХ и ДЧХ НЗ соответствующего мода распространения по результатам долгосрочного прогноза. Рассчитываются УЧХ и ДЧХ наклонного зондирования для дальности D_0 для прогнозных значений параметров ионосферы на относительной сетке частот $\beta = f/f_m^{прогн}$. Реальные УЧХ и ДЧХ НЗ на текущий момент времени восстанавливаются из прогнозных характеристик умножением β на f_m .

На рис. 3 приведены результаты автоматической обработки и интерпретации ионограммы ВНЗ, приведенной на рис. 1, и результаты восстановления ДЧХ НЗ на сетке дальностей по зна-

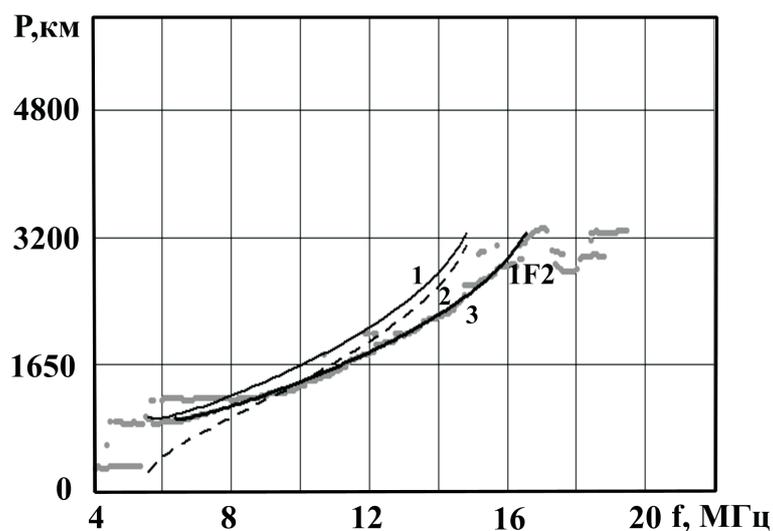


Рис. 2. Результаты вторичной обработки и интерпретации ионограммы ВНЗ: линия 1 - P_m , линия 2 - D_m , линия 3 - ДЧХ ВНЗ.

чениям МПЧ, рассчитанным по ДЧХ сигналов ВНЗ по переднему фронту. На рис. 4 приведены результаты восстановления углов прихода сигналов от источника радиоизлучения, расположенного на различных удалениях от приемника в секторе возвратно-наклонного зондирования.

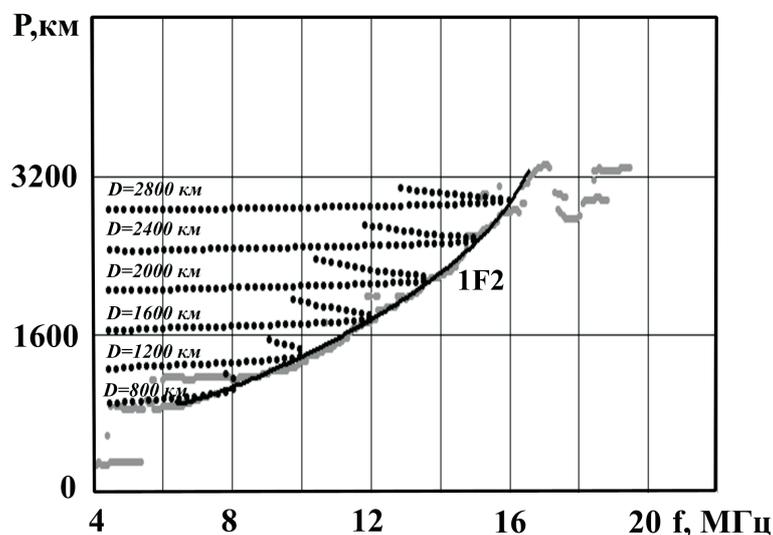


Рис. 3. Результаты расчета ДЧХ НЗ на сетке дальностей по данным обработки и интерпретации ионограммы ВНЗ.

Заключение

В докладе излагаются методы оперативной диагностики КВ радиоканала по результатам автоматической обработки и интерпретации ионограмм возвратно-наклонного зондирования ионосферы, полученных на базе ЛЧМ ионозонда, разработанного в ИСЗФ СО РАН. Результаты интерпретации регистрируемых сигналов ВНЗ и построения треков являются исходными данными для определения МПЧ, УЧХ и ДЧХ наклонного зондирования ионосферы на заданной радиотрассе в секторе зондирования.

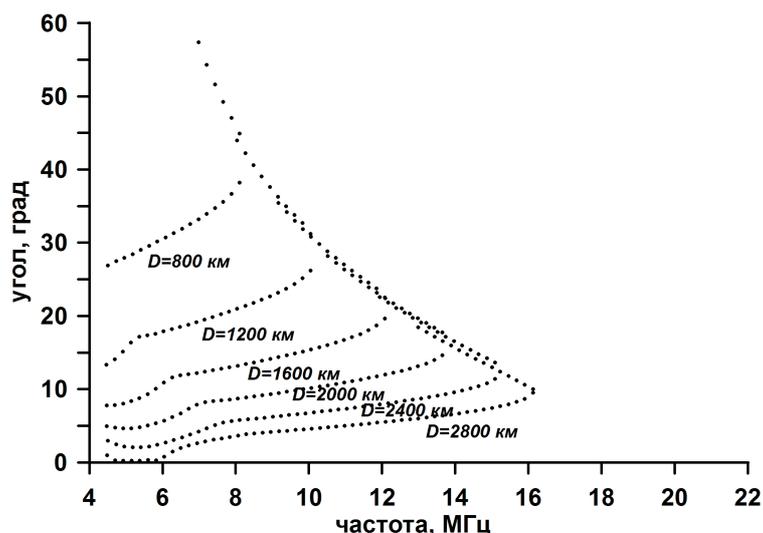


Рис. 4. Результаты расчета УЧХ НЗ на сетке дальностей по данным обработки и интерпретации ионограммы ВНЗ.

Благодарности

Работа выполнена в рамках базового финансирования программы ФНИ П.12 и при поддержке гранта РФФИ № 19-02-00513-а. Экспериментальные данные получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Ангара» <http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>.

Список литературы

1. Куркин В. И. и др. Метод оперативной диагностики КВ радиоканала // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике солнца. — 1993. — Т. 100. — С. 168—188.
2. Ponomarchuk S. N., Kurkin V. I., Oinats A. V. The Diagnostics of ionosphere and earth ground surface by backscatter sounding data // PIERS 2009 Moscow Vols I and II, Proceedings. — 2009. — P. 1307—1310.
3. Bilitza D., Altadill D. et al. International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to real-time weather predictions // Space Weather. — 2017. — Vol. 15, no. 2. — P. 418—429.
4. Ponomarchuk S. N. et al. Automatic processing and interpretation of backscatter ionosphere sounding ionograms // Proc. of SPIE. — 2016. — Vol. 10035. — P. 100351E.
5. Brynko I. G. et al. An automatically controlled data gathering and processing system using an FMCW ionosonde // Adv. Space Res. — 1988. — Vol. 8, no. 4. — P. 121—124.

Том I, с. 286–289

УДК: 621.371.362.2

КОМПЛЕКСНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ В РАМКАХ КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА НА БОРТУ МЕЖДУНАРОДНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ И ТРАНСПОРТНОГО ГРУЗОВОГО КОРАБЛЯ «ПРОГРЕСС»

С. А. Пулинец^{1,3}, Н. П. Данилкин², Н. Г. Котонаева², И. С. Данилов³

¹ *Институт космических исследований (ИКИ) РАН, 117997, г. Москва, ул. Профсоюзная, 84/32*

E-mail: pulse@rssi.ru

² *Институт прикладной геофизики (ИПГ) Росгидромета,*

129128, г. Москва, ул. Ростокинская, 9

E-mail: kongt@yandex.ru

³ *АО «Корпорация «ВНИИЭМ», 107078, г. Москва, ул. Хоромный тупик, 4, стр. 1*

E-mail: vniiem-ion@mail.ru

Аннотация. В рамках запланированного на 2021 год космического эксперимента «Ионозонд-ТГК» на Российском сегменте Международной космической станции и транспортном беспилотном космическом корабле серии «Прогресс МС», АО «Корпорация «ВНИИЭМ» совместно с кооперацией (ИПГ, РНИИРС, НИРФИ, ИКИ РАН) развертывает работы по СЧ ОКР, в ходе которых должен быть разработан бортовой ионозонд «ЛАЭРТ-М» и проведены эксперименты по комплексному зондированию ионосферы, с включающие вертикальное зондирование, прямое и обратное трансionoсферное зондирование, бистатическое зондирование между ТГК «Прогресс» и МКС, глобальный мониторинг ЭМ излучений в диапазоне частот 0.1-20 МГц.

Ключевые слова: ионосфера; внешнее зондирование; трансionoсферное зондирование; вертикальные профили электронной концентрации; ионозонд

COMPLEX SOUNDING OF THE IONOSPHERE WITHIN THE FRAMEWORK OF THE SPACE EXPERIMENT ON BOARD OF THE INTERNATIONAL SPACE STATION AND TRANSPORT CARGO “PROGRESS”

S. A. Pulinets, N. P. Danilkin, N. G. Kotonaeva, I. S. Danilov

Abstract. Within the framework of the space experiment «Ionosonde-TGK» planned for 2021, the Russian segment of the International Space Station and the unmanned spacecraft of the «Progress MS» series, «VNIIEEM» Corporation jointly with the cooperation (IPG, RRIRC, NIRFI, IKI RAS) deploys the work on the R&D part, during which the topside sounder «LAERT-M» should be developed and experiments on complex sounding of the ionosphere, including vertical sounding, forward and reverse trans-ionospheric sounding, bistatic sounding between TGK «Progress» and the ISS, global monitoring of EM emissions in the frequency range 0.1-20 MHz should be provided.

Keywords: solitons; vortices; generalized KP equation; DNLS equation; Euler equations; theory; numerical simulation; stability; asymptotes; interaction; FMS waves; ion-acoustic waves; plasma; atmosphere

Введение

Несмотря на бурное развитие технологий, использующих данные ГНСС для мониторинга ионосферы, которые в ряде областей практически вытеснили технологии коротковолнового зондирования ионосферы, следует отметить один непреложный факт: расчет параметров ионосферы во всех ГНСС приложениях (измерения полного электронного содержания, радиозатменные измерения, высокоорбитальная томография) основан на приближениях, где в качестве исходного состояния принимаются данные эмпирических моделей ионосферы, в основном IRI. В случае КВ зондирования мы имеем дело с точными измерениями плазменных частот ионосферной плазмы,

а неоднозначность высоты отражения устраняется путем стыковки вертикальных профилей спутникового и наземного вертикального зондирования. Длительное отсутствие в околоземном космическом пространстве ионозондов внешнего зондирования воспринимается практически всеми исследователями как досадное упущение, которое необходимо как можно скорее устранить.

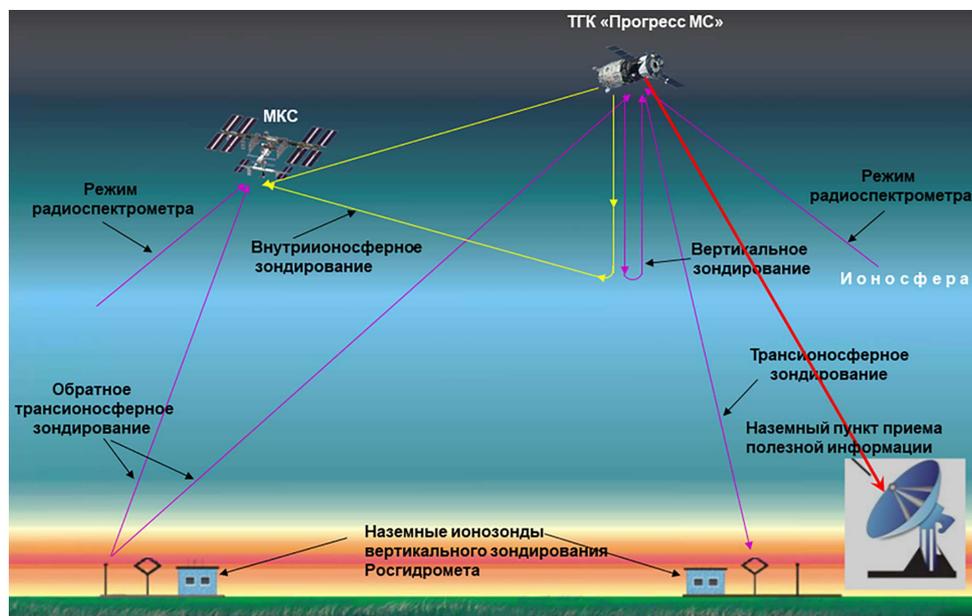


Рис. 1. Схема проведения космического эксперимента «Ионозонд-ТГК».

Именно на исправление создавшейся ситуации направлен космический эксперимент «Ионозонд-ТГК». В начале 2019 г. в РКК «Энергия» состоялась защита эскизного проекта СЧ ОКР «Создание научной аппаратуры для космического эксперимента «Ионозонд-ТГК». Основной целью выполнения работ является создание перспективного бортового ионозонда «ЛАЭРТ-М» (далее «ЛАЭРТ-М»), обеспечивающего выполнение различных научно-прикладных задач. При проведении космического эксперимента (далее КЭ) планируется установить приемную часть «ЛАЭРТ-М» на Международной космической станции (МКС) (далее «ЛАЭРТ-М-МКС»), установить бортовой ионозонд «ЛАЭРТ-М» на ТГК «Прогресс-МС» (далее «ЛАЭРТ-М-ТГК»). Время проведения КЭ на МКС и ТГК – соответственно один год и 30 дней. Схема эксперимента представлена на рис. 1.

Учитывая комплексный характер эксперимента, в ходе его выполнения будут решаться задачи как научного, так и прикладного характера.

Научные задачи космического эксперимента «Ионозонд-ТГК»

Роль главного максимума ионосферы весьма велика, так как все эффекты, связанные с воздействием солнечной активности на ионосферу и другими видами воздействия, максимальны, и часто на порядки больше изменений в других слоях ионосферы. Образование неоднородностей электронной концентрации различных пространственных и временных масштабов негативно сказывается на распространение радиоволн различных диапазонов и приводит к появлению значительных ошибок в определении координат объектов и целеуказаний. Сигналы глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) ГЛОНАСС, GPS и др. деградируют, что приводит к искажениям амплитуды и фазы навигационных сигналов. Значительные искажения в результате загоризонтной радиолокации, работающей в диапазоне КВ, вносят вариации в ионосфере, вызванные солнечной и геомагнитной активностью. Приведенные примеры – это малая часть возможных негативных воздействий на технологические системы, возникающих в результате возникновения возмущений в ионосфере, в основном в максимуме слоя F2 ионосферы. Поэтому детальное исследование этой области ионосферы имеет исключительно важное значение. Таким

образом, основной научной задачей эксперимента будет исследование динамики ионосферы в области главного максимума $HmF2$.

Помимо задачи глобального мониторинга, особое внимание будет уделяться поведению экваториальной аномалии в различных условиях гелио-геомагнитной активности, а также обнаруженному недавно неоднородному квази-волновому распределению электронной концентрации по долготе.

Особый интерес будут представлять данные по необычным траекториям распространения радиоволн (задержанный нижний след [1]) и случаи, когда ионозонд будет располагаться ниже главного максимума ионосферы [2].

С помощью приемника, установленного на борту МКС, будет проводиться исследование глобального распределения ВЧ излучений в диапазоне частот 0.1 -20 МГц.

Прикладные задачи космического эксперимента «Ионозонд-ТГК»

Как указывалось выше, после длительного перерыва (более 20 лет) будет создан отечественный цифровой ионозонд, предназначенные для проведения ионосферного зондирования с борта космических аппаратов.

Впервые длинные дипольные антенны ионозонда будут изготовлены из углепластика со специальным покрытием, что резко уменьшит их массу и момент инерции и в дальнейшем сделает возможным их применение на малых и микро космических аппаратах.

В рамках эксперимента будет исследована возможность использования магнитных рамочных антенн в качестве приемных и излучающих антенн ионозонда.

Будут исследованы возможности четырех различных вариантов зондирования: вертикального зондирования с борта корабля «Прогресс», трансionoсферного зондирования («Прогресс» - наземные ионосферные станции), обратного трансionoсферного зондирования (наземные станции-«Прогресс», наземные станции – МКС), бистатического зондирования между двумя космическими аппаратами («Прогресс»-МКС) при различных вариантах их взаимного расположения.

Учитывая близость расположения антенных систем приемника «Ионозонд-МКС» к корпусу станции, будут проведены измерения шумов в диапазоне частот 0.1-20 МГц в окрестности станции, в том числе, генерируемые при обтекании корпуса станции космической плазмой.

Конструктивные особенности расположения аппаратуры и АФУ на МКС и ТГК «Прогресс»

Учитывая исключительную сложность конструкции Международной космической станции, состоящей из многих модулей, расположение антенн устройства «Ионозонд-МКС» представляло собой сложную задачу, блестяще разрешенную конструкторами РКК «Энергия». Была разработана специальная платформа для установки АФУ на научно-энергетическом модуле НЭМ-1, внутри которого будет установлен приемник «Ионозонд-МКС» (Рис. 2).

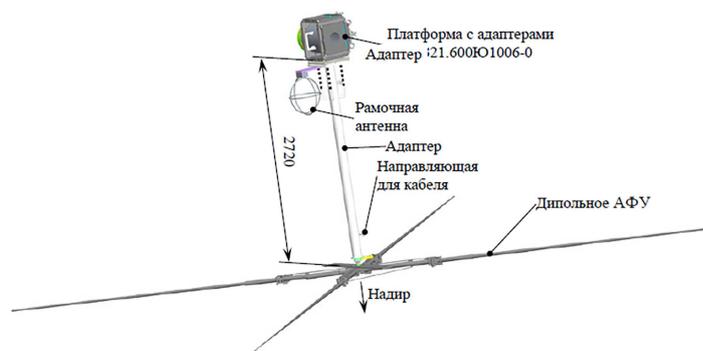


Рис. 2. Конструкция платформы и расположение АФУ приемника «Ионозонд-МКС».

Расположение АФУ на корпусе ТГК «Прогресс» представляло собой тоже нетривиальную задачу, учитывая, что оно не должно было препятствовать основному назначению ТГК «Прогресс» как грузового корабля. Расположением антенн в транспортном состоянии и с развернутыми дипольными антеннами представлено на рис. 3.

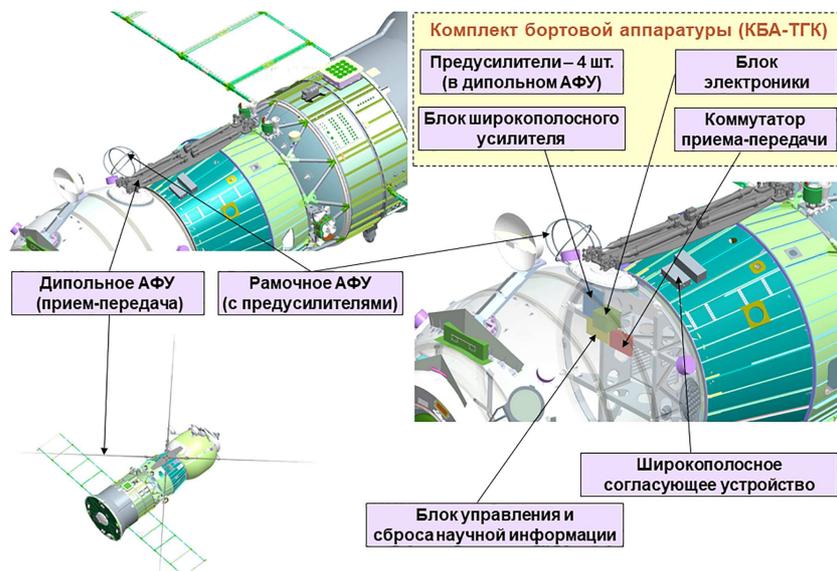


Рис. 3. Расположение аппаратуры «Ионозонд-ТГК» на борту ТГК «Прогресс».

Заключение

Проведение космического эксперимента на борту МКС и транспортного корабля «Прогресс» позволит получить новые сведения об ионосфере, включая ее наиболее динамичную структуру - экваториальную аномалию, провести исследование глобального распределения ВЧ излучений в диапазоне частот 0.1 -20 МГц, подтвердить наличие квази-волнового распределения электронной концентрации по долготе. Создание аппаратуры ЛАЭРТ-М позволит заполнить пустующую нишу спутникового зондирования ионосферы и создать базу для дальнейшего использования созданной аппаратуры как серийного образца для спутниковых группировок мониторинга космической погоды. Это позволит России опять занять достойное место в группе стран, проводящих радиофизические исследования околоземного космического пространства и распространения радиоволн.

Благодарности

Авторы благодарят коллектив РКК «Энергия» за внимательное отношение к решению сложных задач конструирования специальных платформ для расположения аппаратуры ЛАЭРТ-М на борту МКС и ТГК «Прогресс».

Список литературы

1. Котонаева Н. Г. Регистрация задержанных нижних следов на ионограммах ОК «МИР» при радиозондировании с высот ниже максимума слоя F2 // Гелиогеофизические исследования. 2013 – № 3. – С. 25-39.
2. Pulinets S. A., Liu J.-Y., Chuo Y.-J., Danilkin N. P., Depuev V. Kh., and Kotonaeva N. G. MIR Space Station Topside Sounding near Taiwan // Terr Atmos. Ocean Sci. J. 2001. – Vol. 12 – No.3. – P. 525-536.

Том I, с. 290–294
УДК: 550.338.2

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ИОНОСФЕРНОГО ОТКЛИКА В ГЛОБАЛЬНОМ ЭЛЕКТРОННОМ СОДЕРЖАНИИ НА ГЕОМАГНИТНЫЕ БУРИ

К. Г. Ратовский¹, М. В. Клименко², Ю. В. Ясюкевич¹, В. В. Клименко²

¹ *Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126а
E-mail: ratovsky@iszf.irk.ru; yasukevich@iszf.irk.ru*

² *Западное отделение Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. А.С. Пушкина, РАН, 236017, г. Калининград, проспект Победы, 41
E-mail: maksim.klimenko@mail.ru*

Аннотация. Целью работы является статистический анализ ионосферного отклика в глобальном электронном содержании на геомагнитные бури. Работа представляет собой продолжение ранее выполненного статистического анализа эффектов последствий геомагнитных бурь, основанного на использовании данных о максимуме электронной концентрации, полученных на Иркутском и Калининградском ионозондах. Выбор в качестве ионосферной характеристики глобального электронного содержания обусловлен двумя основными причинами. Во-первых, в отличие от максимума электронной концентрации глобальное электронное содержание в гораздо меньшей степени подвержено влиянию процессов, связанных со всеми видами атмосферной активности. Во-вторых, анализ глобального электронного содержания позволяет проверить ряд гипотез, выдвинутых в нашем предыдущем исследовании.

Ключевые слова: ионосфера; геомагнитная буря; глобальное электронное содержание; статистический анализ

STATISTICAL ANALYSIS OF IONOSPHERIC GLOBAL ELECTRON CONTENT RESPONSE TO GEOMAGNETIC STORMS

K. G. Ratovsky, M. V. Klimenko, Yu. V. Yasyukevich, V. V. Klimenko

Abstract. The paper is devoted to a statistical analysis of the ionosphere global electron content response to geomagnetic storm. Here we continue previous statistical analysis of the geomagnetic storms aftereffects, which was based on the peak electron density data from the Irkutsk and Kaliningrad ionosondes. The global electron content has two main advantages to be used as the ionospheric characteristic. First, in contrast to the peak electron density, the global electron content is much less affected by the processes associated with all types of atmospheric activity. Second, the analysis of global electron content allows us to test a number of hypotheses suggested in our previous study.

Keywords: ionosphere; geomagnetic storm; global electron content; statistical analysis

Введение

Настоящая работа является продолжением исследований эффектов последствий геомагнитных бурь, т.е. положительных возмущений электронной концентрации, наблюдаемых в дневное время на 3-5 день после начала фазы восстановления геомагнитной бури [1]. На основе численного моделирования с помощью модели ГСМ ТИП [2] и статистического анализа данных о максимуме электронной концентрации ($NmF2$), полученных на Иркутском и Калининградском ионозондах, были выявлены основные морфологические особенности и механизмы формирования эффектов последствий. При этом ряд вопросов остался открытым. Статистический анализ показал, что соотношение детерминированной и случайной компонент ионосферного отклика в начале фазы восстановления порядка 1, а на фазе эффектов последствия не превышает 0.35. Было выдвинуто предположение, что случайная составляющая ионосферного отклика обусловлена взаимодействием процессов, вызванных собственно магнитной бурей, и процессами, связанными со всеми видами атмосферной активности. Важной частью процесса формирования эффектов последствий является появления избыточной плотности нейтрального газа на низких

Таблица 1. Число бурь различных типов в разные сезоны.

Тип бури	Всего	Зима	Весна	Лето	Осень
Изолированные	141	32	40	32	37
Неизолированные	394	57	116	63	158
Сильные	94	9	22	20	43
Слабые	441	80	134	75	152

широтах за счет переноса кислорода от авроральных широт в сторону экватора в главную фазу геомагнитной бури. Этот процесс должен сопровождаться положительным возмущением электронной концентрации на экваториальных широтах. Однако проверить эту гипотезу с помощью данных среднеширотных ионозондов не представлялось возможным. В данном исследовании в качестве ионосферной характеристики выбрано ионосферное глобальное электронное содержание (*GEC* – *Global electron content*) по следующим причинам. Во-первых, в отличие от *NmF2*, *GEC* в гораздо меньшей степени подвержен влиянию процессов, связанных со всеми видами атмосферной активности. Во-вторых, анализ *GEC* позволяет косвенно проверить гипотезу о переносе кислорода от авроральных широт в сторону экватора и формировании положительных возмущений электронной концентрации в главную фазу геомагнитной бури. В-третьих, отдельный интерес представляет проверка наличия/отсутствия эффектов последствий в глобальном электронном содержании.

Метод статистического анализа ионосферных откликов в *GEC* на геомагнитные бури

Метод идентификации геомагнитных бурь с использованием базы данных геомагнитных индексов *Dst* аналогичен методу, использованному в работе [1]. Событие рассматривалось как магнитная буря при выполнении следующих условий: (1) $Dst(t_0)$ является наименьшим значением *Dst* на временном интервале $t_0 \pm 12$ часов; и (2) $Dst(t_0) \leq -50$ нТл; где t_0 – время, соответствующее концу главной фазы и началу фазы восстановления геомагнитной бури. Все бури были разделены на четыре типа: изолированные (временной интервал между соседними бурями $t_0 \geq 5$ дней); неизолированный (указанный интервал не превышает 5 дней); слабые ($Dst(t_0) > -100$ нТл) и сильные ($Dst(t_0) \leq -100$ нТл). В каждой группе бури делились по сезонам: зима (декабрь-февраль); весна (март-май); лето (июнь-август) и осень (сентябрь-ноябрь).

Глобальное электронное содержание эквивалентно общему количеству электронов в ионосфере Земли до высот орбиты GPS/ГЛОНАСС (~20000 км). Идея использования этого параметра в геофизических исследованиях и метод расчета *GEC* были предложены в работах проф. Э.Л. Афраймовича [3]. Расчет *GEC* выполняется на основе данных глобальных ионосферных карт (*GIM* – *Global Ionosphere Maps*) лаборатории CODE по следующей формуле:

$$GEC = \sum_{i=1}^N I_i \cdot S_i, \quad (1)$$

где I_i – полное электронное содержание в i -й ячейке, S_i – площадь i -й ячейки *GIM*, N – количество ячеек. Данные *GEC* усреднялись по каждому суткам (каждому дню соответствует одно значение GEC_{OBS}). В работе были использованы данные *GEC* за 1999-2017 гг. За этот период по вышеописанному методу было выявлено 535 геомагнитных бурь (см. табл. 1).

Необходимо отметить, что изолированные бури преимущественно слабые (только 20 событий из 141 относятся к типу сильных), и соответственно, сильные бури преимущественно неизолированные (только 20 событий из 94 относятся к типу изолированных).

Метод статистического анализа ионосферных откликов в *GEC* на геомагнитные бури в целом аналогичен методу, использованному в работе [1] для исследования отклика *NmF2* на среднеширотных станциях. В качестве возмущений глобального электронного содержания (ΔGEC) рас-

сма тривались отклонения в процентах наблюдаемых значений (GEC_{OBS}) от 27-дневных скользящих средних значений (GEC_{27}):

$$\Delta GEC(\%) = (GEC_{OBS} - GEC_{27})/GEC_{27} \cdot 100\%. \quad (2)$$

Расчеты проводились для дня, соответствующего t_0 (День 0), пяти предыдущих дней (День -5, ..., День -1) и пяти следующих дней (День 1, ..., День 5). Для каждой ячейки, соответствующей данному типу бури, сезону и дню до и после t_0 , рассчитывались средние значения величины ΔGEC ($\langle \Delta GEC \rangle$) и среднеквадратичные отклонения величины ΔGEC (σGEC), а также отношения $R = \langle \Delta GEC \rangle / \sigma GEC$. Параметр R является аналогом отношения сигнал/шум, который показывает отношение детерминированной составляющей процесса ($\langle \Delta GEC \rangle$) к случайной составляющей процесса (σGEC).

Результаты статистического анализа и их обсуждение

На рис. 1 показаны вариации $\langle \Delta GEC \rangle$ и σGEC в течение 5 дней до и после начала фазы восстановления для изолированных, неизолированных, сильных и слабых бурь.

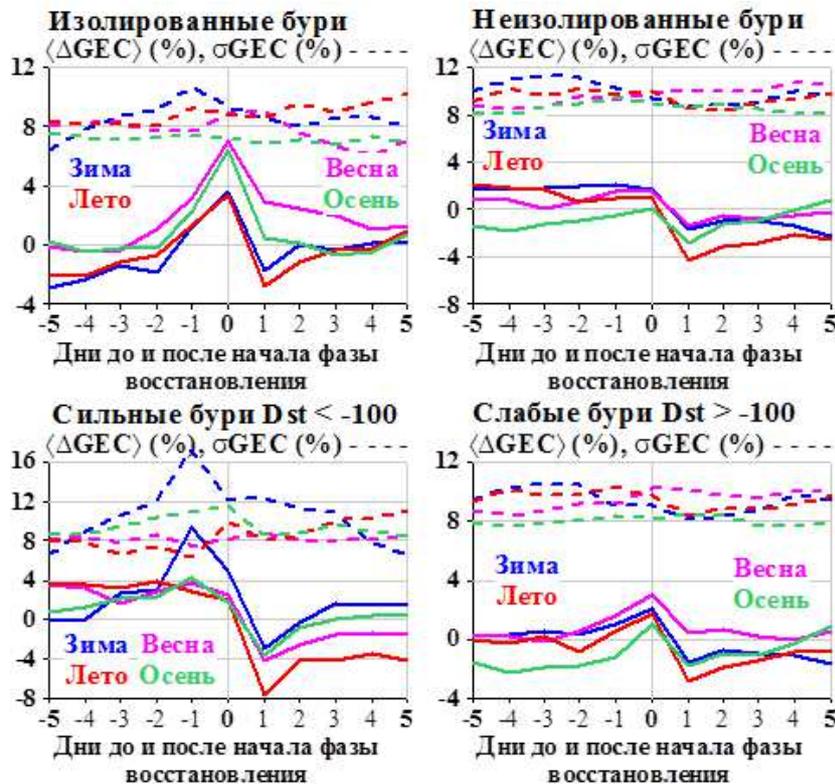


Рис. 1. Вариации $\langle \Delta GEC \rangle$ (сплошная) и σGEC (пунктир) в течение 5 дней до и после начала фазы восстановления для различных типов бурь. Синими, пурпурными, красными и зелеными кривыми показаны результаты, полученные для зимы, весны, лета и осени, соответственно.

Наиболее простым для интерпретации является случай изолированных бурь. Здесь основным эффектом является положительный отклик, наблюдаемый в День 0. Амплитуда отклика больше весной-осенью (~7%), чем зимой-летом (~3%). Положительный отклик, наблюдаемый в День 0, является косвенным подтверждением гипотезы о формировании положительных возмущений электронной концентрации в главную фазу бури за счет переноса кислорода от авроральных широт в сторону экватора [1]. Еще одним механизмом положительных возмущений GEC является дополнительный ветер к экватору, приводящий к подъему плазмы в область меньших скоростей химических потерь. Более высокая амплитуда положительного отклика весной-осенью, чем зимой-летом, возможно, связана с различной фоновой атмосферной циркуляцией: более сильной в периоды солнцестояния и более слабой в периоды равноденствия. Если весной-осенью ионосферный отклик практически всегда не отрицателен, то зимой-летом наблюдаются

отрицательные эффекты в День 1 и Дни -4 и -5. Отрицательный эффект в День 1 по всей видимости объясняется интегральным превалярованием отрицательных возмущений в высокоширотной и среднеширотной ионосфере (которые максимальны в День 1) над положительными возмущениями в низких и экваториальных широтах. Отрицательные эффекты, наблюдаемые в Дни -4 и -5 возможно связаны с отрицательными эффектами от бури, произошедших за 6-7 дней до Дня 0.

Картина ионосферного отклика на сильные бури существенно отличается от той, что наблюдается для изолированных бурь. Наибольшие положительные эффекты наблюдаются в Дни $-3 \div -1$. Они могут объясняться наложением положительных эффектов различных бурь (по статистике сильные бури в основном не изолированы). В случае сильных бурь отрицательный эффект, наблюдаемый в День 1, сопоставим по величине либо превышает положительные эффекты, наблюдавшиеся в предшествующие дни. Данный результат согласуется с результатами [4], полученными для динамики GEC во время нескольких сильных магнитных бурь. С учетом того, что в случае изолированных бурь весной и осенью ионосферный отклик практически всегда не отрицателен, отрицательный эффект в День 1 не может объясняться простым наложением эффектов различных бурь. В случае сильных бурь возможно изменение баланса отрицательных возмущений в высоких и средних широтах и положительных возмущений в экваториальных широтах относительно случая изолированных бурь.

Случаи неизолированных и слабых магнитных бурь менее интересны для анализа. Отклик на неизолированные бури ближе к отклику на сильные бури, при этом эффекты выражены слабее. В свою очередь, отклик на слабые бури ближе к отклику на изолированные бури, и эффекты также выражены слабее.

Расчеты отношения $R = \langle \Delta GEC \rangle / \sigma GEC$ показали, что в лучшем случае R близко к 1, что в целом повторяет результаты статистического анализа для $NmF2$ [1]. По всей видимости, основной причиной разброса значений $\langle \Delta GEC \rangle$ является разброс значений солнечного потока во время различных магнитных бурь. Статистический анализ индекса солнечной активности $F10.7$, проведенный по аналогичной методике показал, что в основном $\sigma F10.7$ намного превышает $\langle \Delta F10.7 \rangle$, при этом значения $\sigma F10.7$ и σGEC близки друг к другу.

Анализ ионосферных откликов для различных типов геомагнитных бурь показал, что значительных эффектов последствий (на 3-5 день после начала фазы восстановления геомагнитной бури) в глобальном электронном содержании не обнаружено.

Заключение

Проведенное исследование позволило получить два основных результата.

1. Статистический анализ изолированных бурь подтвердил гипотезы о формировании положительных возмущений электронной концентрации в главную фазу геомагнитной бури за счет переноса кислорода от авроральных широт в сторону экватора.
2. Статистический анализ сильных бурь показал, что в этом случае картина ионосферного отклика не может объясняться простым наложением эффектов изолированных бурь. Интерпретация откликов на сильные бури требует рассмотрения дополнительных механизмов формирования отрицательных возмущений.

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-05-00594. В работе использованы методы, полученные в рамках базового финансирования программы ФНИ П.12.

Список литературы

1. Ратовский К.Г., Клименко М.В., Клименко В.В., Чирик Н.В., Коренькова Н.А., Котова Д.С. Эффекты последствий геомагнитных бурь: статистический анализ и теоретическое объяснение // Солнечно-Земная Физика. 2018. – Т. 4, № 4. – С. 32–42.
2. Korenkov Y.N., Klimenko V.V., Forster M., Bessarab F.S., Surotkin V.A. Calculated and observed ionospheric parameters for Magion-2 passage above EISCAT on July 31 1990 // J. Geophys. Res. 1998. – Vol. 103, No A7. – P. 14697–14710.
3. Astafyeva E.I., Afraimovich E.L., Oinats A.V., Yasukevich Yu.V., Zhivetiev I. V. Dynamics of global electron content in 1998–2005 derived from global GPS data and IRI modeling // Advances in Space Res. 2008. – Vol. 42. – P. 763–769.
4. Ясюкевич Ю.В., Едемский И.К., Перевалова Н.П., Полякова А.С. Отклик ионосферы на гелио- и геофизические возмущающие факторы по данным GPS. – Иркутск: Изд-во ИГУ, 2013. – 259 с.

Том I, с. 294–298
УДК: 550.388.2

АППАРАТУРА КОНТРОЛЯ И ПРОВЕРКИ КАЧЕСТВА РЕЖИМОВ ВНЕШНЕГО И ТРАНСИОНОСФЕРНОГО РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА «ИОНОЗОНД-ТГК»

И. В. Романов, Н. П. Данилкин, С. В. Журавлев, Н. Г. Котонаева

*Институт прикладной геофизики имени академика Е.К. Федорова,
129128, г. Москва, ул. Ростокинская, 9
E-mail: drsuvar@gmail.com*

Аннотация. Приведены описание и основные принципы работы аппаратуры контроля и проверки качества режимов внешнего и транссионосферного радиозондирования. Предлагается использование имитаторов ионосферных ситуаций для проверки режимов работы бортовых ионозондов в наземных условиях. Представлены схемы соединений имитаторов с аппаратурой в режимах проверки внешнего, транссионосферного и обратного транссионосферного радиозондирования. Описана схема соединений аппаратуры с помощью кабельной линии связи имитатора и бортового ионозонда с использованием кабельного ввода.

Ключевые слова: аппаратура, контроль качества режимов, проверка качества режимов, внешнее зондирование ионосферы, транссионосферное радиозондирование

THE MONITORING AND QUALITY CONTROL EQUIPMENT FOR THE TOPSIDE AND TRANSIONOSPHERIC SOUNDING MODES OF THE SPACE EXPERIMENT «IONOZOND-TGK»

I. V. Romanov, N. P. Danilkin, S. V. Zhuravlev, N. G. Kotonaeva

Abstract. The description and basic principles of the equipment operation for monitoring and checking the quality of topside and transionospheric radio sounding modes are given. The use of simulators of ionospheric situations to test the modes of operation of onboard ionosondes in open conditions is foreseen. The connection diagrams of simulators with equipment are presented in the mode of testing topside, transionospheric and reverse transionospheric radio sounding. The wiring diagram of the equipment using a cable line.

Keywords: instrumentation, regime quality control, regime quality control, external sounding of the ionosphere, transionospheric radio sounding

Введение

В настоящее время в России готовится космический эксперимент по радиозондированию ионосферы бортовым ионозондом с борта беспилотного космического корабля «Прогресс» [1] и одновременным приёмом радиосигналов аппаратурой, расположенной на международной космической станции (МКС). Предварительная программа эксперимента предполагает расположение космических аппаратов (КА) на околоземной круговой орбите как выше, так ниже максимума концентрации электронной плазмы ионосферы.

В процессе подготовки к КЭ «ИОНОЗОНД-ТГК» в АО «Корпорация «ВНИИЭМ» разрабатывается полностью российский бортовой ионозонд «ЛАЭРТ-М-ТГК» и бортовой приёмник «ЛАЭРТ-М-МКС». Аппаратура позволит обеспечить режимы радиозондирования ионосферы: внешнее радиозондирование (ВнН), транссионосферное радиозондирование (ТИЗ), обратное транссионосферное радиозондирование (ОТИЗ)

Для успешной подготовки и проведения космического эксперимента актуальной проблемой становится решение задач контроля качества научной информации, получаемой от бортовой аппаратуры, а также задача проверки режимов ВнЗ, ТИЗ, и ОТИЗ в наземных условиях. Для решения поставленных задач в ФГБУ «ИППГ» разрабатывается контрольно-проверочная аппаратура

для проверки качества режимов радиозондирования, которая обеспечивает проведение проверки «ЛАЭРТ-М-ТГК» и «ЛАЭРТ-М-МКС» в наземных условиях с имитацией возможных ситуаций в ионосфере.

Методы космического эксперимента

В настоящее время наиболее точными способами определения плотности электронной концентрации ионосферы земли являются методы, основанные на резонансном взаимодействии свободных электронов в плазме и электромагнитных волн в диапазоне плазменных частот [2]. Существуют ряд способов организации радиозондирования ионосферы с помощью КА [3, 4].

Метод ВнЗ ионосферы заключается в излучения ряда частот бортовым передатчиком и приёме отражённых сигналов бортовым приёмником, находящихся в одном месте на орбите Земли. Анализ запаздывания принятых радиосигналов позволяет восстановить высотный профиль концентрации электронов в ионосфере. Реализация ВнЗ в эксперименте предполагается посредством размещения ионозонда «ЛАЭРТ-М-ТГК» на борту космического корабля «Прогресс».

Метод ТИЗ заключается в излучении ряда частот бортовым передатчиком и приёме прошедших сигналов приёмником (наземным ионозондом) расположенным на поверхности Земли. Анализ запаздывания принятых радиосигналов позволяет восстановить частоту близкую к критической в точке пересечения максимума ионосферы. Реализация ТИЗ в эксперименте предполагается аппаратурой, состоящей из передатчика «ЛАЭРТ-М-ТГК» на борту корабля «Прогресс» и приёмника на поверхности Земли. Приём радиосигналов ТИЗ от ионозонда планируется осуществлять в наблюдательных пунктах г. Электроугли и г. Томск.

Метод ОТИЗ заключается в излучения ряда частот наземным передатчиком (ионозондом вертикального радиозондирования) и приёме прошедших сигналов бортовым приёмником. Анализ запаздывания принятых радиосигналов позволяет восстановить частоту близкую к критической в точке пересечения максимума ионосферы. Реализация ОТИЗ космического эксперимента предполагается аппаратурой, состоящей из приёмников «ЛАЭРТ-М-ТГК» и «ЛАЭРТ-М-МКС» на борту корабля «Прогресс» и МКС и передатчика на поверхности Земли. Передачу радиосигналов ОТИЗ от ионозонда планируется осуществлять в наблюдательных пунктах г. Электроугли и г. Томск.

Описание аппаратуры проверки качества режимов

Для проверки режимов работы ВнЗ, ТИЗ, и ОТИЗ бортовой аппаратуры в наземных условиях разрабатывается аппаратура имитации ионосферных ситуаций (ИИС). Задача которой не только обеспечить проверку метрологических характеристик: частоту и высоту, но и воспроизвести, электромагнитную обстановку на орбите Земли с целью имитации возникающих при радиозондировании ионосферы ситуаций.

ИИС реализуется с возможностью проверки следующих режимов ВнЗ, ТИЗ и ОТИЗ, а также со способностью имитировать следующие состояния ионосферы:

- невозмущённая ионосфера;
- возмущённая ионосфера;
- сильное поглощение в слое D ;
- расположение бортового ионозонда ниже максимума $F2$;
- расположение бортового ионозонда выше максимума $F2$;
- отражения в экваториальной области;
- надгоризонтного возвышения бортового ионозонда;
- резонансного поглощения;
- наличие электромагнитных помех.

Схема соединений имитатора и бортового ионозонда предполагает возможность подключения по кабельным линиям связи и с применением радиопередающих и радиоприёмных антенн.

ИИС представляет собой компьютер в промышленном исполнении, с установленными быстродействующими платами цифро-аналоговыми и аналого-цифровыми преобразования. Использование источников синхронизации с пониженным фазовым шумом совместно с синхронизацией

времени по системам спутниковой навигации и глобального позиционирования (ГЛОНАСС и GPS), позволяет обеспечить синхронную работу с проверяемой аппаратурой

Структурная схема соединений бортового ионозонда и ИИС с помощью кабельного ввода представлена на рис. 1.

Ионозонд и ИИС синхронизируются по сигналам спутниковых систем навигации и глобального позиционирования. Кабельная линия связи имитирует абсолютное затухание радиосигналов в свободном пространстве, при прямом и обратном распространении радиосигналов на имитируемой радиотрассе. Неравномерность АЧХ, ФЧХ, разделение компонент ЭМ-волны, шумы, формируются в ИИС программным обеспечением и подаются в обратную линию связи с помощью быстродействующего цифроаналогового преобразователя (ЦАП). Ответвитель служит для контроля сигналов в линии связи (ЛС). Согласующие устройства (трансформаторы) служат для согласования сигналов на входах приёмника и выходах передатчика.

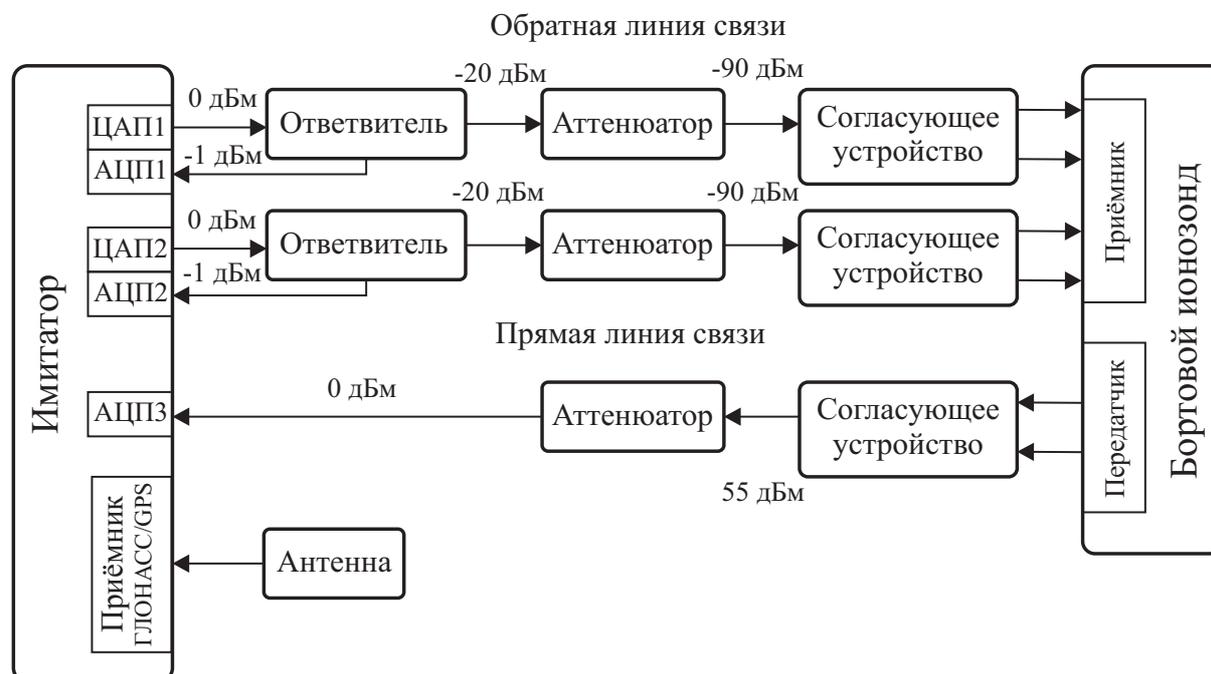


Рис. 1. Структурная схема соединений имитатора и бортового ионозонда (ЛАЭРТ-М-ТГК).

Принцип работы имитатора основан на синтезе и воспроизведении: 1) отражённых радиосигналов от ионосферных слоёв; 2) пройденных сквозь ионосферу радиосигналов; согласно заданной ионосферной ситуации.

Методика проверки качества режима ВнЗ. Бортовой ионозонд излучает зондирующий импульсный радиосигнал (рис. 2а). Сигнал распространяется по прямой линии связи. Проверочная аппаратура принимает радиосигнал на рабочих частотах, затем через заданный промежуток времени отправляет серию сигналов по обратной линии связи, имитирующие обыкновенную и необыкновенную компоненты отражённого от ионосферы сигнала. Амплитуда, фаза, поляризация и запаздывание сигналов формируются согласно модели и заданным параметрам имитируемой ионосферной ситуации.

Методика проверки качества режима ТИЗ. Бортовой ионозонд излучает зондирующий импульсный радиосигнал (рис. 2б). Сигнал распространяется по прямой линии связи. Проверочная аппаратура принимает радиосигнал на рабочих частотах. Определяет амплитуду, частоту, фазу каждого зондирующего радиопульса. Затем алгоритм на основе моделируемой ионосферной ситуации формирует радиосигнал, принятый наземным приёмником. Следующим этапом является формирование трансionoграммы.

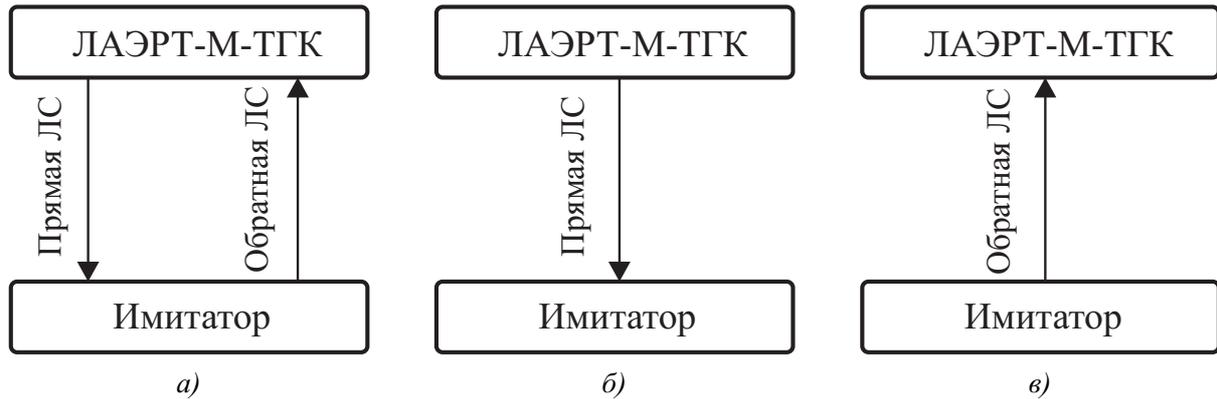


Рис. 2. а) схема соединений ИИС и бортового ионозонда в режиме ВнЗ; б) схема соединений ИИС и бортового ионозонда в режиме ТИЗ; в) схема соединений ИИС и бортового ионозонда в режиме ОТИЗ.

Методика проверки качества режима ОТИЗ. ИИС излучает зондирующие радиосигналы (рис. 2в), соответствующие обыкновенной и необыкновенной компонентам. Амплитуда, фаза, поляризация и запаздывание сигналов формируются согласно математической модели имитируемой ионосферной ситуации. Радиосигналы распространяются по обратной линии связи. Бортовой приёмник принимает радиосигналы в рабочем диапазоне частот и формирует трансionoграмму.

Имитации ионосферных ситуаций основываются на использовании опыта ВнЗ с ОК «МИР», КА «Космос-1809». В базу данных ИИС закладываются набор ионограмм и трансionoграмм соответствующих как экспериментально полученным в ходе предыдущих экспериментов, так и модельных ионограмм

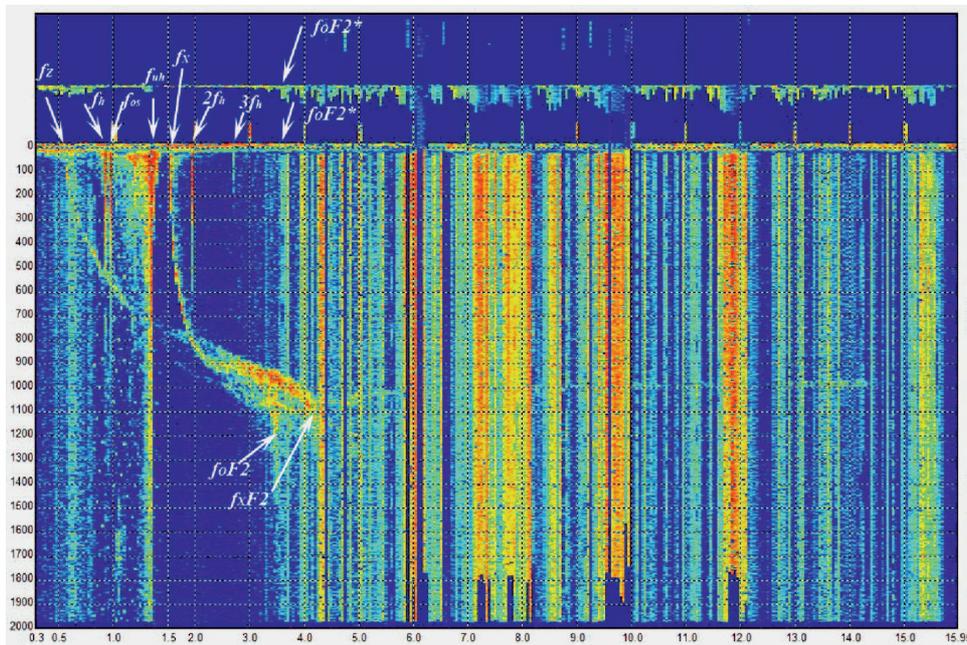


Рис. 3. Ионограмма спутника «Космос-1809» после расшифровки и оцифровки, с отмеченными характерными частотами. Над ионограммой, в виде направленных сверху вниз вертикальных столбиков, приведен записанный уровень радишумов для каждого из частотных каналов.

Заключение

Контрольно-проверочная аппаратура качества научной информации должна позволять имитировать все режимы радиозондирования ионосферы в КВ диапазоне с целью проверки возможностей создаваемой отечественной аппаратуры спутникового радиозондирования. Технические решения построения имитатора ионосферных ситуаций, использующего базу данных реальных и модельных ионограмм внешнего и трансionoсферного зондирования, позволят осуществить различные соединения зондирующей и контрольно-проверочной аппаратуры.

Список литературы

1. Данилкин Н.П., Жбанков Г.А., Журавлёв С.В., Котонаева Н.Г., Лапшин В.Б., Пулинец С.А., Шувалов В.А., Яковлев А.А. Радиозондирование ионосферы ионозондами, установленными на борту международной космической станции и транспортного грузового корабля «Прогресс» // Космонавтика и ракетостроение. – 2015. – № 6(85). – С. 121–127.
2. Appleton, E. V. Some notes on wireless methods of investigating the electrical structure of the upper atmosphere // Proc. Phys. Soc. London. – 1930. – Vol. 42. – P. 321–339.
3. Данилкин Н.П., Журавлёв С.В., Котонаева Н.Г., Лапшин В.Б., Романов И.В., Филиппов М.Ю., Хотенко Е.Н., Жбанков Г.А. Радиозондирование высокоширотной ионосферы с гидрометеорологического комплекса «АРКТИКА-М» // Вестник НПО им. С.А. Лавочкина. – 2017. – № 3(37). – С. 103–109.
4. Данилкин Н.П., Жбанков Г.А., Журавлев С.В., Котонаева Н.Г., Лапшин В.Б., Романов И.В. Мониторинг ионосферы в арктике на основе спутниковых ионозондов // Гелиогеофизические исследования. – 2016. – № 14. – С. 31–45.

ANOMALOUS WAVE PROPERTIES OF GRADIENT CHIRAL METAMATERIALS WITH ANISOTROPY OF THE MAGNETOELECTRIC COUPLING AND SPATIAL DISPERSION

I. P. Rudenok¹, A. I. Kireeva²

¹ Volgograd State Technical University, Lenin Avenue 28, Volgograd 400005, Russia

² Volgograd State Medical University, Square of the Fallen Fighters 1, Volgograd 400131, Russia

E-mail: anastassiya.kireeva.82@mail.ru

Abstract. We obtained the material equations of the meta-environment and determined the dispersion equations for normal waves in it. We found out several exotic physical effects depending on the numerical values and signs of the elements of the resulting dielectric and magnetic permeability tensors. For example, all five natural waves propagate in one direction: three normal waves propagate in one direction, and two waves in another direction; two normal waves of the same polarization are directed by the meta-environment in one direction, and three waves of the other polarization - in the opposite direction. We will use it for creation of new complex waveguide media with unique properties.

INTRODUCTION

The theory of electromagnetic waves in bianisotropic meta-environments based on composite materials, cholesteric and smectic liquid crystals, chiral and gyrotropic media, biological objects, etc. has been intensively developed in recent years [1]. So far, Scientists have been paid little attention to electrodynamic modeling of wave propagation in gradient artificial media, as well as wave-guiding regular and irregular structures [2]. This is primarily due to the complexity of the material equations, in which $\mathbf{D}(r;t)$ depends not only on the electric vector [3].

Therefore, the main purpose of this work is to obtain the material equations of the meta-environment in the form that characterize the gradient anisotropic medium and determine the dispersion equations of normal waves. The geometry of the structure was shown on a Fig. 1.

FORMULATION OF THE PROBLEM

We took the material equations for a gradient chiral-alike meta-environment, characterized by three tensors, in a form [4]:

$$\vec{D} = \overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}(x) \vec{E} - j \overset{\leftrightarrow}{\beta}(x) \vec{H} \quad (1)$$

$$\vec{B} = \overset{\leftrightarrow}{\mu}(x) \vec{H} + j \overset{\leftrightarrow}{\beta}(x) \vec{E} \quad (2)$$

where $\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}(x)$, $\overset{\leftrightarrow}{\mu}(x)$, $\overset{\leftrightarrow}{\beta}(x)$ - tensors of relative dielectric, magnetic permeability and chirality parameter, whose elements depend on the spatial coordinate according to certain laws [5]. To represent equations (1), (2) in a form that takes into account spatial dispersion, we used the following representation of a plane wave:

$$\vec{E} = \vec{E} \cdot \exp \left[j \left(\vec{k} \cdot \vec{n} - \omega t \right) \right] \quad (3)$$

$$\vec{H} = \vec{H} \cdot \exp \left[j \left(\vec{k} \cdot \vec{n} - \omega t \right) \right] \quad (4)$$

In the equations (3), (4) \mathbf{E} , \mathbf{H} – are amplitudes of the electric and magnetic wave vectors; \mathbf{k} - wave vector; \mathbf{n} - radius - vector; ω - wave frequency; t – time.

THE MAIN PART OF INVESTIGATION

We got the material equations for a gradient chiral-alike meta-environment, characterized by three tensors [4]:

$$\left[\vec{m}, \vec{E}_* \right] = \overset{\leftrightarrow}{\mu}(x) \vec{H}_* + j \overset{\leftrightarrow}{\beta}(x) \vec{E}_* \quad (5)$$

$$\left[\vec{m}, \vec{H}_* \right] = -\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}(x) \vec{E}_* + j \overset{\leftrightarrow}{\beta}(x) \vec{H}_* \quad (6)$$

where $\vec{m} = \vec{k} / k_0$, $k_0 = \omega \cdot v_c^{-1}$.

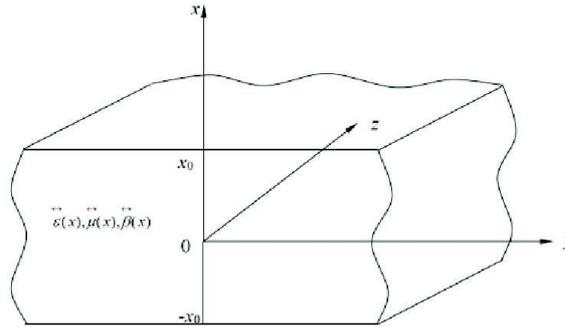


Рис. 1. The principal geometry of the structure that we considered in our investigation.

We expressed the vector \mathbf{H} from equality (5) and substituted it into equality (1). We showed the resulting expression as follows:

$$\vec{D}_* = \overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}(x) \vec{E}_* - j \overset{\leftrightarrow}{g}(x) \left[\vec{h}, \vec{E}_* \right] \quad (7)$$

We considered the following relations in expression(7):

$$\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}(x) = \overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}(x) - \frac{\overset{\leftrightarrow}{\beta}^2(x)}{\overset{\leftrightarrow}{\mu}(x)} \quad (8)$$

$$\overset{\leftrightarrow}{g}(x) = \overset{\leftrightarrow}{\beta}(x) \cdot \mu^{-1}(x) \cdot |\vec{m}| \quad (9)$$

The unit vector in the direction of wave propagation was:

$$\vec{h} = \frac{\vec{m}}{|\vec{m}|} \quad (10)$$

In this case, the dielectric constant of the meta-environment depends on the wave vector \mathbf{k} , that is, in the general case, you can use the decomposition [6, 7]:

$$\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}(x, \vec{k}) = \varepsilon_{ij}^{(0)}(x) + j \gamma_{ije}^{\leftrightarrow}(x) k_e + \alpha_{ijev}^{\leftrightarrow}(x) k_e \cdot k_v + \dots \quad (11)$$

If the spatial dispersion is weak, it suffices to restrict ourselves to the first members of the series (11) (linear in vector \mathbf{k}). We defined the relationship between the material equations (1), (2) and values $\varepsilon_{ij}^{(0)}(x)$ and $\gamma_{ije}^{\leftrightarrow}(x)$ from expression (11). To do this, we wrote the equation (1) with according to (7) in the component-wise form:

$$D_{*i} = \tilde{\varepsilon}_{ij}(x) E_{*j} - j g_{ij}(x) h_e e_{ije} E_{*j} \quad (12)$$

where $\overleftrightarrow{e}_{ije}$ - unit pseudo-tensor of the third rank. The material equation (1) we have written as follows:

$$D_{*j} = \left[\tilde{\varepsilon}_{ij}(x) - j \frac{g_{ij}(x)}{k_0 \cdot |\vec{m}|} e_{ijek} \right] E_{*j} \quad (13)$$

We compared expressions (8) and (10) and find the connection between the tensor $\overleftrightarrow{\gamma}_{ije}(x)$ and characteristics of a complex meta-environment.

$$\overleftrightarrow{\gamma}_{ije}(x) = -\frac{\vec{g}(x)}{k_0 \cdot |\vec{m}|} \cdot \overleftrightarrow{e}_{ije} = -\frac{\overleftrightarrow{\beta}(x)}{\overleftrightarrow{\mu}(x)k_0} \overleftrightarrow{e}_{ije} = -\frac{\overleftrightarrow{\beta}(x)\overleftrightarrow{e}_{ije}}{\overleftrightarrow{\mu}(x)k_0} = -\frac{\overleftrightarrow{\beta}(x) \cdot \nabla A}{\overleftrightarrow{\mu}(x)\omega} \overleftrightarrow{e}_{ije} \quad (14)$$

Thus, it is possible to write the material equations for the chiral-alike meta-environment in the form of a characteristic gradient anisotropic medium:

$$\vec{D} = \overleftrightarrow{\varepsilon}_{me}(x) \vec{E} \quad (15)$$

$$\overleftrightarrow{\varepsilon}_{me}(x) = \begin{bmatrix} \tilde{\varepsilon}_{xx}(x) & \tilde{\varepsilon}_{xy}(x) & \tilde{\varepsilon}_{xz}(x) \\ \tilde{\varepsilon}_{yx}(x) & \tilde{\varepsilon}_{yy}(x) & \tilde{\varepsilon}_{yz}(x) \\ \tilde{\varepsilon}_{zx}(x) & \tilde{\varepsilon}_{zy}(x) & \tilde{\varepsilon}_{zz}(x) \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$\tilde{\varepsilon}_{xx}(x) = \varepsilon_{xx}(x) - \frac{\beta_{xx}^2(x)}{\mu_{xx}(x)} \quad (17)$$

$$\tilde{\varepsilon}_{xy}(x) = \varepsilon_{xy}(x) - \frac{\beta_{xy}^2(x)}{\mu_{xy}(x)} - \frac{\beta_{xy}(x)\nabla_c \cdot k_z}{\mu_{xy}(x)\omega} e_{xyz} \quad (18)$$

$$\tilde{\varepsilon}_{xz}(x) = \varepsilon_{xz}(x) - \frac{\beta_{xz}^2(x)}{\mu_{xz}(x)} - \frac{\beta_{xz}(x)\nabla_c \cdot k_y}{\mu_{xz}(x)\omega} e_{xzy} \quad (19)$$

$$\tilde{\varepsilon}_{yx}(x) = \varepsilon_{yx}(x) - \frac{\beta_{yx}^2(x)}{\mu_{yx}(x)} - \frac{\beta_{yx}(x)\nabla_c \cdot k_z}{\mu_{yx}(x)\omega} e_{yxz} \quad (20)$$

$$\tilde{\varepsilon}_{zx}(x) = \varepsilon_{zx}(x) - \frac{\beta_{zx}^2(x)}{\mu_{zx}(x)} - \frac{\beta_{zx}(x)\nabla_c \cdot k_y}{\mu_{zx}(x)\omega} e_{zxy} \quad (21)$$

We obtained the form of the resulting magnetic permeability tensor for a chiral-like meta-environment. From the expression (6) we expressed the vector of electric intensity \mathbf{E} and substituted it into equality (2). As a result, we got:

$$\vec{B}_* = \overleftrightarrow{\mu}(x) \vec{H}_* - j \overleftrightarrow{f}(x) \left[\vec{h}, \vec{H}_* \right] \quad (22)$$

In expression (22) we considered the following relation:

$$\overleftrightarrow{\mu}(x) = \overleftrightarrow{\mu}(x) - \frac{\overleftrightarrow{\beta}^2(x)}{\overleftrightarrow{\varepsilon}(x)} \quad (23)$$

$$\overleftrightarrow{f}(x) = \frac{\overleftrightarrow{\beta}(x)}{\overleftrightarrow{\varepsilon}(x)} |\vec{m}| \quad (24)$$

We took into account the decomposition of magnetic permeability in the wave vector and found for expression (22) such component form:

$$B_{*i} = \tilde{\mu}_{ij}(x) H_{*j} - \frac{f_{ij}(x)}{k_0 \cdot |\vec{m}_\nu|} e_{ij\nu k} H_{*j} \quad (25)$$

$\overset{\leftrightarrow}{e}_{ijv}$ - Levi Chevita antisymmetric tensor. We got an equivalent material equation using equation (25):

$$\vec{B} = \overset{\leftrightarrow}{\mu}_{me}(x) \vec{H} \quad (26)$$

$$\overset{\leftrightarrow}{\mu}_{me}(x) = \begin{bmatrix} \tilde{\mu}_{xx}(x) & \tilde{\mu}_{xy}(x) & \tilde{\mu}_{xz}(x) \\ \tilde{\mu}_{yx}(x) & \tilde{\mu}_{yy}(x) & \tilde{\mu}_{yz}(x) \\ \tilde{\mu}_{zx}(x) & \tilde{\mu}_{zy}(x) & \tilde{\mu}_{zz}(x) \end{bmatrix} \quad (27)$$

$$\tilde{\mu}_{xx}(x) = \mu_{xx}(x) - \beta_{xx}^2(x) \cdot \varepsilon_{xx}^{-1}(x) \quad (28)$$

$$\tilde{\mu}_{xy}(x) = \mu_{xy}(x) - \beta_{xy}^2(x) \cdot \varepsilon_{xy}^{-1}(x) - \frac{\beta_{xy}(x) \cdot V_c e_{xyz} k_z}{\varepsilon_{xy}(x) \cdot \omega} \quad (29)$$

$$\tilde{\mu}_{xz}(x) = \mu_{xz}(x) - \beta_{xz}^2(x) \cdot \varepsilon_{xz}^{-1}(x) - \frac{\beta_{xz}(x) \cdot V_c e_{xzy} k_y}{\varepsilon_{xz}(x) \cdot \omega} \quad (30)$$

$$\tilde{\mu}_{yx}(x) = \mu_{yx}(x) - \beta_{yx}^2(x) \cdot \varepsilon_{yx}^{-1}(x) - \frac{\beta_{yx}(x) \cdot V_c e_{yxz} k_z}{\varepsilon_{yx}(x) \cdot \omega} \quad (31)$$

$$\tilde{\mu}_{zx}(x) = \mu_{zx}(x) - \beta_{zx}^2(x) \cdot \varepsilon_{zx}^{-1}(x) - \frac{\beta_{zx}(x) \cdot V_c e_{zxy} k_y}{\varepsilon_{zx}(x) \cdot \omega} \quad (32)$$

We considered the conditions for the existence of intrinsic electromagnetic waves in a gradient metasystem with the material equations (15), (26). We took them into account in equations (5), (6) and found these equations:

$$\left[\vec{m}, \vec{E}_* \right] = \overset{\leftrightarrow}{\mu}_{me}(x) \vec{H}_* \quad (33)$$

$$\left[\vec{m}, \vec{H}_* \right] = -\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_{me}(x) \vec{E}_* \quad (34)$$

We made vector multiplication on the left of the equation number (33) by the wave vector \vec{m} :

$$\left[\vec{m}, \left[\vec{m}, \vec{E}_* \right] \right] = \overset{\leftrightarrow}{\mu}_{me}(x) \left[\vec{m}, \vec{H}_* \right], \quad (35)$$

and then substituted an equality (34) into the resulting equation (35). So, we had:

$$\left[\vec{m}, \left[\vec{m}, \vec{E}_* \right] \right] = -\overset{\leftrightarrow}{\mu}_{me}(x) \overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_{me}(x) \vec{E}_* \quad (36)$$

We presented an equation (36) in coordinate form, taking into account the decomposition of the form:

$$\vec{m} = m_x \vec{n}_x + m_y \vec{n}_y + m_z \vec{n}_z \quad (37)$$

$$\vec{E}_* = E_{*x} \vec{n}_x + E_{*y} \vec{n}_y + E_{*z} \vec{n}_z \quad (38)$$

$$C_{i0}(x) = C_0(x) + C_1(x) + C_2(x) \quad (39)$$

...

$$C_0(x) = \mu_{xx}(x) \varepsilon_{xx}(x) + \mu_{xy}(x) \varepsilon_{yx}(x) + \mu_{xz}(x) \varepsilon_{zx}(x) \quad (40)$$

...

$$\begin{cases} [m_y^2 + m_z^2 + C_{i0}(x)] E_{*x} - \\ -m_y m_x E_{*y} - m_z m_x E_{*z} = 0, \\ -m_x m_y E_{*x} + [m_x^2 + m_z^2 + C_{i1}(x)] E_{*y} - \\ -m_z m_y E_{*z} = 0, \\ -m_x m_z E_{*x} - m_y m_z E_{*y} + \\ + [m_x^2 + m_y^2 + C_{i2}(x)] E_{*z} = 0, \end{cases} \quad (41)$$

$$C_7(x) = \mu_{yx}(x) \varepsilon_{xz}(x) + \mu_{yy}(x) \varepsilon_{yz}(x) + \mu_{yz}(x) \varepsilon_{zz}(x) \quad (42)$$

...

$$C_8(x) = \mu_{zx}(x) \varepsilon_{xz}(x) + \mu_{zy}(x) \varepsilon_{yz}(x) + \mu_{zz}(x) \varepsilon_{zz}(x) \quad (43)$$

...

We have written the system of linear equations (39) in the matrix representation:

$$B \vec{E}_* = 0 \quad (44)$$

Here the symmetric matrix had the following form:

$$B = \begin{bmatrix} m_y^2 + m_z^2 + Ci_0(x) & -m_y m_x & -m_z m_x \\ -m_x m_y & m_x^2 + m_z^2 + Ci_1(x) & -m_z m_y \\ -m_x m_z & -m_y m_z & m_x^2 + m_y^2 + Ci_2(x) \end{bmatrix} \quad (45)$$

and vector-column:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_{*x} \\ E_{*y} \\ E_{*z} \end{bmatrix} \quad (46)$$

The system of linear algebraic equations has a non-trivial solution if the main determinant of the matrix is zero:

$$\det(B) = 0 \quad (47)$$

Opening the determinant (48), we made some mathematical transformations and obtained the equation that determines the existence of a nontrivial solution:

$$Ci_2(m_z, x) m_z^4 + \{m_x^2 + Ci_0(m_z, x) + 2Ci_1(m_z, x) Ci_2(m_z, x) + Ci_2(m_z, x) [m_y^2 + m_x^2] + m_y^2 Ci_1(m_z, x)\} m_z^2 + \dots = 0 \quad (48)$$

The dispersion equation in expanded form is:

$$\theta_{i0}(x) m_z^5 + \theta_{i1}(x) m_z^4 + \theta_{i2}(x) m_z^3 + \theta_{i3}(x) m_z^2 + \theta_{i4}(x) m_z + \theta_{i5}(x) = 0 \quad (49)$$

In the resulting tensors all elements are complex functions of the spatial coordinates and the wave vector, that is, the dispersion equation has five roots!

CONCLUSION

In an ordinary environment, normal waves, in general, are four waves, which include two waves of orthogonal polarizations propagating in the forward direction and two waves of orthogonal polarization - in the opposite direction. In the meta-environment, there are already five normal waves with their own directions of propagation, polarizations and wave numbers. Depending on the numerical values and signs of the elements of the resulting dielectric and magnetic permeability tensors, several exotic physical effects turn out to be possible, we listed a few of them. All five natural waves propagate in one direction: three normal waves propagate in one direction, and two waves in another direction; two normal waves of the same polarization are directed by the meta-environment in one direction, and three waves of the other polarization - in the opposite direction. Presented cases are received strictly and correctly. However, when solving boundary value problems, for example, about the properties of wave-guiding structures with different cross-sectional shapes, mathematical difficulties may arise when the boundary conditions are fulfilled (phase deceleration and the Umov-Pointing vector have opposite directions), that is, the meta-media has negative refraction. This can be noticed if we select the term due to spatial dispersion in the expression for the average energy flux [1]:

$$S_k^{(1)} = -\frac{\omega}{4V_A} \frac{\partial \varepsilon_{meij}}{\partial k_e} E_{*j} E_{*i}^* = -j \frac{\omega}{4V_A} \frac{\beta_{ij}(x)}{\mu_{ij}(x)} e_{ijk} E_{*j} E_{*i}^* \quad (50)$$

Thus, the question of uncertainty (choosing a normal wave) in creation of the theory of wave-guiding structures with a complex internal environment remains open.

Список литературы

1. Agranovich V.M., Garshtein Yu.N. Spatial dispersion and negative refraction of light // *Advances in Physical Sciences*: 2006, V. 176, No. 10.– p. 1051–1068.
2. Ivanov O.V. Anomalous propagation of electromagnetic waves in structures with layers of metamaterials. *Nanoelectronics, nanophotonics and nonlinear physics*. Saratov, May 25-27, 2008.– P.39–42.
3. Golub L., Porubaev F. Effects of spatial dispersion in intraband transitions in structures with quantum wells // *Solid State Physics*.- 2013.-T.55, No. 11.– C.2138-2134
4. Rudenok I., Kireeva A. Own waves in planar continuously heterogeneous structures with optical bianisotropy. *Proc. SPIE*. – April 16, 2018. – vol. 10614 <https://doi.org/10.1117/12.2303527>. 6p.
5. Rudenok I.P., Kireeva A.I. Wave propagation in crystal structures with an artificial compositional medium // *Wave process physics and radio engineering systems*, 2011, V. 14., № 2, P. 10–15.
6. Agranovich V.M., Ginzburg V.L. *Crystal optics taking into account spatial dispersion and the theory of excitons*. M: Science, 1979.– 423p.
7. Rudenok I., Kireeva A. Some elements of investigation the transformation of surface and pseudosurface modes in an open a symmetric thin – film structure with a synthetic medium. *Proc. SPIE*. – November 30, 2017. – vol.10466 <https://doi.org/10.1117/12.2288778>, 4p.

Том I, с. 305–307

УДК: 550.388.2

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ОПЕРАТИВНОГО ПРОГНОЗА И ТЕКУЩЕЙ ВЕЛИЧИНЫ МАКСИМАЛЬНО ПРИМЕНИМОЙ ЧАСТОТЫ КВ РАДИОЛИНИИ ПРИ НЕПОЛНЫХ ИСХОДНЫХ ДАННЫХ

В. Ф. Лапицкий¹, К. В. Фролов¹, С. В. Русин¹, Д. А. Шулипа²

¹ ПАО «Информационные телекоммуникационные технологии» (ПАО «Интелтех»),
197342, Санкт-Петербург, ул. Кантемировская ул., д. 8.

E-mail: lvf333@yandex.ru

² Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф.
М.А. Бонч-Бруевича. Большевиков пр-т, д.22, корп.1, Санкт-Петербург, 193232.

E-mail: dashashulipa@gmail.com

Аннотация. Приведены результаты расчета текущей величины и оперативного прогноза максимально применимой частоты (МПЧ) меридиональной КВ радиолинии Кипр – Санкт-Петербург протяженностью 2770 км при неполных данных вертикального зондирования ионосферы в приёмном пункте. Расчет выполнен двумя способами: 1 способ. По закону секанса с экстраполированием в точку отражения результатов вертикального зондирования; 2 способ. По модели IRI, откорректированной по результатам экстраполяции данных вертикального зондирования. Получена оценка точности расчетов текущей величины МПЧ и её оперативного прогноза при неполных данных вертикального зондирования ионосферы.

Ключевые слова: максимально применимая частота, экстраполяция

ASSESSMENT OF THE ACCURACY OF OPERATIONAL FORECASTING AND CURRENT VALUES OF THE MAXIMUM APPLICABLE FREQUENCY UNDER INCOMPLETE OF INITIAL DATA

V. F. Lapitsky¹, K. V. Frolov¹, S. V. Rusin¹, D. A. Shulipa²

Abstract. Are the results of the calculation of the current value and operational forecast maximum applicable frequency (MAF) radio links Cyprus - St. Petersburg 2770 km length. The calculation is based on the results of sounding of the ionosphere in the reception center in two ways: 1 way. According to the law of secant, with extrapolation to the point of reflection of the results of the vertical sensing; 2 way. On the model of IRI, revised according to the results of vertical sensing. Received score accuracy current magnitude MAF made in two different ways with incomplete data obtained from vertical sounding of the ionosphere.

Keywords: maximum applicable frequency, extrapolation

Ведомственный пост ионосферно-волновой и частотно-диспетчерской службы (ИВ-ЧДС) располагается на приёмном радиоцентре и выполняет оперативное прогнозирование максимально применимых частот (МПЧ) на обслуживаемых коротковолновых радиолиниях. Пост функционирует, как правило, автономно в значительной степени изолированно от международной и государственной систем мониторинга ионосферы. Пост ИВ-ЧДС оснащён станцией вертикального зондирования (ВЗ) или станцией радиотомографического зондирования ионосферы (РТ-ЗИ). Сеансы вертикального зондирования ионосферы выполняются, как правило, по расписанию. Оперативное прогнозирование (МПЧ) основано на измерениях текущих параметров ионосферы на приёмном конце радиолинии. По объективным причинам часть измерений может отсутствовать. Точность оперативного прогноза выполненного при неполных данных ВЗ на приёмном конце радиолинии является предметом настоящей статьи. Авторами настоящей работы выполнена оценка точности оперативного прогноза в случае экстраполяции предшествующих результатов измерений на момент прогнозирования: критической частоты (f_0) и действующей высоты (h')

отражающего слоя над приёмным радиоцентром. Авторами рассмотрены линейная, полиномиальная и экспоненциальная функции экстраполяции для которых коэффициент корреляции не меньше 0,7. Выбор сделан в пользу полиномиальных функций. Точность получаемого на их основе оперативного прогноза МПЧ на радиолинии большой протяженности проверена авторами по результатам ЛЧМ зондирования КВ-радиотрассы Кипр – Санкт-Петербург протяженностью 2770 км. Координаты передатчика ЛЧМ сигнала (о. Кипр): $35^{\circ}00'N$, $34^{\circ}00'E$, координаты приемника (Санкт-Петербург): $59^{\circ}55'N$, $30^{\circ}15'E$. Вертикальное зондирование ионосферы проводилось в Ленинградской области станцией ВЗ, находящейся в посёлке Горьковское в 60-ти км северо-западнее пункта приёма в точке с координатами $60^{\circ}16'N$, $29^{\circ}26'E$.

Измерения параметров ионосферы методом ВЗ предоставляют наиболее полную, точную и легко интерпретируемую информацию о состоянии ионосферы, по которой можно определить текущие параметры ионосферных слоёв и состояние условий распространения радиоволн (РРВ) над станцией ВЗ. В точках удалённых от станции ВЗ в пределах радиуса пространственной корреляции, текущие параметры найдены путём пространственно-временной экстраполяции измеренных параметров с использованием корреляционных функций, учитывающих изменчивость параметров ионосферных слоёв. Точность расчетов текущей величины МПЧ и её оперативного прогноза оценивалась по величине отклонения расчетных величин МПЧ от максимально наблюдаемых частот (МНЧ) в ходе ЛЧМ зондирования. Аналогично оценена точность расчетов при замене измеренных на приёмном конце радиолинии f_0 и h' в предрассветные часы (4, 5 и 6 ч мск) экстраполированными значениями.

В соответствии с первым способом для расчета текущей величины МПЧ радиолинии использован закон секанса [1]: $МПЧ = f_{0(TO)} \cdot \sec(\phi_0)$ где $f_{0(TO)}$ - критическая частота в точке отражения.

Для учёта кривизны Земли и ионосферы использован эмпирический поправочный коэффициент k_{eff} [1]: $МПЧ = k_{eff} \cdot f_{0(TO)} \cdot \sec(\phi_0)$, где k_{eff} - функция действующей и истинной высот, дальности и т. д., для рассматриваемой радиолинии $k_{eff} = 1,1$.

Величина $\cos(\phi_0)$ можно определена из соотношения [1]

$$\cos(\phi_0) = \frac{[P'_{МПЧ}/2]^2 + 2r_e h' + h'^2}{P'_{МПЧ}(r_e + h')}$$

где $r_e = 6370 \cdot 10^3$ м – радиус Земли; $a_1 = D_0/(2r_e)$; $P'_{МПЧ}$ - групповой путь радиоволны на МПЧ, h' - действующая высота отражения.

Групповой путь на МПЧ найден из соотношения [1]

$$P'_{МПЧ} = 2\sqrt{[h' + r_e(1 - \cos a_1)]^2 + (r_e \sin a_1)^2},$$

$a_1 = D_0/(2r_e) = 0.218$ радиан = 12.492° , $D_0 = 2770$ км – протяженность радиолинии.

В связи с тем, что условия распространения радиоволн (РРВ) изменяются с течением времени, то на глубину оперативного прогноза значение МПЧ можно записать так:

$$МПЧ = k_{eff} \cdot f_{0(TO)прогн} + \delta f_{0(TO)} \cdot \sec \phi_0,$$

где $f_{0(TO)прогн}$ - ожидаемая (долгосрочно прогнозируемая) величина, а $f_{0(TO)}$ – отклонение от ожидаемой (прогнозируемой) величины в точке отражения в середине трассы.

Отклонение $f_{0(TO)}$ в точке отражения найдено путём экстраполяции отклонения критической частоты в Ленинградской области $\delta f_{0F2(в т. А)}$ (условно в точке «А») как разница прогнозной $f_{0F2(прогноз. в т. А)}$ и измеренной $f_{0F2(измер. в т. А)}$ величин:

$$\delta f_{0F2(в т. А)} = f_{0F2(прогноз. в т. А)} - f_{0F2(измер. в т. А)}.$$

Прогноз критической частоты получен с помощью программного комплекса «Трасса» [2].

Экстраполяция отклонения выполнена в соответствии с правилами, описанными в [3] и [4]:

$$\delta(x) = \sum_i \delta_i(x_i)F(x - x_i) / \left[\sum_i F(x - x_i) + 1 - \max_i F(x - x_i) \right]$$

где $\delta(x)$ - отклонение в точке отражения, $\delta_i(x_i)$ - отклонение в точке измерения, $F(x)$ - функция корреляции:

$$F(x) = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x}{\Delta} \right)^2 \right], F(x) = F(\varphi) \cdot F(\lambda),$$

где φ – широта, λ – долгота, Δ – радиус корреляции.

В расчетах использовался радиус корреляции, зависящий от сезона [3]:

$$\Delta_\varphi = 12 + 3(1 - \cos 30m) + 2(1 - \cos 60m),$$

$$\Delta_\lambda = 20 + 10(1 - \cos 30m) + 5(1 - \cos 60m),$$

где $m=4$ – номер месяца (апрель). В апреле радиус корреляции составляет по широте $42,5^\circ$ и долготе $19,5^\circ$.

Оперативный прогноз МПЧ выполнен по методике, описанной в [5]. Точность выполненных по этой методике оперативных прогнозов исследована в работе [6].

Второй способ расчета основан на методике, описанной в работе [4] с использованием откорректированной модели IRI. Программная реализация модели описана в работе [2]. Коррекция модели заключалась в подборе показателя солнечной активности (в данном случае числа Вольфа) с тем, чтобы расчетная величина критической частоты совпадала с измеренной. По откорректированной модели IRI рассчитана текущая величина МПЧ радиолинии и выполнен её оперативный прогноз.

В обоих способах расчета замена результатов измерений экстраполированными данными приводит к увеличению погрешности оперативного прогноза. Относительный прирост погрешности составляет до 30%.

Заключение.

При отсутствии текущих данных о критической частоте и действующей высоте слоя F_2 оперативный прогноз МПЧ может быть основан на использовании экстраполированных с помощью полиномиальных функций данных вертикального зондирования на приёмном конце радиолинии. В настоящей работе экстраполяция выполнена кубическими сплайнами, которые имеют наибольший коэффициент корреляции, равный 0,847 и наименьшую величину остаточной дисперсии. Относительный прирост погрешности оперативного прогноза в предрассветные часы составил до 30%.

Список литературы

1. РД52.26.817-2015 Руководство по ионосферным, магнитным и гелиогеофизическим наблюдениям. Ч. 1 Ионосферные наблюдения. – Обнинск: ФГБУ «ВНИИГМИ-МЦД», 2015. – 198 с.
2. Барабашов Б.Г., Анишин М.М.. "Программный комплекс прогнозирования траекторных и энергетических характеристик радиоканалов диапазона 2-30 МГц «Трасса"(часть 1)». Научно-технический сборник «Техника радиосвязи». – Омск. – ОАО «ОНИИП» – Выпуск 1(19). – 2013. – С. 25–34; (ч.2) – Выпуск 2(20). – 2013. – С. 13–21.
3. Кубова Р.М. Метод коррекции прогноза по измерениям в отдельных точках пространства // Прогнозирование ионосферы и условий распространения радиоволн. – М.: Наука, 1985. – С. 65–67.
4. Крашенинников И.В. Прогнозирование ионосферного распространения радиоволн на основе решения прямой обратной задач многочастотного наклонного радиозондирования ионосферы: дисс. докт. физ-мат наук. ИЗМИРАН, Троицк. 2011.
5. Руководство по организации ионосферно-волновой и частотно диспетчерской службы на узлах связи Вооруженных Сил СССР. – М.: Воениздат, 1990. – С. 63–64.
6. Скворцов А.К., Русин С.В. Результаты сравнения оперативных прогнозов на радиолинии протяженностью 2770 км. Часть 1. // Техника средств связи: Научно-технический сборник. – Выпуск 7(146). – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2018. – С. 130–133.

Том I, с. 308–310
УДК: 621.396.946

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ПРОГНОЗА ПРОХОЖДЕНИЯ РАДИОВОЛН ДЕКАМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

В. И. Сахтеров

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова
Российской академии наук; 108840 г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе, д. 4
E-mail: sahterov@izmiran.ru*

Аннотация. Указана зависимость точности прогноза от оперативных данных солнечных индексов при применении программы прогнозирования «HFPro». Рассмотрены проблемы получения индексов на территории России.

Ключевые слова: оперативный прогноз; прогноз радиосвязи; солнечные индексы

IMPROVING THE ACCURACY OF FORECASTING IN IONOSPHERIC RADIO WAVES PROPAGATION

V. I. Sakhterov

Abstract. The dependence of the forecast accuracy on the operational data of solar indices using the program of operational forecasting «HFPro». The problems of obtaining indices in Russia are considered.

Keywords: operational forecast; radio forecast; solar indices

При проведении экспериментов по наклонному зондированию на трассе Москва-Екатеринбург [1] для повышения эффективности связи нами применялась интегрированная графическая оболочка прогнозирования коротковолновых радиотрасс «HFPro» [2], предназначенная для прогнозирования ионосферного распространения радиоволн декаметрового диапазона (2-40 МГц) в интервале дальностей 100 - 8000 км. Она включает в себя построение двух видов прогноза: долгосрочного и оперативного. В программе «HFPro» используются справочные модели ионосферы СМИ-88 и IRI-2001, предназначенные для расчета электронной концентрации и частоты соударений электронов на высотах 60-1000 км в низких, средних и высоких широтах [3]. Для оперативного прогнозирования используются также данные вертикального зондирования ионосферы, в частности, критическая частота слоя f_0F_2 и его истинная высота h_mF_2 . В программе также используются данные об индексе солнечной активности $F_{10.7}$ и количестве солнечных пятен R . При отсутствии текущих ионосферных данных расчет производится по значениям из базы данных за предыдущие годы. Для заданной трассы программа выдает прогнозируемые слои, количество мод, напряженность поля в точке приема, групповое запаздывание, наименьшую применимую частоту (НПЧ), максимальную применимую частоту (МПЧ), оптимальную рабочую частоту (ОРЧ) и углы прихода сигнала в вертикальной и азимутальной плоскостях.

На рисунке 1 приведено отображение результатов расчета в графическом виде, слева указывается ОРЧ, справа все возможные моды и их МПЧ: для моды 1Eg МПЧ равно 10,5 МГц, для моды 1F2 — 10МГц, для двухскачковой моды 2F2 - около 7 МГц и для трехскачковой моды 3F2 - 6,5 МГц; ниже изображена напряженность поля в точке приема в мкВ. Эти данные имеются и в числовом виде.

Используя часовые данные с ионозонда станции «Москва», мы получали оперативные данные по прогнозу связи на текущие 4 часа на заданной трассе и для рабочей частоты. Точность прогноза и реальной связи совпадала до 15-20 минут, что позволило нам снизить потери времени по вхождению в связь и проведения измерений. Расхождение прогноза и связи разработчик

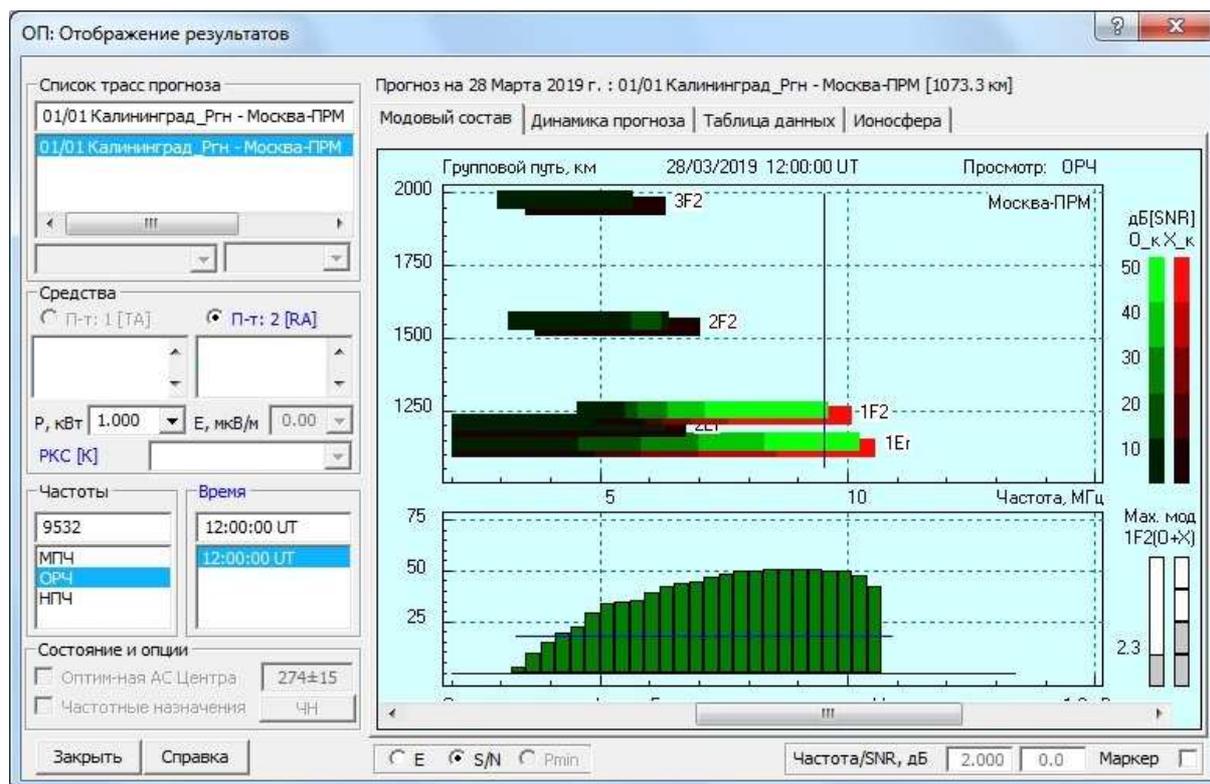


Рис. 1. Данные прогноза программы «HFPro»

объяснял изменением параметров ионосферы. Точность прогноза повышается более частым использованием ионосферных данных.

При проведении расчетов прогноза используются данные о солнечной активности F10.7 и R, обычно усредненные за месяц, что достаточно для долгосрочного прогноза. Время появления и жизни солнечных пятен продолжается от 5 часов до нескольких суток, влияние на ионосферу одного пятна, конечно, не существенно, но есть. Количественные изменения индексов в течение месяца достигают 10-15 единиц, поэтому желательно для оперативного прогноза использовать текущие данные индексов на время расчета. Проведенное моделирование прогноза радиосвязи на трассе Москва-Калининград показало изменение ОРЧ и МПЧ от колебания индексов F10.7 и R. Программа «HFPro» автоматически ежемесячно обновляет данные индексов с заданных сайтов, используя их расчете. При моделировании вручную производилось изменение индексов на ± 5 единиц. Изменение ОРЧ достигало ± 50 кГц относительно прогноза по среднемесячным индексам, МПЧ также изменялось в пределах 100 кГц. Вполне возможно, что колебания значений солнечных индексов вносили ошибку и давали расхождение прогноза и связи во время проведения экспериментов по наклонному зондированию на трассе Москва-Екатеринбург. Использование текущих индексов позволит повысить точность прогноза радиосвязи, что особенно важно для наклонного зондирования и загоризонтной радиолокации. Получение оперативных данных о состоянии ионосферы в последнее время успешно решено. В результате совместной разработки Институтом земного магнетизма (ИЗМИРАН), НИИ дальней радиосвязи (НИИДАР) и Институтом прикладной геофизики (ИПГ) была изготовлена малая серия ионозондов «Парус-А» [4]. Была проведена его сертификация и утверждение в Госреестре в качестве средства измерения [5]; ранее в СССР и России ионозонд таким не являлся. ИПГ обновил сеть ионосферных станций и успешно их эксплуатирует [6], предоставляя оперативные данные о состоянии ионосферы (часовые и 15-минутные) со всех станций сети. Также можно получить оперативные данные о состоянии ионосферы с сайта ИЗМИРАН.

Более сложная ситуация обстоит с оперативными данными по солнечным индексам, так как на территории РФ практически не производится измерений. Ученые используют среднемесячные данные с иностранных сайтов; вопрос о восстановлении регулярных наблюдений в России не рассматривается. В ИЗМИРАН есть несколько радиометров, но последняя реконструкция их была проведена в конце 80-х; после объединения Троицка с Москвой окружающая территория застраивается промышленными сооружениями, отражения от которых вносят интерференционные помехи. Так называемый профнастил, используемый для крыш, имеет шаг около 10 см и под определенными углами полностью перекрывает прямой сигнал от солнца. К тому же изношенность аппаратуры и отсутствие квалифицированного персонала снижает качество и надежность получения достоверных данных об индексе солнечной активности F10.7. Такая же ситуация наблюдается и в Пулковке, чья территория попала в зону интересов крупного бизнеса. Постоянные научные наблюдения за солнцем ведутся в Кисловодской Горной астрономической станции Главной (Пулковской) астрономической обсерватории РАН (ГАС ГАО РАН), но оперативные данные не поставляются.

Получение изображения солнца не составляет большой проблемы, достаточно бытового фотоаппарата с соответствующим объективом и необходимыми фильтрами, также имеются механизмы сопровождения солнца, но на данный момент нет автоматизированной программы обработки изображения солнца с расчетом оперативных чисел Вольфа. Неплохие результаты получены в работах по машинному обучению по интерпретации результатов, которые ведутся Е.А. Илларионовым (МГУ) и А. Г. Тлатовым (ГАС ГАО РАН); возможно, через некоторое время появится программа обработки данных на основе нейронных сетей.

Предложенное использование оперативных данных о солнечной активности повышает точность прогноза радиосвязи в декаметровом диапазоне радиоволн.

Список литературы

1. Сахтеров В.И., Лобзин В.В., Писарев Р.В., Лобзина А.Н. Аппаратный комплекс для исследования многолучевого характера распространения декаметровых радиоволн и результаты первых экспериментов на трассе Москва–Екатеринбург// - Сборник докладов Второй Всероссийской научной конференции-семинара. Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике. – Муром: Изд.- полиграфический центр МИ ВлГУ, 2006.- 507с. – С. 286-290.
2. Карпенко А.Л., Крашенинников И.В., Лифанцев Б.С., Сильвестров С.В., Сахтеров В.И. Ионозонд «ПАРУС», характеристики и возможности программного обеспечения для обработки ионограмм и прогноза радиосвязи // Сборник докладов XV Международной научно-технической конференции «RLNC-2009» – Воронеж: НПФ «САКВОЕЕ» ООО, 2009.- Том 2, С.670-678.
3. Крашенинников И.В., Егоров И.Б., Павлова Н.М. Эффективность прогнозирования прохождения радиоволн в ионосфере на основе ионосферной модели IRI-2001. // Геомагнетизм и аэрономия, Т.48, № 4, С. 526-533, 2008.
4. Гивишвили Г.В., Крашенинников И.В., Лещенко Л.Н., Власов Ю.М., Кузьмин А.В. ИОНОЗОНД «ПАРУС-А»: ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ Гелиогеофизические исследования. 2013. № 4. С. 68-74.
5. Минлигареев В.Т., Паньшин Е.А., Чурилов С.Н. ПРОВЕДЕНИЕ ИСПЫТАНИЙ В ЦЕЛЯХ УТВЕРЖДЕНИЯ ТИПА ИОНОЗОНДОВ "ПАРУС-А" Гелиогеофизические исследования. 2012. № 2. С. 40-46.
6. С.В. Литвинов, Е.А. Паньшин «Результаты работ по расширению функциональных возможностей ионозонда «Парус-А» ионосферной сети ФГБУ «ИПГ», Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции волн / Материалы Всероссийской научной конференции. – Муром: Изд.-полиграфический центр МИ ВлГУ, 2018. С 381 - 388.

Том I, с. 311–314
УДК: 551.510.535

ЭФФЕКТЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В СЛОЕ F2 В ВОЗМУЩЁННЫХ УСЛОВИЯХ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Н. П. Сергеенко

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова
РАН (ИЗМИРАН), 108840 г. Москва, г.Троицк, Калужское ш .4, ИЗМИРАН
E-mail: serg@izmiran.ru*

Аннотация. Рассмотрены источники энергии во время магнитосферных суббурь и их влияние на распределение электронной концентрации в максимуме слоя F2 ионосферы. Показано, что первичным эффектом является появление на высотах ионосферы дополнительного зонального электрического поля $E_y \sim 1 - 5$ мВ/м. Анализ проведен с использованием мониторинговых данных вертикального зондирования ст. Москва по репрезентативным выборкам и данных экспериментальных измерений доплеровского смещения частоты ИЗМИРАН.

Ключевые слова: вертикальное зондирование; критическая частота; доплеровское смещение частоты; зональные электрические поля

EFFECTS OF ELECTRIC FIELDS IN THE F2 LAYER UNDER DISTURBANCE CONDITIONS USING THE GROUND SOUNDING DATA

N. P. Sergeenko

Abstract. The energy sources during the magnetospheric substorms and their influence on the distribution of the electron concentration at the maximum of the ionospheric F2 layer are considered. It is shown that the primary effect is the appearance at the altitudes of the ionosphere of an additional zonal electric field $E_y \sim 1-5$ mV/m. The analysis was carried out using monitoring data of Moscow vertical sounding on representative samples and experimental measurements of Doppler frequency shift IZMIRAN.

Keywords: vertical sounding; critical frequency; Doppler frequency shift; zonal electric fields

Введение

Особенности поведения ионосферы определяются совокупностью взаимодействия магнитосферы с солнечным ветром и ионизирующим излучением Солнца. Взаимодействие потока солнечной плазмы с магнитосферой Земли приводит к усилению направленного с утренней стороны на вечернюю электрического поля в хвосте магнитосферы, которое может передаваться на высоты ионосферы вдоль эквипотенциальных силовых линий геомагнитного поля. Одновременно происходит ускорение и высыпание частиц (электронов и протонов) из различных областей магнитосферы в ионосферу, приводящее к образованию повышенной ионизации и, следовательно, больших градиентов проводимости. При наличии на высотах ионосферы ветровых движений в областях с большими градиентами проводимости могут возникать электрические поля поляризации, приводящие к токам и диссипации энергии в верхней атмосфере.

Как показывают оценки, передача энергии в ионосферу в виде джоулева тепла происходит непрерывно на уровне 3 эрг/см²сек, а в отдельные периоды возрастает до 30 эрг/см²сек [1].

Если интерпретировать изменения высот области F в период начальной фазы суббурь как следствие электромагнитного дрейфа плазмы F области под действием зонального электрического поля, то согласно [2–4] поле в средних широтах направлено на восток в дополуночном секторе и на запад - в послеполуночном. Восточное направление электрического поля в вечернем секторе в период магнитосферных суббурь с 16 до 20-21 ч LT также было подтверждено по наблюдениям свистов в плазмосфере [5].

Ниже рассматриваются эффекты зонального электрического поля во время суббурь в слое F2 по данным доплеровского и вертикального зондирования.

Доплеровское зондирование

Рассмотрим эффекты зонального электрического поля в слое F2 по данным доплеровского зондирования. Доплеровское смещение частоты, определяется как:

$$\Delta f_d = -\frac{f}{c} \cdot \frac{dP}{dt}, \quad P = \int \mu ds \cos \alpha, \quad (1)$$

где α - угол между траекторией луча и вертикалью; c - скорость распространения волны в вакууме; $\mu \sim$ коэффициент преломления, определяемый по формуле Эпплтона – Хартри [6]. Оно обусловлено изменением длины фазового пути радиоволны P . Во время возмущений фазовый путь может изменяться благодаря изменению коэффициента преломления ниже области отражения вследствие изменения распределения электронной концентрации, а также из-за изменения действительного пути радиоволны:

$$\Delta f_d = \frac{k}{cf} \int_0^{z_{ref}} \frac{(\partial n_e / \partial t) dz}{(1 - k^2 n_e / f^2)^{1/2}}, \quad (2)$$

где $k = e^2 / \pi m = 8,06 \cdot 10^7 \text{ см}^3 \text{сек}^{-2}$; z_{ref} - высота отражения сигнала.

Величина доплеровского смещения может быть связана в том числе и с появлением зонального электрического поля на высотах ионосферы, приводящего к вертикальному дрейфу ионизации. Дрейф ионизации в периоды магнитосферных суббурь вверх или вниз должен также приводить соответственно к отрицательному или положительному доплеровскому смещению частоты.

Обычно в периоды магнитосферных суббурь в средних широтах значение эффективного электрического поля $E_y^{eff} \sim 1-4 \text{ мВ/м}$ что соответствует $w_{dp} \sim 10 \text{ м/сек}$ [7]. Вертикальные движения ионизации со скоростями такого порядка приводят к оцениваемому в соответствие с формулой (2) доплеровскому сдвигу частоты $|\Delta f_d| \sim 0,5-0,8 \text{ Гц}$.

Для анализа были использованы записи доплеровского смещения частоты, полученные на аппаратном диагностическом комплексе ИЗМИРАН на трассе квазивертикального зондирования. Длина трассы 70 км, отражение для зондирующей частоты 3240 кГц приходится на высоты 250- 300 км [8].

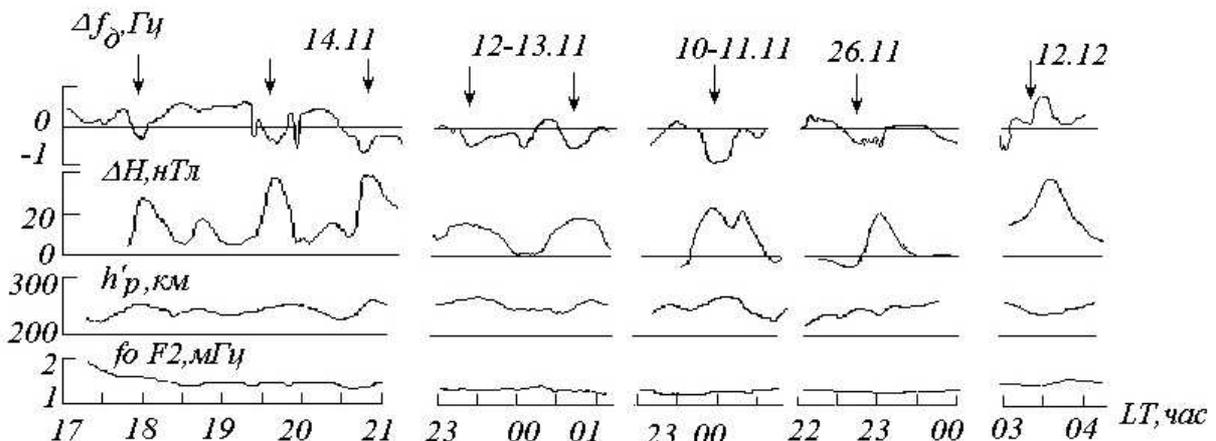


Рис. 1. Доплеровское смещение частоты Δf_d , вариации ΔH -компоненты геомагнитного поля, критических частот $f_o F2$ и действующих высот $h_p' F2$.

На рис. 1 представлены непрерывные записи вариаций доплеровского смещения частоты Δf_d и отклонения от спокойного уровня ΔH -компоненты геомагнитного поля. Там же с времен-

ным разрешением 15 мин приведены критические частоты слоя F2 - $foF2$ и действующие высоты отражения на частоте $0,8 foF2$ ($h_p'F2$), снятые по ионограммам вертикального зондирования ионосферы ст. Москва

Во время всех суббурь в вечернем и ночном секторе 10-11, 12-13, 14 и 26.11.1976г. наблюдается отрицательное доплеровское смещение до -1 Гц, что соответствует дрейфу ионизации вверх, который обусловлен появлением на высотах ионосферы зонального поля восточного направления, усиливающимся в периоды суббурь.

Суббуря 12.12.1976 (утренний сектор) сопровождалась положительным доплеровским смещением, соответствующим уменьшению высоты h_p' на ~ 40 км и небольшим уменьшением $foF2$ на $\sim 0,2$ МГц. Это свидетельствует о появлении на высотах ионосферы зонального электрического поля западного направления.

Вертикальное зондирование

Эффекты магнитосферных суббурь в среднеширотной ионосфере в вечернем и утреннем секторах были проанализированы по ионограммам станции ВЗ Москва за январь - декабрь 1986 г. для 28 изолированных суббурь.

Суббури были разбиты на три временные группы: вечерний сектор 18-21 ч LT, ночной 21-24 ч LT и утренний 24-06 ч LT.

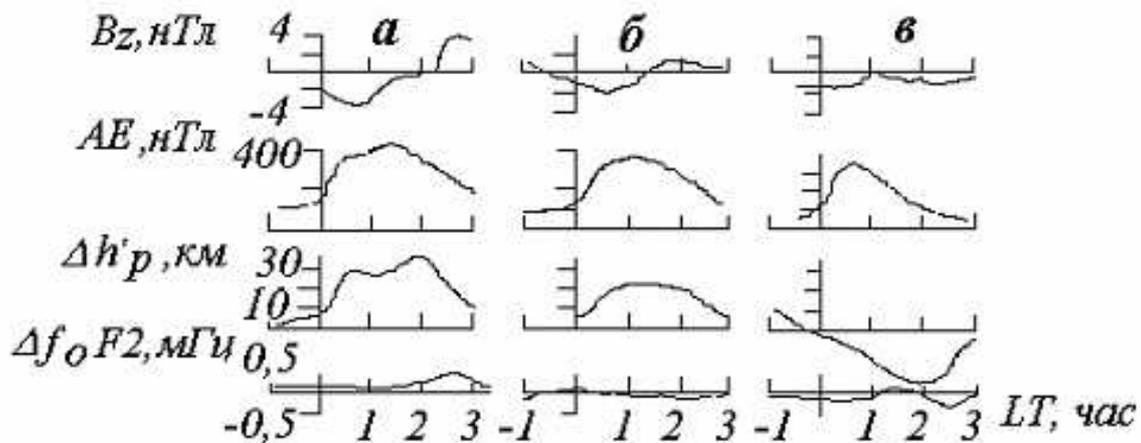


Рис. 2. Зависимости от времени протекания суббури изменения, AE - индекса магнитной активности, $\Delta foF2$ и Δh_p .

На рис. 2 приведены, полученные методом наложения эпох, временные зависимости AE - индекса магнитной активности, $\Delta foF2$ и Δh_p . Резкое увеличение AE - индекса принималось за начало суббури $t=0$. Средняя продолжительность изолированных суббурь составляла в вечернем секторе $\bar{t}=3,3$ час (рис.2а), в ночном $\bar{t}=3,2$ час (рис.2б) и в утреннем $\bar{t}=3,8$ час (рис. 2в).

В вечернем и ночном секторах начало активной фазы суббури сопровождается (рис. 2 а,б) резким возрастанием AE ; Δh_p быстро увеличивается на 25-35 км. Такое увеличение Δh_p можно приписать появлению в вечернем секторе на высотах ионосферы зонального электрического поля восточного направления $E_y \sim 5$ мВ/м [2,4]. $\Delta foF2$ невелико и в начале активного периода составляет всего $\sim 0,2-0,3$ МГц. На фазе зарождения суббури ($t < 0$) отсутствуют систематические изменения Δh_p . Окончание суббури характеризуется возвращением Δh_p к исходным значениям и поворотом B_z компоненты ММП к северу.

В утреннем секторе (рис. 16) значения Δh_p убывают на фазе развития суббури, что свидетельствует о появлении на высотах ионосферы E_y западного направления.

Отметим, что в $\sim 10\%$ случаев наблюдались "аномальные" суббури с электрическими полями противоположного направления, что свидетельствовало о наличии на высотах ионосферы зонального электрического поля, вероятно генерируемого ионосферным источником или возвратными токами на средних широтах из восточной или западной электроструи

Заключение

Эффект геомагнитных возмущений в ионосфере проявляется по-разному на различных этапах этих возмущений в зависимости от действующего агента. Это и электрические поля, и акустико - гравитационные волны, область генерации которых совпадает с авроральной зоной, и с перестройкой нейтральной составляющей атмосферы. Первичный эффект суббурь в слое F2 ионосферы проявляется в возникновении дополнительного зонального электрического поля. Результаты проведенных выше исследований показали, что поле в средних широтах направлено на восток в дополуночном секторе и на запад - в послеполуночном секторе и составляет 1 - 5 мВ/м. Данные вертикального и доплеровского зондирования показали, что эффекты этих полей в слое F2 выражаются в значительных вариациях высоты слоя F2 и небольших изменениях максимальной электронной концентрации.

Список литературы

1. Акасофу С.И., Чепмен С. Солнечно – земная физика. Часть 2 . М.: Мир, 1975. – 509 с.
2. Park C.G., Meng C.I. Vertical motion of the midlatitude F2 layer during magnitospheric substorms // J.Geophys.Res. - 1971. Vol.76. No34. – P. 8326–8332.
3. Пушкова Г.Н., Юдович Л.А. Магнитоионосферный эффект суббурь // Геомагнетизм и эрономия. 1978. – Т.18. № 2. – С. 263–266.
4. Намгаладзе А. А., Клименко В. В. Влияние электрического поля на поведение среднеширотной ионосферы в вечернем секторе во время суббурь // Сб.: Диагностика и моделирование ионосферных возмущений. М.: Наука. 1978. – С. 69–76.
5. Park C.G. Substorms electric fields in the evening plasmasphere and their effects on the underlying F layer // J.Geophys.Res. 1976. – Vol. 81. No13. – P. 2283 – 2288.
6. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.:Мир. 1973. – 325 с.
7. Коломийцев О.П., Сергеенко Н.П., Юдович Л.А. О динамических свойствах ионосферной плазмы в периоды магнитосферных суббурь // Геомагнетизм и аэрномия. 1978. – Т.18. № 3. – С. 537–539.
8. Лобачевский Л.А., Сергеенко Н.П., Сергеенко О.С., Юдович Л.А. Эффекты электрических полей в период магнитосферных суббурь по данным доплеровского зондирования // Геомагнетизм и аэрномия. 1978. – Т.18. № 3. – С. 427–431.

Том I, с. 315–318

УДК: 523.9-7, 520.27

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АБСОЛЮТНОГО ЗНАЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ПОТОКА НА ИРКУТСКОМ РАДАРЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ

А. Г. Сетов, Р. В. Васильев, Д. С. Кушнарев, А. В. Медведев

Институт солнечно-земной физики, 664033, г. Иркутск, Лермонтова, 126А

E-mail: setov@iszf.irk.ru

Аннотация. Иркутский радар некогерентного рассеяния (ИРНР) обладает рупорной антенной 246×12 м с шириной луча $0.5^\circ \times 20^\circ$ и работает в диапазоне 154–162 МГц. В раскрытии антенны ИРНР присутствует поляризационный фильтр, пропускающий только горизонтально поляризованные волны. Помимо активных наблюдений за ионосферой, ИРНР используется в качестве радиотелескопа для наблюдения за мощными радиоисточниками. В летнее время ИРНР позволяет каждый день регистрировать солнечное излучение в течение нескольких часов. В работе описан метод для получения абсолютного значения солнечного потока на ИРНР. Метод включает в себя ежедневную калибровку усиления и смещения мощности в приемном тракте по радиоисточнику Лебедь-А, а также калибровку общей АЧХ антенно-фидерного тракта ИРНР по картам космического шума GSM (Global Sky Model). В результате применения метода определяется спектральная плотность потока мощности солнечного излучения в единицах $[W \cdot m^{-2} \cdot Hz^{-1}]$ или в единицах sfu (solar flux units), которые используются для описания потока в литературе, посвященной наблюдениям Солнца. Приведено несколько дней измерений абсолютного солнечного потока в периоды низкой и высокой солнечной активности.

Ключевые слова: абсолютная калибровка; карты космического шума; солнечный поток; Иркутский радар некогерентного рассеяния (ИРНР)

METHOD FOR DETERMINING ABSOLUTE VALUES OF SOLAR FLUX AT IRKUTSK INCOHERENT SCATTER RADAR

A. G. Setov, R. V. Vasilyev, D. S. Kushnarev, A. V. Medvedev

Abstract. Irkutsk incoherent scatter radar (IISR) has a horn antenna 246×12 m with beamwidth of $0.5^\circ \times 20^\circ$ and operates in 154–162 MHz frequency range. There is a polarization filter in the antenna aperture that passes only horizontally polarized waves. Apart from active monitoring of the ionosphere, the IISR is used as a radio telescope to observe powerful radiosources. In summer time, the IISR measures solar radiation every day for several hours. This work presents a method to determine absolute values of the solar flux at the IISR. The method includes daily calibration of the power gain and bias in the receiver using Cygnus-A radiosource, as well as calibration of overall frequency response of the IISR antenna-fider system with sky noise maps GSM (Global Sky Model). As the result of the method, solar flux density is determined in units $[W \cdot m^{-2} \cdot Hz^{-1}]$ or in solar flux units (sfu) that are used to characterize flux in literature, devoted to solar studies. We provide several days of observation of absolute solar flux in periods of low and high solar activity.

Keywords: absolute calibration; sky noise maps; solar flux; Irkutsk incoherent scatter radar (IISR)

Введение

Исследование солнечного излучения и его влияние на атмосферу Земли является одной из важнейших научных и прикладных задач. Для всестороннего анализа влияния Солнца, необходимы измерения радиоизлучения на различных инструментах во всем возможном диапазоне частот. Иркутский радар некогерентного рассеяния (ИРНР), который используется для активных измерений параметров ионосферы, также может применяться как радиотелескоп [1]. Антенна ИРНР – рупор с размерами 246×12 м, возбуждаемый волноводно-щелевой структурой и разделенный на 2 полурупора перегородкой. Полурупоры образуют 5-метровую базу, что дает возможность интерферометрических измерений. Также, в апертуре антенны имеется поляризационный фильтр,

который пропускает только волны с горизонтальной поляризацией. ИРНР работает в диапазоне частот 154-162 МГц и обладает частотным принципом сканирования, т.е. положение максимума диаграммы антенны отклоняется от вертикального (154 МГц) на 30° на Юг (162 МГц). Такой сектор обзора позволяет наблюдать Солнце с мая по август. Диапазон частот ИРНР представляет особый интерес, поскольку установок, работающих в метровом диапазоне мало, в связи с дороговизной создания радиотелескопов с большой апертурой отдельных антенных элементов. На ИРНР регистрируются и записываются квадратуры принятых сигналов, что дает значительную гибкость в выборе возможной пост-обработки, например, при выборе времени накопления или ширине окна преобразования Фурье [2]. Важной характеристикой при анализе солнечного радиоизлучения служит непосредственное значение спектральной плотности потока мощности (или просто потока), так как оно позволяет сравнивать уровень принятого излучения на различных инструментах.

В данной работе предложен метод для получения абсолютных значений потока солнечного излучения. Для этого необходимо иметь представление о форме диаграммы направленности, а также откалибровать приемный тракт, т.е. получить усиление и значение собственных шумов. Ранее калибровка пассивных наблюдений на ИРНР не проводилась, а аппаратные средства для калибровки отсутствуют. Кроме того, параметры приемного тракта могут значительно измениться от одного эксперимента к другому, поскольку постоянно ведутся работы по усовершенствованию системы. Поэтому калибровка должна проводиться по имеющимся данным на регулярной (ежедневной) основе.

Описание метода

Пассивные наблюдения на ИРНР включают два режима работы: режим отслеживания радиоисточников и режим сканирования всего неба. При отслеживании, частота приема изменяется таким образом, чтобы основной лепесток антенны был направлен на радиоисточник. В режиме сканирования прием происходит на 11 фиксированных частотах, для получения сигнала со всего сектора обзора. Фурье-спектр сигналов, принятых на отдельных частотах, определяет сразу несколько направлений приема. На рисунке 1 показано частотно-временное распределение принятой мощности в течение дня, где ведется отслеживание Солнца (01:00-10:00) и радиоисточника Лебедь-А (16:30-22:00). Характерные полосы определяются шириной полосы пропускания приемного тракта, которая составляет 625 кГц.

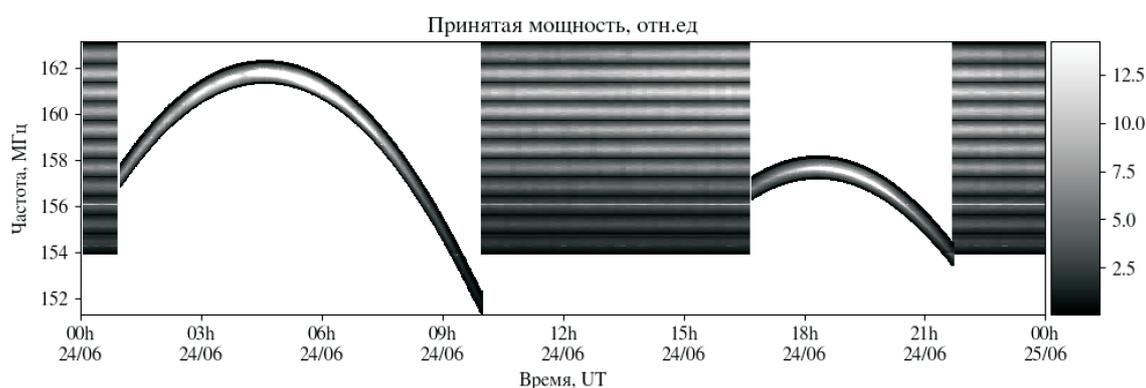


Рис. 1. Частотно-временное распределение принятой мощности в течение дня наблюдений

Спектральная плотность потока мощности S определяется интенсивностью излучения I :

$$S = \int_{source} I(\theta, \phi) d\Omega \quad (1)$$

Значение принятой мощности на входе приемника зависит от параметров антенны:

$$P_r = \frac{\Delta f G \lambda^2}{8\pi} \int_{4\pi} I(\theta, \phi) F^2(\theta, \phi) d\Omega, \quad (2)$$

где $F^2(\theta, \phi)$ - диаграмма направленности антенны [3], G - коэффициент усиления. В выражении (2) делается предположение о том, что принимается только половины от всей падающей на антенну мощности из-за действия поляризационного фильтра.

Связь принятой мощности с мощностью оцифрованного сигнала, включающая характеристики приемного тракта, задается линейным соотношением $P_d = g(P_r + b)$. Для калибровки приемного тракта используется радиоисточник Лебедь-А, угловые размеры которого значительно меньше ширины диаграммы направленности ИРНР, что значительно упрощает выражения (1), (2). Поток от этого источника достаточно хорошо изучен и на частоте 158 МГц составляет 9850 Ян. Кроме того, нужно учесть спад коэффициента усиления в антенне с частотой (см. рис. 1). Для этого определяется форма АЧХ антенны по данным, полученным в режиме сканирования. В этом случае, уровень шума неба от распределенных космических источников меняется в течение дня. Для учета этого изменения используется модель распределения яркостной температуры неба Global Sky Model (GSM) [4], которая позволяет определить космический шум на заданной частоте. Результат оценки АЧХ показан на рисунке 2. Чтобы получить общую форму АЧХ проводится сплайн интерполяция уровня на 11 центральных частотах. Видно, что на усиление на высоких частотах, когда луч отклоняется от вертикали, выше.

Последней задачей, после проведения калибровки, является получение потока мощности S от Солнца. Однако, так как ширина луча ИРНР имеет размеры $0.5^\circ \times 20^\circ$, сопоставимые с размерами солнечного диска, нельзя упростить выражения (1), (2) также как и в случае с Лебедем-А. Для решения этой проблемы, в данном методе форма распределения яркости по диску Солнца задается эллипсом, размытым гауссианой и приплюснутым на полюсах (см. работы [5]).

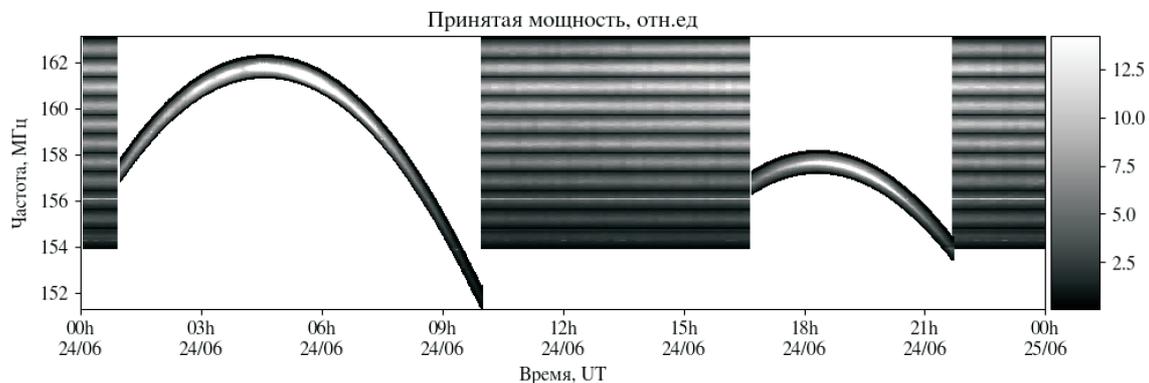


Рис. 2. АЧХ антенны и приемного тракта ИРНР на 11 частотах в режиме сканирования (штриховая линия) и их огибающая (сплошная линия)

Результаты

На рисунке 3 показан поток мощности Солнца в единицах solar flux units (sfu), полученных по рассмотренной методике, для двух дней наблюдения. Поток мощности 25.06.2017 соответствует спокойному Солнцу, в то время как 11.07.2017 на Солнца происходила мощная радиобуря, в результате чего поток возрос в несколько раз. Уровень потока в спокойный день (около 5 sfu) согласуется с данными измерений на других инструментах в данном диапазоне частот [5]. Однако, как видно из левого рисунка, значение потока в течение часа меняется слишком сильно. Это может быть связано, как с тем, что форма распределения интенсивности отличается от равномерного эллипса, так и с тем, что падающее излучение имеет выраженную поляризацию.

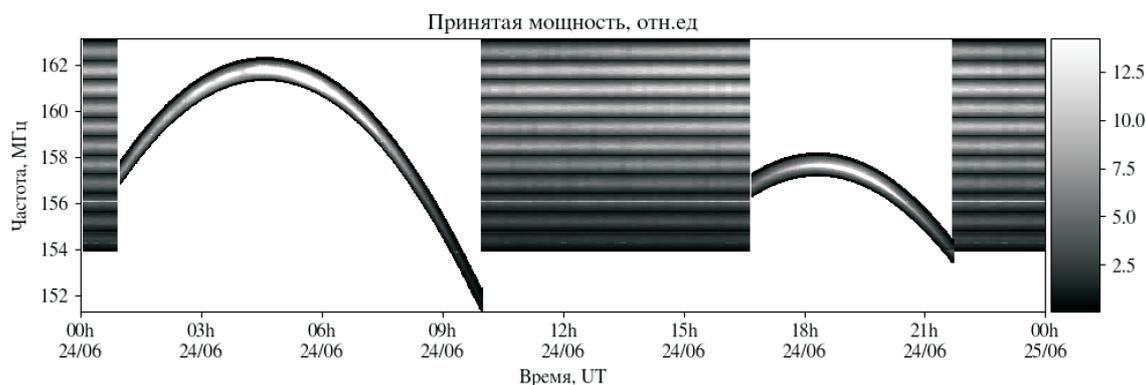


Рис. 3. Абсолютный поток мощности Солнца в спокойных условиях 25.06.2017 (слева) и во время радиобури 11.07.2017 (справа)

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 18-17-00042). В работе были использованы экспериментальные данные ЦКП «Ангара» (<http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>).

Список литературы

1. Модель сигнала дискретного космического радиоисточника для Иркутского радара некогерентного рассеяния / Р. В. Васильев, М. В. Глоба, Д. С. Кушнарёв и др. // Труды XXV Всероссийской открытой конференции «Распространение радиоволн». — 2016. — 7.
2. Recording and control digital systems of the Irkutsk Incoherent Scatter Radar / A. P. Potekhin, A. V. Medvedev, A. V. Zavorin et al. // *Geomagnetism and Aeronomy*. — 2009. — Vol. 49, no. 7. — P. 1011–1021.
3. Лебедев В. П., Медведев А. В., Кушнарёв Д. С. Методика калибровки диаграммы направленности Иркутского радара НР // Труды международной байкальской молодежной научной школы по фундаментальной физике. — 2006. — С. 185–188.
4. A model of diffuse Galactic radio emission from 10 MHz to 100 GHz / A. de Oliveira-Costa, M. Tegmark, B. M. Gaensler et al. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2008. — Vol. 388. — P. 247–260.
5. Leblanc Y., le Squeren A. M. Dimensions, temperature and electron density of the quiet corona. Their variations during the solar cycle // *Astronomy & Astrophysics*. — 1969. — Vol. 1. — P. 239–248.

Том I, с. 319–322

УДК: 087.2 + 537.87

ПРОБЛЕМЫ ВЫБОРА ЗРИТЕЛЬНЫХ ОСЕЙ СПУТНИК-ПРИЕМНИК В ПРАКТИКЕ ГНСС ТРАНСИОНОСФЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ ЗА СЛАБЫМИ СМ ПИВ

Р. О. Шерстюков, А. Д. Акчурин, О. Н. Шерстюков

Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: sher-ksu@mail.ru

Аннотация. В работе рассмотрены проблемы детектирования среднеширотных среднемасштабных перемещающихся ионосферных возмущений с малой интенсивностью неоднородности электронной концентрации $\Delta N/N$ с помощью метода транссионосферного зондирования сигналами ГНСС. Для сбора данных была использована плотная сеть ГНСС-приемников (более 150 шт.), расположенная на территории РФ. На основе полученных экспериментальных данных показана избирательность метода транссионосферного зондирования к среднемасштабным перемещающимся ионосферным возмущениям в зависимости от геометрических условий наблюдения. Так, использование двумерных карт вариаций полного электронного содержания позволило одновременно наблюдать сигнатуры среднемасштабных перемещающихся ионосферных возмущений с помощью спутников R03, G18, имеющих схожие геометрические условия наблюдения, и не наблюдать их с помощью спутника R18. Учет расположения зрительных осей спутник-приемник относительно фазового фронта волны позволил сформировать метод наблюдения за малоинтенсивными среднеширотными СМ ПИВ.

Ключевые слова: ионосфера, среднемасштабные перемещающиеся ионосферные возмущения, неоднородности ионосферной плазмы, слой F_2 , двумерные карты вариаций полного электронного содержания, ионозонд, GPS/GLONASS.

THE PROBLEM OF SELECTION THE SATELLITE-RECEIVER LINES-OF-SIGHT IN THE PRACTICE OF THE IONOSPHERE GNSS-SENSING FOR WEAK MSTIDS OBSERVING

R. O. Sherstyukov, A. D. Akchurin, O. N. Sherstyukov

Abstract. The paper deals with the problems of the mid-latitude MSTIDs detection with low intensity of electron density, $\Delta N/N$, using the GNSS transionospheric sounding method. To collect data, a dense network of GNSS receivers located on the territory of the Russian Federation (more than 150 pcs.) has been used. On the basis of the obtained experimental data, the selectivity of the method of transionospheric sounding towards the MSTIDs, depending on the satellite-receiver line-of-sight orientation, is shown. Thus, the use of two-dimensional maps of TEC perturbations allowed to simultaneously observe the MSTIDs signatures using the satellites R03, G18 (which have similar geometric conditions of observation) and not observe them using the satellite R18. Accounting the mutual layout of the satellite-receiver lines-of-sight and phase front of the wave made it possible to form a method for observing the low-intensity midlatitude MSTID.

Keywords: ionosphere, MSTID, perturbations of ionospheric plasma, F_2 layer, two-dimensional TEC-perturbation maps, ionosonde, GPS/GLONASS.

Введение

Самым распространенным в средних широтах ионосферным явлением являются перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ). В первом приближении ПИВ – это неоднородности электронной концентрации, достаточно протяженные в зональном (фронтальном) направлении (не менее 1000 км), которые могут наблюдаться как одно, так и несколько пространственных колебаний (и не обязательно с равноудаленными друг от друга фронтами).

Основным инструментом, позволяющим определять горизонтальное распределение электронной плотности СМ ПИВ явилась, появившаяся в последнее время в средних широтах сеть ГНСС-приемников, однако метод имеет относительно низкую чувствительность, позволяющую в средних широтах легко выделять лишь КМ ПИВ (для которых вполне достаточно порога выделения ПИВ с отсечением шумовой компоненты равной 0.5 TECU [1]). Низкая чувствительность связана, в первую очередь, с большой рабочей частотой сигналов ГНСС-спутников, что примерно в 100 раз превышает критические частоты F-слоя. Во вторых, такой высокий порог – следствие различных процедур пространственного усреднения вариаций фазы сигнала для удаления пространственного шума. И хотя наиболее оптимистичные оценки точности наклонного ПЭС приближаются к 0.01-0.02 TECU [2], в реальности выделение СМ ПИВ возможно при пороговых значениях отсечения шумов ~ 0.2 TECU [2, 3]. Порог регистрации СМ ПИВ можно повысить за счет селекции наблюдений, когда параметры сигналов зрительных осей спутник-приемник, обладают наибольшей чувствительностью к СМ ПИВ. Если до недавнего времени вопрос селекции ориентаций зрительных осей, по которым ведется подсчет наклонного ПЭС для построения карт ПЭС и выделения на них возмущений, внимательно не рассматривался, так как изначально выделялись КМ ПИВ или интенсивные СМ ПИВ, то сейчас, для выделения СМ ПИВ, этот учет начал производиться. Отметим, что значительный опыт учета ориентаций зрительных осей накоплен при измерениях на астрономических радиоинтерферометрах [4, 5], в ионосферных измерениях также осуществлялись попытки как-то промоделировать этот эффект для дальнейшего экспериментального обнаружения [6].

Таким образом, в данной работе нами представлена методика селекции зрительных осей спутник-приемник для выделения СМ ПИВ, а также результаты анализа с ее применением на основе измерений сети среднеширотных станций ГНСС.

Метод и результаты

В работе используются данные, полученные на среднеширотной сети 2-ух частотных станций ГНСС-сигналов, охватывающей свыше 150 приемных пунктов. Анализируются вариации ПЭС, которые получены с помощью удаления низкочастотной составляющей (вычитания одночасового скользящего среднего) из регистрируемых значений ПЭС. Такой метод удаления тренда является наиболее простым для исследований ПИВ при помощи густой сети спутниковых навигационных приемников [7]. Данные для всех регистрируемых подионосферных точек позволяют сформировать двумерные карты вариаций ПЭС (ПЭС-карты) (вопрос построения ПЭС-карт рассмотрен в статье [8]).

Дневные СМ ПИВ в средних широтах могут иметь интенсивность неоднородности электронной концентрации $\Delta N/N < 10\%$, при этом длины волн составляют менее 100 км. Небольшие размеры неоднородностей делают их практически незаметными для наблюдения с помощью метода трансionoсферного зондирования ГНСС-сигналами, поэтому они не всегда отображаются на двумерных картах вариаций ПЭС. Поэтому для данного метода важен учет геометрического расположения зрительных осей спутник-приемник относительно пространственного расположения неоднородности [6].

На основе экспериментальных данных сети ГНСС-приемников рассмотрим влияние на вариации ПЭС расположения зрительных осей спутник-приемник относительно фронтов ПИВ. 2D карты вариаций ПЭС строились для измерений 21.09.2016 (9:45÷10:35 UT) со спутников ГНСС G18, R03, R18. На рис. 1 (сверху) представлены двумерные карты вариаций ПЭС с присутствующими полосчатыми структурами (сигнатуры СМ ПИВ на ПЭС картах) для трех различных спутников ГНСС-сигналов (G18, R03, R18) в 10:00 UT. На ПЭС-картах, построенных для спутников G18 и R03, в широкой области пространства (более 1000 км²) наблюдаются перемещающиеся в юго-восточном направлении полосчатые структуры с амплитудами вариаций ПЭС до 1 TECU, в это же время на ПЭС-карте со спутника R18 полосчатые структуры отсутствуют. Пронаблюдаем за вариациями ПЭС на одном из приемных пунктов ГНСС-сигналов с координатами 34.7°С.Ш., 53°В.Д. На рис 1 снизу видно, что после 10:00 UT вариации ПЭС по данным со спутников G18 и R03 имеют примерно одинаковые периоды положительного отклонения (~ 30 минут) и ампли-

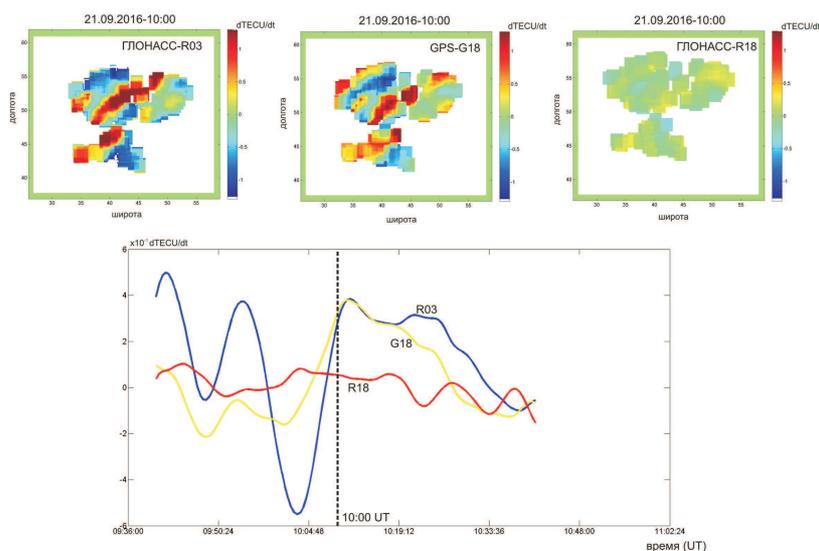


Рис. 1. Двумерные карты вариаций ПЭС для спутников R03, G18, R18 (сверху), вариации ПЭС на приемнике ГНСС сигналов с координатами 34.7 С.Ш., 53 В.Д.

туды около 0.4 TECU. В это же время амплитуда вариации ПЭС для спутника R18 не превышает 0.1 TECU, а период вариаций в несколько раз меньше, чем для R03, G18.

Рассмотрим взаимное расположение зрительных осей спутник-приемник (для спутников R03, R18, G18) и горизонтального фазового фронта ПИВ в период с 9:45 до 10:35 UT (рис. 2). Пунктирные линии на рис. 2, соединяющие подионосферные точки (синие окружности на рисунке) и точку расположения приемника (синий круг), являются зрительными осями спутник-приемник. Горизонтальные фазовые фронты ПИВ обозначены прямыми черными линиями, а стрелки указывают на направление их движения. Рассмотрим отдельно перемещение спутника R18 для которого СМ ПИВ на ПЭС-картах не наблюдаются в период 9:45÷10:10 и 10:10÷10:35. Зрительная ось спутника R18 в период 9:45÷10:10 UT направлена в сторону уходящего фронта СМ ПИВ. Снова обратимся к рис. 1 снизу, в этом промежутке времени амплитуды вариации ПЭС для R18 не превышают 0.1 TECU. В период 10:10-10:35 азимут зрительной оси изменился на 60° относительно горизонтального фазового фронта волны. Такое быстрое во времени изменение геометрические условия наблюдения можно заметить в виде высокочастотных вариаций ПЭС (период 10 минут) на рис. 1 снизу. Эти вариации не являются сигнатурами неоднородности, а вызваны только лишь изменением условий наблюдения.

Рассмотрим геометрические условия наблюдения для спутников R03, G18. Оба спутника имеют схожую траекторию, а сигнатуры СМ ПИВ присутствуют на ПЭС картах. Зрительные оси спутников направлены в сторону приближающихся фазовых фронтов СМ ПИВ в течение всего времени наблюдения, а их азимуты изменяются не более чем на 40° . Такое изменение азимута и

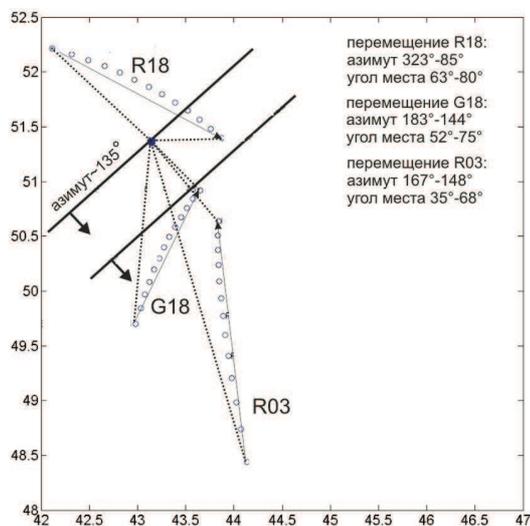


Рис. 2. Расположение зрительных осей спутников R03, R18, G18 и фронтов СМ ПИВ (слева).

расположение зрительных осей относительно фазового фронта волны не влияет значительно на амплитуду вариаций ПЭС.

Подытожим экспериментальные результаты: сигнатуры СМ ПИВ наблюдаются на ПЭС картах (видны в вариациях ПЭС) только когда зрительная ось спутник-приемник направлена в сторону приближающегося фазового фронта СМ ПИВ.

Обсуждения и заключение

В работе представлена методика обнаружения среднемасштабных среднеширотных СМ ПИВ методом трансионосферного зондирования с помощью сигналов ГНСС. Показано, что часть СМ ПИВ может оставаться незамеченными или детектированными искаженно. Из-за трехмерной пространственной формы СМ ПИВ, их детектирование требует подбора зрительных осей спутник-приемник. Проведенный эксперимент позволил определить критерии подбора спутников, для уверенного детектирования СМ ПИВ. Подбор зенитных углов зрительной оси спутник-приемник определяет детектирование конкретной зоны повышенной/пониженной электронной концентрации, исключает суммирование набега фазы от соседних зон. Несовпадение зенитного угла зрительных осей и наклона фазового фронта в вертикальной плоскости приводит к частичному или полному нивелированию набега фазы в результате прохождения радиолуча сквозь обе зоны повышенной и пониженной электронной концентрации. Так как СМ ПИВ в вертикальной плоскости наклонены в сторону движения фазового фронта, то наблюдения за ними со спутников, располагающихся позади удаляющихся СМ ПИВ является некорректным.

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-35-00593.

Список литературы

1. Ding, F., W. Wan, Q. Li, R. Zhang, Q. Song, B. Ning, L. Liu, B. Zhao, Xiong B. Comparative climatological study of large-scale traveling ionospheric disturbances over North America and China in 2011–2012 // *J. Geophys. Res. Space Physics* – 2014 – V.119 – P. 519–529 – doi:10.1002/2013JA019523.
2. Otsuka Y., Suzuki K., Nakagawa S., Nishioka M., Shiokawa K., Tsugawa T. GPS observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances over Europe // *Ann. Geophys.* – 2013. – V. 31 – P. 163-172.
3. Kotake N., Otsuka Y., Ogawa T., Tsugawa T., Saito A. Statistical study of medium-scale traveling ionospheric disturbances observed with the GPS networks in Southern California // *Earth Planets Space.* – 2007 – V. 59, No 2. – P. 95– 102.
4. Hoogeveen G. W., Jacobson A. R. Improved analysis of plasmasphere motion using the VLA radio interferometer // *Ann. Geophys.* – 1997 – V. 15 – P. 236-245 –doi:10.1007/s00585-997-0236-6.
5. Kirkland M. W., Jacobson A. R. Drift-parallax determination of the altitude of traveling ionospheric disturbances observed with the Los Alamos radio-beacon interferometer // *Radio Sci.* – 1998 – V. 33 – P. 1807–1826 – doi:10.1029/98RS02033.
6. Afraimovich E.L., Terekhov A.I., Udodov M.Iu., Fridman S.V. Refraction distortions of transionospheric radio signals caused by changes in a regular ionosphere and by travelling ionospheric disturbances // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1992 – V. 54 – P. 1013–1020 – doi: 10.1016/0021-9169(92)90068-V.
7. Tsugawa T., Otsuka Y., J. Coster A., Saito A. Medium-scale traveling ionospheric disturbances detected with dense and wide TEC maps over North America // *Geophys Res. Let.* – 2007. – V. 34, No 22. – doi: 10.1029/2007GL031663.
8. Sherstyukov R.O., Akchurin A.D. Analysis of Daytime Medium-Scale Traveling Ionospheric Disturbances by Two-Dimensional Maps of Total Electron Content Perturbation // *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya FizikoMatematicheskie Nauki.* – 2017 – V. 159, No 3. – P. 374-389.

Том I, с. 323–327

УДК: 537.86

СВЯЗЬ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ЗИМНЕЙ ИОНОСФЕРЕ С ДИНАМИКОЙ СТРАТОСФЕРЫ

Б. Г. Шпынев, М. А. Черниговская, К. Г. Ратовский, Д. С. Хабитуев

Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033 Иркутск, а/я 291

E-mail: shpynev@iszf.irk.ru

Аннотация. По данным ионозондов и архива реанализа ECMWF ERA-Interim исследуются причины проявления в зимней ионосфере среднесаботных волновых возмущений, вызванных атмосферными волнами, возникающими в высокоскоростных струйных течениях стратосферы и мезосферы. Под возмущениями ионосферы понимаются отклонения максимума электронной концентрации $N_m F2$ от среднесуточных значений. По данным спутниковых измерений миссии UARS в 1991-1992 гг. проведены количественные оценки потока энергии и массы воздуха, генерируемого в летней тропической стратосфере/мезосфере, и стекающего в виде струйных течений в полярный регион. Среднесаботные волновые движения в стратосфере и нижней мезосфере возникают в осенне-зимний период (с ноября по февраль) как следствие сдвиговой неустойчивости в плоско-слоистом струйном течении. Часть спектра этих возмущений усиливается при распространении волны против потока и в виде внутренних гравитационных волн передаются на высоты нижней мезосферы и выше, проявляясь в ионосфере в виде перемещающихся ионосферных возмущений. По данным ионозондов в Иркутске и Норильске среднесаботные волновые движения, приходящие из стратосферы и мезосферы, сопоставимы по мощности с геомагнитными ионосферными возмущениями.

Ключевые слова: нижняя и средняя атмосфера, ионосфера, взаимодействие слоев атмосферы, волновые возмущения

THE COUPLING OF WAVE-LIKE DISTURBANCES IN IN WINTER IONOSPHERE WITH THE STRATOSPHERE DYNAMICS

B. G. Shpynev, M. A. Chernigovskaya, K. G. Ratovsky, D. S. Khabituev

Abstract. According to ionosondes and the archive of reanalysis ECMWF ERA-Interim data we investigated the causes of the winter ionosphere medium-scale wave disturbances caused by atmospheric waves arising in the high-speed jet streams in the stratosphere and mesosphere. Perturbations of the ionosphere are considered as deviations of the maximum electron density $N_m F2$ from the daily average values. According to the satellite measurements of the UARS mission in 1991-1992, quantitative estimates of the energy and air mass flow generated in the summer tropical stratosphere/mesosphere and flowing in the form of jet streams to the polar region were made. Medium-scale wave movements in the stratosphere and lower mesosphere occur in the autumn-winter period (November-February) as a consequence of shear-layer instability in the flat-layered jet stream. Part of the spectrum of these disturbances is amplified by the wave propagation against the flow and in the form of internal gravity waves are transmitted to the heights of the lower mesosphere and above, appearing in the ionosphere in the form of travelling ionospheric disturbances. According to the data of the ionosonde in and medium-scale wave disturbances coming from the stratosphere and the mesosphere, are compared with activity associated with geomagnetic disturbances.

Keywords: lower and middle atmosphere, ionosphere, interaction of atmospheric layers, wave disturbances

Введение

На основе теоретических оценок и данных экспериментов миссии UARS в работе [1] были проведены расчеты типичной скорости нагрева молекул озона и молекулярного кислорода солнечным ультрафиолетом в полосе Хартли, скорости радиационного охлаждения и их разницы для разных сезонов 1991-1992 гг. Интерес к данным этих экспериментов состоит в том, что это была одна из немногих коротких миссий, где с помощью инструмента Infrared Monitor

проводилось прямое измерение инфракрасного (ИК) излучения, рассеянного молекулами озона, углекислого газа и воды в земной атмосфере. Расчеты показали, что на высотах 40–60 км существует значительный дисбаланс скорости нагрева и охлаждения стратосферы, величина которого иногда составляла 25%. В проведенных расчетах скорость нагрева всегда превышала скорость охлаждения, однако авторы не смогли связать эту разницу с каким либо разумным физическим механизмом и посчитали причину расхождения следствием погрешности эксперимента.

Целью настоящего исследования является оценка энергетического баланса в системе средняя атмосфера – ионосфера на основе данных этого эксперимента и данных наземного радиозондирования.

Динамика средней атмосферы

В недавно опубликованной нами работе [2] на основе полученных в [1] исходных данных и данных реанализа ECMWF ERA-Interim [3] было показано, что наблюдаемая разница поглощенной и переизлученной энергии в средней атмосфере трансформируется в постоянно действующий источник гравитационного потенциала и массы действующий в летней тропической стратосфере/мезосфере. Мощность такого источника составляет 5-15 Вт/м³/день. Суммарная потенциальная энергия, ежедневно выделяемая в тропической стратосфере, имеет порядок величины $\sim 10^{18}$ - 10^{19} Вт/сут. Высотно-долготное распределение потока энергии в средней атмосфере показано на рис. 1. Этот, постоянно действующий «фонтан» генерирует поток от экватора к полюсам, который, вследствие бароклинной неустойчивости потока формируется в виде плоско-слоистого струйного течения (СТ) [4]. По оценкам из данных реанализа, на высоте стратосферное струйное течение переносит в нижнюю стратосферу и тропосферу поток энергии с мощностью $\sim 10^{18}$ Вт/сут и массу воздуха $\sim 10^{14}$ кг/сут.

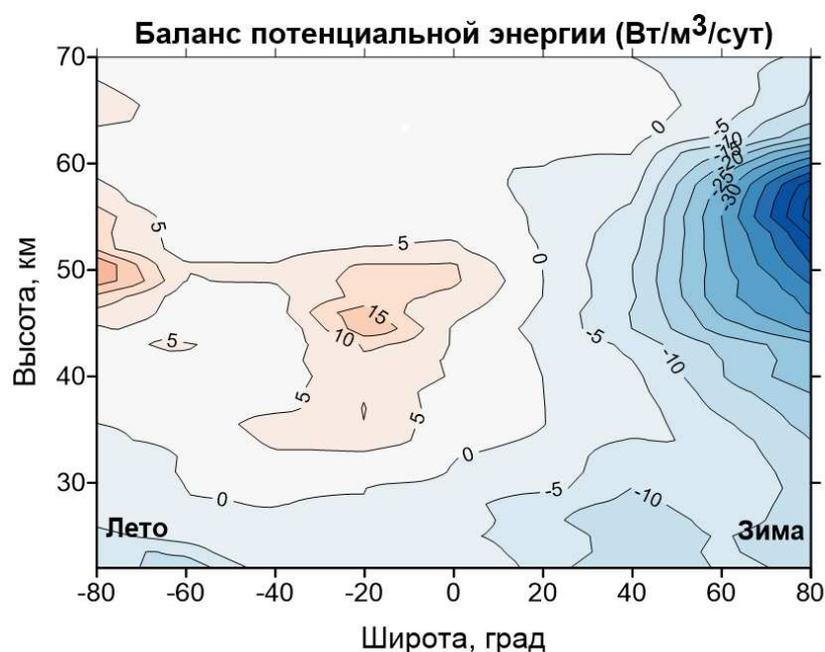


Рис. 1. Высотно-широтное распределение среднесуточной потенциальной энергии, выделяемой стратосферного воздуха вследствие поглощения озоном солнечного УФ излучения.

Поскольку энергия, уносимая СТ в несколько раз меньше энергии экваториального источника, это означает, что их разница расходуется во время движения СТ в полярный регион. Длительность полного цикла нисходящей циркуляции струйного течения составляет 50-70 суток. За это время основная часть «лишней» энергии излучается в ИК диапазоне, другая часть кинетической энергии течения переходит в волновую активность.

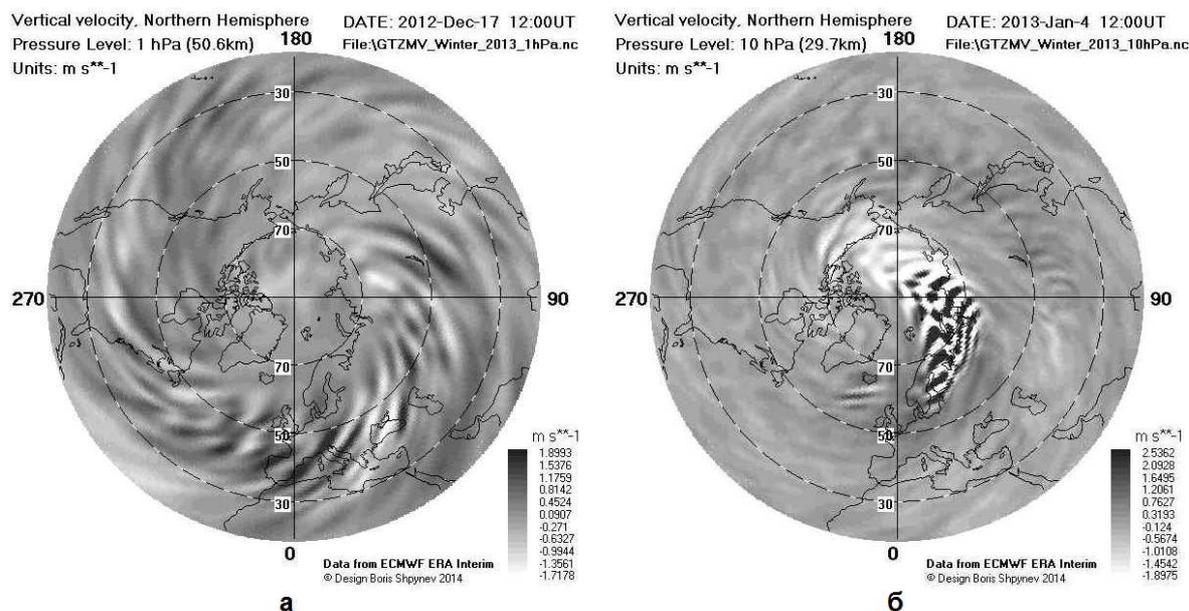


Рис. 2. Примеры среднemasштабных ВГВ на высоте ~ 50 км (а) и развитой турбулентности (роллов) на высоте ~ 30 км (б).

Ранее нами было установлено [4], что в зимнем СТ могут генерироваться два типа внутренних волн. Первый составляют среднemasштабные внутренние гравитационные волны (ВГВ) с пространственными периодами 500-3000 км. Второй тип волн с масштабами 300-500 км относится к акустической ветви внутренних волн и представляет собой развитую турбулентность (роллы), преобразующую энергию потока в тепло. На рис. 2 приведены примеры вариаций вертикальной скорости в стратосфере, которые демонстрируют среднemasштабные ВГВ, которые могут распространяться вверх (рис. 2а) и роллы развитой турбулентности в которой происходит преобразование энергии течения в тепло (рис. 2б). Можно видеть, что зона активности ВГВ на высоте ~ 50 км распространяется до широты 30° N и даже южнее. ВГВ, показанные на рис. 2а, как раз и являются волнами, переносящими волновую энергию в нижнюю термосферу и ионосферу. Эти возмущения распространяются в западном или северо-западном направлении и усиливаются, двигаясь против преобладающего западного переноса воздушных масс. Со времен классических исследований [5] известно, что не все ВГВ могут проникать на высоты термосферы. Часть волн имеют большую горизонтальную компоненту скорости и отражаются от мезопазузы, другая часть претерпевает разделение на короткопериодные волны и просто рассеивается в этом регионе.

Проникновение ВГВ в термосферу и ионосферу

По данным ионозондов в Иркутске и Норильске была проанализирована изменчивость электронной концентрации в максимуме $F2$ слоя, связанная со среднemasштабными возмущениями. Рассчитывались коэффициенты вариации VrN_mF2 , как отклонение от среднесуточных значений на интервале 27 дней, $VrN_mF2 = 100\% \cdot \sqrt{\langle (N_mF2 - \langle N_mF2 \rangle)^2 \rangle} / \langle N_mF2 \rangle$. На рис. 3 приводятся графики VrN_mF2 , рассчитанные для двух временных окон вблизи полудня в Норильске (69° N, 88° E) и для полудня в Иркутске (52° N, 104° E) в 2008-2011 гг. Из графиков видно, что максимум вариативности строго совпадает с периодом развития стратосферного струйного течения (ноябрь-февраль). В Норильске эта зависимость особенно выражена, поскольку этот пункт обычно находится в зоне генерации наиболее сильных ВГВ.

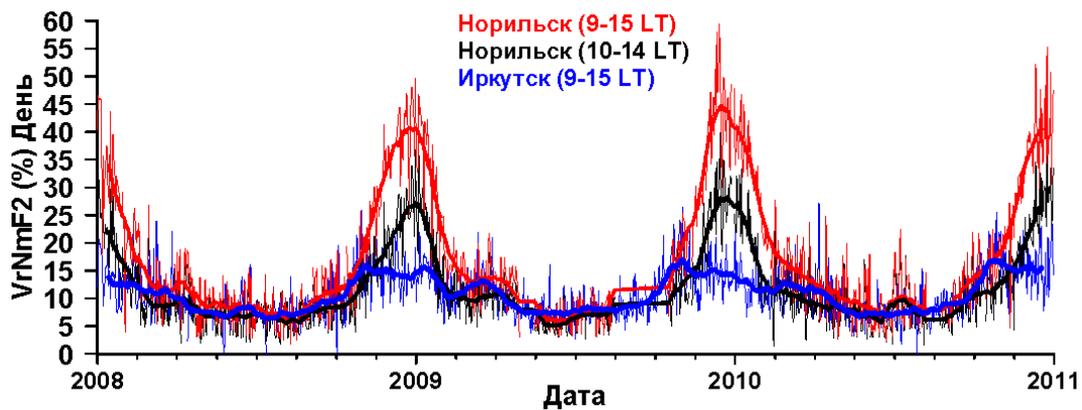


Рис. 3. Временные вариации изменчивости $N_m F2$ в годы минимума солнечной активности.

Чтобы оценить по порядку величины энергию, переносимую ВГВ, можно рассмотреть простейшее уравнение для полной энергии осциллятора $E = \frac{1}{2}m\omega^2 A^2$, где m — масса, ω — частота и A — амплитуда колебаний. Для примеров на рис. 2 можно оценить, что ширина области генерации волн составляет ~ 3000 км, длина ~ 20000 км. Массу объема воздуха, участвующего в волновом движении, можно оценить из амплитуды вариаций переходного слоя между слоями струйного течения. Амплитуда волны сравнима с расстоянием между слоями и составляет ~ 1 км. Плотность воздуха на высоте 50 км составляет 10^{-4} кг/м³. Для оценок используем предельную частоту линейных ВГВ, т. е. частоту Брента–Вяйсяля, равную 0.02. Тогда энергия колебаний в каждом переходном слое между слоями струйного течения составит $E \approx 10^{13}$ Вт. Если эта энергия полностью попадает в термосферу, то за сутки это составит $E \approx 10^{17}$ Вт, то есть это величина сравнимая с полученным ранее гравитационным потенциалом струйного течения. Эта предельная оценка соответствует скорее роллам акустической турбулентности (см. рис. 2б), и реальная величина энергии ВГВ (рис. 2а) на порядок меньше, но даже такая величина волновой энергии, отправляемой вверх, является весьма внушительной.

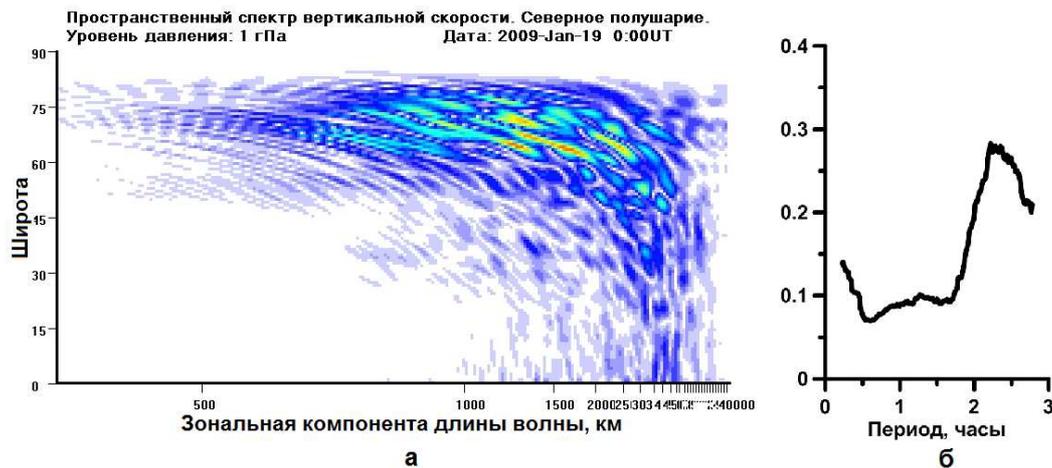


Рис. 4. Спектральный состав ВГВ в средней атмосфере (а); спектр ионосферных ПИВ по данным ионозонда в Иркутске (б).

На рис. 4а приведен пространственный спектр ВГВ, рассчитанный по данным реанализа ECMWF ERA-Interim для высоты 50 км. Основная энергия ВГВ приходится на колебания с длиной волны 700 – 3000 км. К сожалению, 6-часовой интервал данных реанализа затрудняет пря-

мую оценку горизонтальной скорости возмущений, но по движению отдельных, наиболее мощных возмущений фазовая скорость ВГВ на этих высотах оценивается как 50-70 м/с. На рис. 4б приведен спектр перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ), наблюдавшихся на ионозонде в Иркутске в зимние месяцы 2011-2017 гг. В интересующей нас спектральной области усилены вариации с максимумом ~ 2.2 часа. Если считать, что горизонтальная структура ВГВ при переходе из мезосферы в ионосферу сильно не изменяется, то типичная фазовая скорость распространения ВГВ-ПИВ в ионосфере составит ~ 300 м/с.

Заключение

Наблюдаемое в зимней ионосфере усиление волновой активности является следствием формирования в зимней стратосфере плоско-слоистого струйного течения, между слоями которого развивается сдвиговая неустойчивость, порождающая среднемасштабные ВГВ. Характерный период ПИВ в ионосфере определяется пространственным масштабом ВГВ в страто-мезосфере. Характерная скорость распространения ВГВ в стратосфере составляет 50-70 м/с. Скорость распространения ПИВ в ионосфере оценивается 300 м/с, средний период ПИВ составляет 2.2 часа.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда, Проект № 18-17-00042. Методы программной обработки данных получены в рамках базового финансирования программ ФНИ П.12 и П.16. Экспериментальные данные получены частично с использованием оборудования ЦКП «Ангара» (ИСЗФ СО РАН).

Список литературы

1. Mlynczak M.G., Mertens C.J., Garcia R.R., Portman R.W. A detailed evaluation of the stratospheric heat budget, 2. Global radiation balance and diabatic circulations // *J. Geophys. Res.* – 1999. – Vol. 104. – P. 6039–6066.
2. Shpynev B.G., Khabituev D.S., Chernigovskaya M.A., Zorkal'tseva O.S. Role of winter jet-stream in the middle atmosphere energy balance // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* – 2019. – doi: 10.1016/j.jastp.2019.03.008.
3. Dee D.P., Uppala S.M., Simmons A.J. et al.,. The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* – 2011. – Vol. 137. – P. 553–597. – doi:10.1002/qj.828.
4. Shpynev B.G., Churilov S.M., Chernigovskaya M.A. Generation of waves by jet stream instabilities in winter polar stratosphere/mesosphere // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* – 2015. – Vol. 136. – P. 201–215. – doi:10.1016/j.jastp.2015.07.005.
5. Hines C.O. Internal gravity waves at ionospheric heights // *Can. J. Phys.* – 1960. – Vol. 38. – P. 1441 – 1481.

Том I, с. 328–331

УДК: 551.510.413 + 537.87

СРАВНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЛОТНОСТЕЙ И ТЕМПЕРАТУР НА СПУТНИКАХ SWARM И НАЗЕМНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Г. С. Смирнов, А. Д. Акчурин

Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: GSSmirnov@kpfu.ru

Аннотация. Для определения степени связности неоднородности электронной концентрации типа СМ ПИВ ниже и выше пика F слоя было выполнено сопоставление данных ионозонда и низкоорбитальной эскадры спутников Swarm. Было установлено, что вариации критической частоты в большинстве случаев близки к противофазному поведению относительно вариаций электронной концентрации на высоте пролета спутника. Это означает, что в высотной структуре СМ ПИВ разрежение электронной концентрации в нижней части ионосферы сменяется уплотнением на высотах 450-500 км и наоборот.

Ключевые слова: перемещающиеся ионосферные неоднородности; ионозондовые измерения; спутниковые измерения; спутники Swarm

COMPARISON OF ELECTRON CONCENTRATIONS AND TEMPERATURES ON SATELLITE MEASUREMENTS AND GROUND OBSERVATIONS

G. S. Smirnov, A. D. Akchurin

Abstract. To determine the degree of connectivity of the electron density inhomogeneity of the MSTID type below and above the F layer peak, a comparison was made of the ionosonde data and the low-orbit constellation of the Swarm satellites. It was found that, in most cases, variations in the critical frequency are close to antiphase behavior with respect to variations in the electron concentration at the satellite altitude. This means that in the altitude structure of the MSTID, the depletion of the electron density in the bottomside of the ionosphere is replaced by enhancement at altitudes of 450-500 km and vice versa.

Keywords: travelling ionospheric disturbances; ionosonde measurements; satellite measurements; Swarm satellites

Введение

На средних широтах существуют спорные вопросы, относящиеся к механизмам образования среднемасштабных перемещающихся ионосферных возмущений (СМ ПИВ), постоянно присутствующих в магнитно-спокойные времена.

В силу отсутствия в средних широтах достаточного мощного и быстро сканирующего НР радара эту задачу можно попытаться решать лишь на мультиинструментальной базе не столь дорогостоящих и не столь информативных приборов. В частности, альянс ионозондовых данных с повышенным временным разрешением и спутниковых измерений (низкоорбитальных) над местом ионозондового зондирования позволяет начать решать задачу взаимодействия неоднородностей ниже максимума области F и верхней ионосферы с помощью простого сопоставления неоднородностей (типа СМ ПИВ) в электронной концентрации, полученных от каждого источника, движущихся в направлении экватора (или к югу в Северном полушарии). Прежде схожие мультиинструментальные измерения проводились лишь на экваториальных и близких к ним широтах, а в данной работе была произведена попытка рассмотреть средние.

Используемые данные и методика обработки

Swarm – эскадра из трех спутников: Swarm-A, Swarm-B, Swarm-C. Спутники А и С следуют на высоте около 470 км, а спутник В движется немного особняком от них на высоте около 520 км. Одним из инструментов, установленных на спутниках Swarm, является прибор EFI для измерения электрического поля [1], в составе которого входят два ленгмюровских пробника, которые обеспечивают данные об электронной концентрации N_e и электронной температуре T_e . Данные электронной плотности N_e от Swarm были валидированы и калиброваны на основе измерений другими инструментами [2].

Источником экспериментальной информации о неоднородной структуре слоя F является ионозонд «Циклон», расположенный под Казанью на 55.85° N и 48.82° E. Ионозонд работает в минутном режиме и позволяет фиксировать изменения порядка 20–40 минут, а при необходимости может обеспечить высотное разрешение отражений не менее 200 м. На основе полученных ионограмм считывается текущее значение критической частоты.

Для адекватного сравнения данных, относящихся к одной и той же области пространства в горизонтальной плоскости из вышеуказанных источников, необходимо было отобрать подходящие случаи с учетом следующих фактов: при прохождении над ионозондом перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ) различного масштаба изменяют угол отражающих поверхностей для зондирующего сигнала. Ионозонд способен увидеть наклоненные этими неоднородностями отражающие поверхности в ограниченной $5\text{--}10^\circ$ от зенита области, что на высоте слоя F соответствует горизонтальному расстоянию примерно 200 км, которое спутник проходит примерно за 30 секунд, что резко ограничивает количество отсчетов данных со спутника, попадающих в указанный интервал по расстоянию. По этой причине рассматривались лишь те неоднородности, которые в традиционной классификации соответствуют среднемасштабным ПИВ (СМ ПИВ), для которых горизонтальная длина волны соответствует от 100 до 400 км [3]. Такие ПИВ вызывают изменения в критической частоте около 10%, и сохраняют форму при перемещении на 2–3 тыс. км [4], что позволило достаточно легко выделять их как в ионозондовых результатах, так и в спутниковых измерениях. Более того, способность сохранять форму позволяет преобразовать пространственные измерения спутника во временные перемещения картины неоднородности над ионозондом, что и использовалось при рассмотрении указанных случаев.

Исходя из вышесказанного, выбирались такие пролеты спутника, где изменения электронной плотности оказывались более 10% при пролете непосредственно над ионозондом, после чего анализировались ионограммы в этот период, и производилось сопоставление полученных данных. С учетом всех вышеизложенных условий, за 2016–2018 годы количество подходящих случаев оказалось порядка трех десятков. В последовательностях значений электронной концентрации и температуры был убран низкочастотный тренд изменения от больших широт к меньшим при помощи удаления фона, описываемого сглаживающим сплайном. Дополнительно, данные электронной температуры были отфильтрованы от высокочастотных помех. Далее рассматриваются несколько характерных случаев, снятых в условиях спокойной геомагнитной обстановки.

Анализ результатов

Для начала рассмотрим типичный случай соотношения плазменной концентрации и критической частоты. На рисунке 1 показаны изменения критической частоты по данным ионозонда, электронной концентрации и температуры по данным Swarm за 17 февраля 2018 года. Как видно из рисунка, зафиксированное на спутнике уменьшение электронной концентрации по времени и пространству приблизительно совпадает с ясно видимым увеличением критической частоты порядка 0,5 МГц. Графики составлены таким образом, что момент пролета спутника над ионозондом попадает на середину графика. Минимум концентрации находился приблизительно на 80 мин по представленному графику. В то же время критическая частота имела максимум в диапазоне с 60 по 80 минуту. Таким образом, можно предположить, что между двумя экстремумами имелась определенная связь. Нужно отметить, что электронная температура скорее противофазна концентрации и синфазна критической частоте в тех же пространственно-временных рамках.

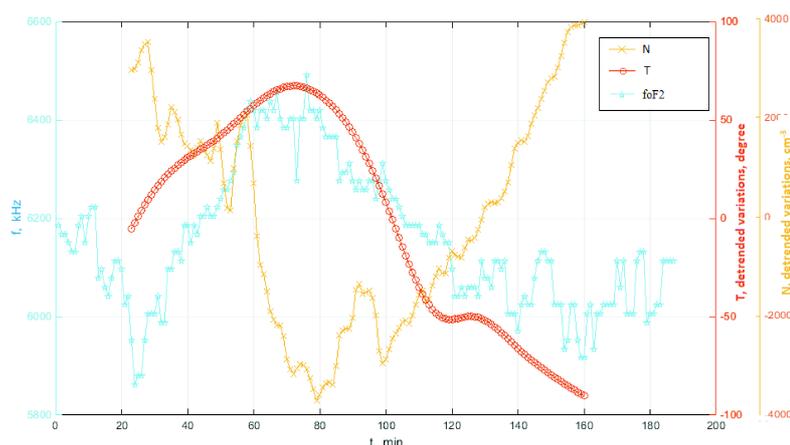


Рис. 1. Сравнение вариаций электронной концентрации (N), электронной температуры (T), и критической частоты (foF2) за 17.02.18.

На рисунке 2 показано аналогичное сравнение для 07 марта 18 года. Данный случай также демонстрирует примерно противофазный характер поведения критической частоты относительно изменений электронной плотности на высоте пролета спутника С. Тем не менее, в отличие от предыдущего случая, значения электронной температуры показывают как потерю противофазного характера зависимости, так и смещение вариации относительно электронной плотности приблизительно на $3,5^\circ$ широты. В данном примере электронная температура также демонстрирует положительный пик, при этом смещенный к северу относительно максимума электронной концентрации.

Связь электронной концентрации и электронной температуры в общем случае неоднозначна, и встречаются как синфазные, так и противофазные изменения. Однако, для больших размеров неоднородностей, более 10° по широте, чаще встречается противофазная зависимость.

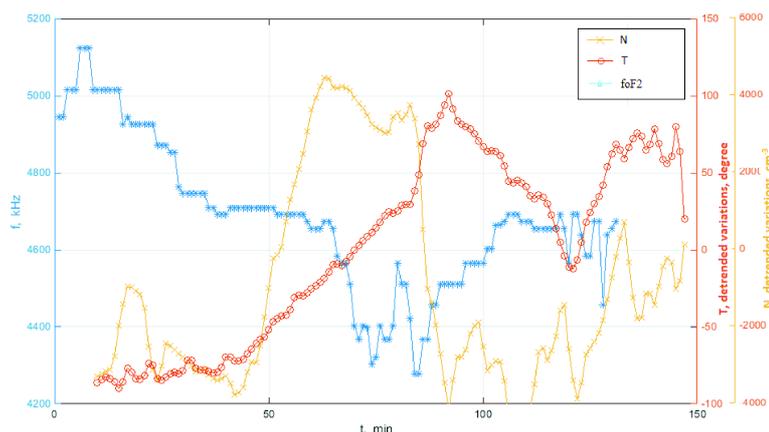


Рис. 2. Сравнение вариаций электронной концентрации (N), электронной температуры (T), и критической частоты (foF2) за 07.03.18.

И, наконец, последний случай, представленный аналогичным по форме предыдущим графиком за 10 февраля 2018 года. В данном случае представлено редкое сочетание, когда положительные вариации наблюдаются как у электронной концентрации на высоте пролета спутника, так и у критической частоты, наблюдаемой на измерениях ионозонда. При этом значения электронной

температуры хотя и показывают также положительный скачок, но по сравнению с предыдущими случаями он меньше, относительно изменений электронной концентрации.

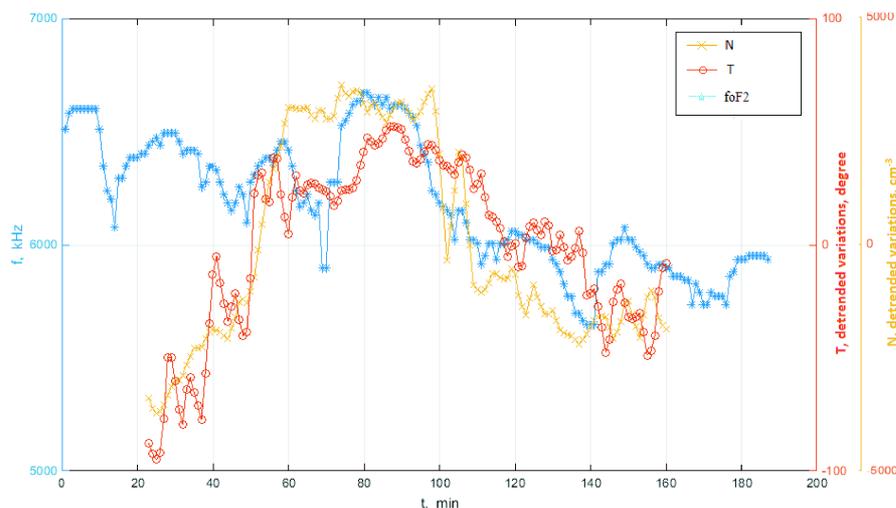


Рис. 3. Сравнение вариаций электронной концентрации (N), электронной температуры (T), и критической частоте (foF2) за 10.02.18.

Заключение

При сопоставлении данные ионозонда и спутника показали явное наличие подобных друг другу вариаций, имеющих схожие формы, примерно совпадающие при учете движения с теоретически оцененными скоростями. Однако характер взаимосвязи остается не до конца определенным, хотя для пары электронная концентрация - критическая частота в большинстве случаев он представляет собой близкое к противофазному поведение этих параметров. Это означает, что в высотной структуре СМ ПИВ разрежение электронной концентрации в нижней части ионосферы сменяется уплотнением на высотах 450-500 км и наоборот. Зависимость электронной концентрации и температуры неоднозначна и может демонстрировать как синфазное изменение, так и различные смещения, вплоть до противофазных.

Благодарности

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

Список литературы

1. Knudsen, D.J., Burchill, J.K., Buchert, S. C., Eriksson, A. I., Gill, R., Wahlund, J.-E., Moffat, B. Thermal ion imagers and Langmuir probes in the Swarm electric field instruments // J. Geophys. Res.: SpacePhysics. – 2017. – Vol. 122. – P. 2655-2673.
2. Lomidze, L., Knudsen, D. J., Burchill, J., Kouznetsov, A., & Buchert, S. C. Calibration and validation of Swarm plasma densities and electron temperatures using ground-based radars and satellite radio occultation measurements // Radio Science. – 2018. – Vol. 53. – P. 15–36.
3. Hunsucker, R. D. Atmospheric gravity waves generated in the high-latitude ionosphere: A review // Reviews of Geophysics. – 1982. – Vol.20(2) –P. 293–315.
4. Francis, S. H. Global propagation of atmospheric gravity waves: A review // J. Atmos. Terr. Phys. – 1975. – Vol. 37. P. 1011.

Том I, с. 332–336

УДК: 550.388.2

ИССЛЕДОВАНИЕ БЫСТРЫХ СУБАВРОРАЛЬНЫХ ДРЕЙФОВ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНОГО РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ

А. Е. Степанов¹, С. Е. Кобякова¹, Ю. Р. Дмитриев¹, В. Л. Халипов²

¹ *Институт космических исследований и аэронавтики им. Ю. Г. Шафера СО РАН,
677980, г. Якутск, пр. Ленина, 31*

E-mail: a_e_stepanov@ikfia.ysn.ru

² *Институт космических исследований РАН, 117997, г. Москва, Профсоюзная, 84/32*

E-mail: khalipov@iki.rssi.ru

Аннотация. По многолетним данным Якутской меридиональной цепочки ионосферных станций, Якутск – Жиганск – Батагай – Тикси, рассматриваются ионосферные признаки быстрых субавроуральных ионных дрейфов. Показано, что резкие падения или «срывы» критических частот (СКЧ) ионосферного F-слоя являются одним из основных признаков развития быстрых субавроуральных ионных дрейфов вблизи или в зените станции наблюдения. Сопоставление многолетних наземных и спутниковых измерений показывает, что имеется хорошее согласие в сезонном ходе вероятности появления СКЧ по наземным данным и субавроуральных ионных дрейфов по данным спутников DMSP. Такое совпадение подразумевает, что и спутниковые и наземные методы измерений регистрируют одно и то же явление на приграничных областях плазмосферы – возникновение и развитие электрических полей магнитосферного происхождения. Также показано, что местное время регистрации срывов критической частоты по наземным данным близко совпадает со временем появления SAPS по спутниковым данным, следовательно, можно заключить, что большинство наблюдаемых СКЧ по наземным данным относятся к интенсивным бурям.

Ключевые слова: субавроуральная ионосфера, меридиональная цепочка станций, срывы критических частот, поляризаационный джет

THE STUDY OF FAST SUBAUROURAL IONOSPHERIC PLASMA DRIFTS ACCORDING TO GROUND-BASED RADIO SOUNDING DATA

A. E. Stepanov, S. E. Kobyakova, Yu. R. Dmitriev, V. L. Khalipov

Abstract. By long-term data of the Yakutsk – Zhigansk – Batagay – Tixie ionospheric stations of Yakut meridional chain, ionospheric signatures of fast subauroral ion drifts are considered. It is shown that sharp drops or “falls” of critical frequencies (FCF) of the ionospheric F-layer are one of the main signatures of the development of fast subauroral ion drifts near or at the zenith of the observation station. The comparison of long-term ground-based and satellite measurements shows, that there is a good agreement between the seasonal course of probability of the appearance of the FCF by the ground-based data and subauroral ion drifts by the DMSP satellite data. Such a coincidence implies that both satellite and ground-based measurement methods register the same phenomenon in the boundary layers of the plasmasphere, namely, the appearance and development of electric fields of magnetospheric origin. It is also shown that the local time for recording of falls of the critical frequency by the ground-based data closely coincides with the appearance time of SAPS by satellite data, therefore, it can be concluded that most of the observed FCF by the ground-based data refer to the intense storms.

Keywords: subauroral ionosphere, meridional chain of stations, falls of critical frequencies, polarization jet

Введение

Быстрые и узкие потоки субавроуральных ионных дрейфов к западу, или поляризаационные джеты (ПД), вблизи проекции плазмопаузы на высотах области F ионосферы впервые были обнаружено по данным спутника «Космос-184» [1]. Совокупность многих наземных и спутниковых

измерений ПД показывает, что он имеет широтную протяженность 100–200 км или 1–2 градуса по широте, наблюдается преимущественно в вечернем (18.00–24.00 час) секторе MLT и на инвариантных широтах 55° – 65° ; максимальная скорость дрейфа плазмы в полосе поляризационного джета может достигать 4–5 км/с. Поляризационный джет всегда наблюдается экваториальнее границы высыпания авроральных электронов и с увеличением геомагнитной активности смещается на более низкие широты [2].

Анализ наземных измерений, обсуждение результатов и выводы

В работе используются многолетние ионосферные материалы, полученные на Якутской меридиональной цепочке ионосферных станций. Цепочка расположена вдоль восточной долготы $\sim 130^{\circ}$, на L-параметрах от 3.0 до 6.0, и состоит из трёх основных пунктов – Тикси, Жиганск, Якутск.

Основным ионосферным признаком развития или возникновения поляризационного джета вблизи зенита станции наблюдения является дополнительный след отражений на ионограмме вертикального зондирования. Этот признак или «автограф» поляризационного джета, установленный по одновременным спутниковым и наземным наблюдениям, подробно описан в работах [3, 4]. После появлений на ионограммах дополнительных следов отражений, критические частоты фонового слоя F2, начинают резко уменьшаться, т.е., в течение 15–45 минут после регистрации дополнительных следов значения частот снижаются на 2–4 МГц (и более). Такое резкое падение или «срыв» критической частоты (СКЧ) четко проявляется при стандартной обработке ионосферных данных, в т.н. суточных f-графиках, и является, в нашей работе, одним из основных критериев для отбора события. Общее количество найденных событий резких срывов критической частоты по данным ионосферных станций Якутской меридиональной цепочки составило 1547 событий.

На рис. 1 приведено общее и раздельное по станциям количество наблюдений СКЧ по месяцам года. Видно, что вероятность наблюдений срывов выше в равноденственные месяцы (март–апрель, сентябрь–октябрь) и существенно ниже в летние и зимние месяцы года.

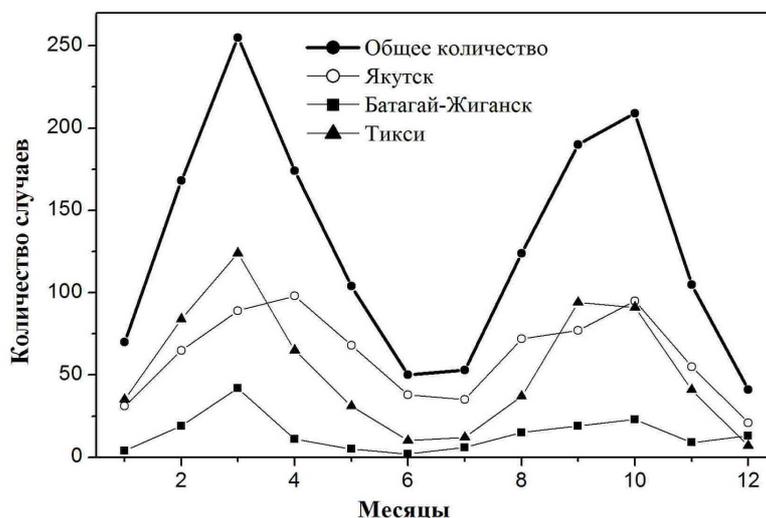


Рис. 1. Сезонный ход наблюдений срыва критической частоты по ионосферным данным.

На рис. 2 слева, в полярных координатах, показана интенсивность вероятности появления срывов критических частот в зависимости от местного времени и инвариантной широты, а справа приведена интенсивность распределения СКЧ от уровня геомагнитной возмущенности и инвариантной широты. Видно, что срывы частоты по наземным ионосферным данным, в основном, регистрируются в ранние вечерние часы (17–19 часов MLT). Также видно, что с увеличением

геомагнитной активности пик интенсивности наблюдений СКЧ смещается от высоких к низким инвариантным широтам.

В работе [5] впервые исследованы солнечно-циклические, сезонные и суточные вариации субавроральных ионных дрейфов (SAID) по наблюдениям со спутников DMSP в течение 1987–2012 гг. Наиболее важным результатом сопоставления наземных и спутниковых измерений является то, что сезонные ходы частоты регистраций SAID и регистраций срывов частоты близко совпадают, показывая максимумы в равноденственные месяцы года и минимумы в зимние и летние месяцы (рис. 3а). На рис. 3б приведено нормализованное распределение вероятности появления SAID (ступенчатая диаграмма), которое дает максимум регистрации SAID примерно в 21.15 MLT. Временной интервал наблюдения растянут с 16.00 до 02.00 MLT. Усредненные наземные измерения СКЧ (штриховая линия), при временном интервале от 14.00 до 01.00 часа MLT, дают максимум регистрации срывов частоты примерно в 17.30 MLT, что почти на 4 часа раньше, чем дают спутниковые наблюдения. Такое большое расхождение по времени порождает много вопросов о механизмах и факторах возникновения и развития ПД, SAID и SAPS, подразумевая, что есть другие факторы, влияющие именно на локализацию и местное магнитное время быстрых субавроральных потоков ионосферной плазмы.

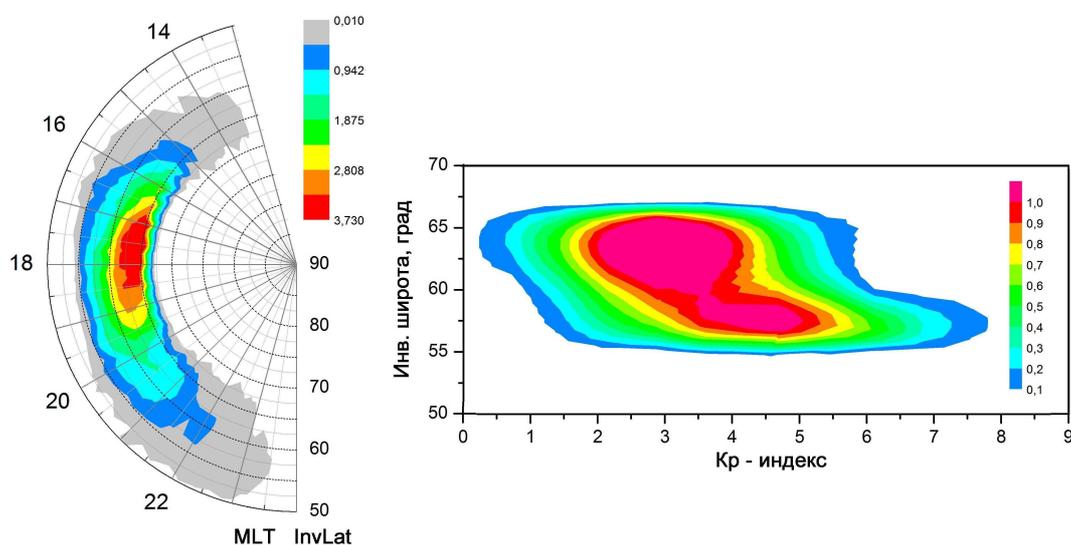


Рис. 2. Интенсивности вероятности появления СКЧ (слева) от MLT и распределения СКЧ от уровня геомагнитной возмущенности (справа).

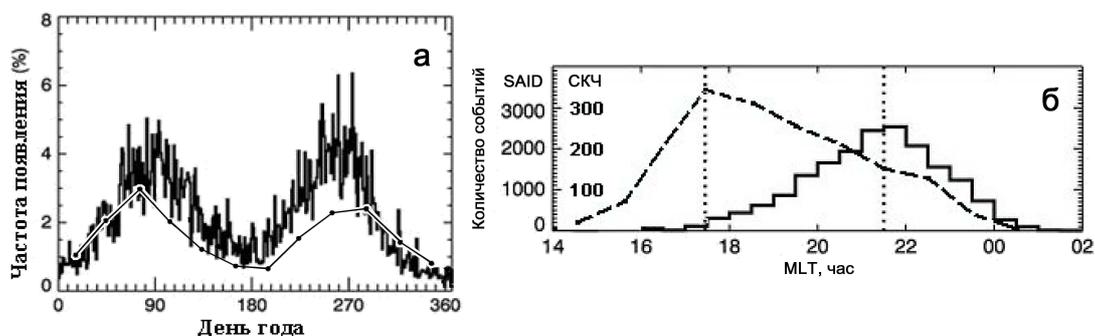


Рис. 3. Сопоставление наземных и спутниковых данных: а – сезонный ход частоты регистраций срывов по наземным данным (черные точки) и частоты появления SAID; б – время регистраций СКЧ (пунктирная линия) и SAID по данным DMSP.

В работе [6] по данным спутников DMSP приведены результаты исследования SAPS во время а) интенсивных бурь – intense storms ISs (рассмотрено 37 событий) и б) суббурь спокойного времени – quiet time substorms QSs (рассмотрено 30 событий). К интенсивным бурям авторы относят бури, которые имеют минимальные значения Dst менее -100 нТ; к спокойным суббурям относят суббури, которые имеют максимальное значение AE более 500 нТ и максимальное абсолютное значение Dst менее 10 нТ в течение всего дня. В работе анализируются также данные межпланетного магнитного поля, динамического давления солнечного ветра, вариации Dst и AE-индексов. Показано, что характеристики и параметры SAPS различны во время развития интенсивных бурь и суббурь спокойного времени. Одним из существенных отличий является время появления SAPS – при сильно возмущенных условиях время регистрации SAPS сдвигается в ранние вечерние часы (к 17–19 часам MLT). На Рис. 4 в верхней панели приведено нормализованное время частоты появления SAPS в период интенсивных бурь ISs (красные столбики и левая ось ординат) и местное магнитное время наблюдения срывов критической частоты по наземным ионосферным данным (точки, соединенные линией и количество событий на левой оси ординат с внутренней стороны). В нижней панели рисунка – нормализованное время частоты появления SAPS в период спокойных суббурь QSs (синие столбики). Видно, что ход наземных данных времени регистрации срывов критической частоты близко совпадает с ходом времени появления SAPS по спутниковым данным в период интенсивных бурь. Следовательно, можно заключить, что большинство наблюдаемых СКЧ по наземным данным относятся к интенсивным бурям, как они были определены в работе [6].

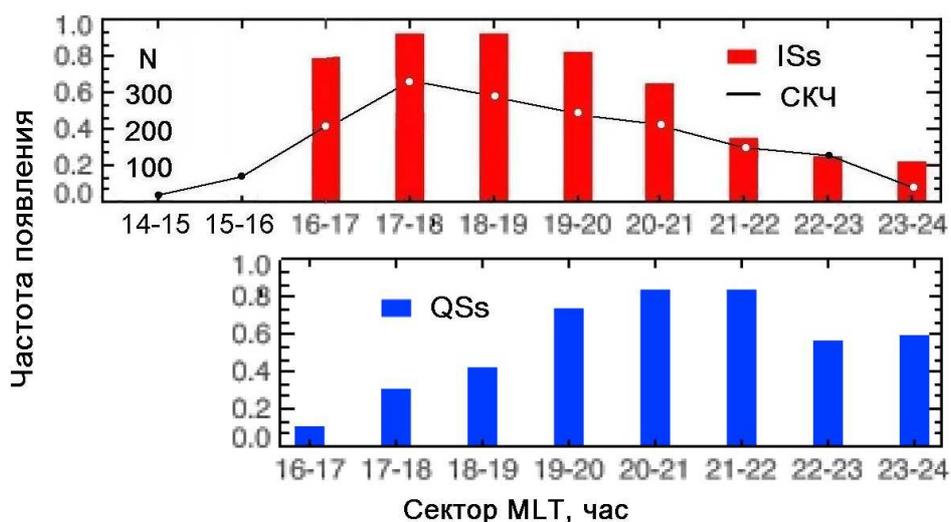


Рис. 4. Местное магнитное время наблюдения срывов критической частоты по наземным данным (точки) и нормализованное появление SAPS во время интенсивных бурь по данным спутников DMSP (столбики).

На основе анализа большого массива наземных ионосферных данных и сопоставления их со спутниковыми материалами можно сделать следующие выводы:

1. Наблюдаемые на f-графиках «срывы» критических частот (СКЧ) являются одним из основных ионосферных признаков развития быстрых субавроральных ионных дрейфов к западу.
2. Сезонный ход частоты появления SAID по спутниковым данным и сезонный ход частоты появления СКЧ по наземным измерениям показывают одинаковые вариации: максимумы в равноденственные месяцы года и минимумы в летние и зимние месяцы года. Такое совпадение подразумевает, что и спутниковые и наземные методы измерений регистрируют одно и то же явление на приграничных областях плазмосферы – возникновение и развитие электрических полей магнитосферного происхождения.

3. Показано, что местное время регистрации срывов критической частоты по наземным данным близко совпадает со временем появления SAPS по спутниковым данным во время интенсивных бурь.

Благодарности

Работа поддержана проектом П.16.2.1 (рег. номер АААА-А17-117021450059-3), частично поддержана грантом РФФИ № 18-45-140037 и программой РАН П28.

Список литературы

1. Гальперин Ю.И., Пономарев В.Н., Зосимова А.Г. Прямые измерения скорости дрейфа ионов в верхней ионосфере во время магнитной бури // Космические исследования. Т. 11. № 2. С. 273–283. 1973.
2. Степанов А.Е. и др. Данные наблюдений крупномасштабной конвекции плазмы в магнитосфере в зависимости от уровня геомагнитной активности // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 56. № 2. С. 194–199. 2016.
3. Решетников Д.Д. и др. Морфология и динамика узких провалов ионизации в субавроральной области F // Препринт. Якутск: ЯНЦ СО АН СССР. 39 с. 1987.
4. Степанов А.Е. и др. Поляризационный джет: узкие и быстрые дрейфы субавроральной ионосферной плазмы // Якутск: Издательский дом СВФУ. 176 с. 2017.
5. He F., Zhang X.-X., Chen B. Solar Cycle, Seasonal, and Diurnal Variations of Subauroral Ion Drifts: Statistical Results // J. Geophys. Res. V. 119. NA 6. P. 5076-5086. 2014.
6. He F., Zhang X.-X., Wang W., Wan. W. Different evolution patterns of subauroral polarization streams (SAPS) during intense storms and quiet time substorms // Geophysical Research Letters. <https://doi.org/10.1002/2017GL075449>. 2017.

Том I, с. 337–340
УДК: 53.088.7

МЕТОДИКА ВЫЧИТАНИЯ ПОМЕХ ОТ ОБЪЕКТОВ РЕЛЬЕФА МЕСТНОСТИ ДЛЯ ИРКУТСКОГО РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙНИЯ

В. П. Ташлыков, А. Г. Сетов, А. В. Медведев, В. П. Лебедев, Д. С. Кушнарв

Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, Иркутск, ул. Лермонтова, 126А

E-mail: vtashlykov@iszf.irk.ru

Аннотация. В работе предложен метод вычитания помех от объектов рельефа местности для радаров некогерентного рассеяния. В отличие от методов, применяемых на группе радаров EISCAT, данный алгоритм применим в условиях сложной электромагнитной обстановки и нестабильности мощности излученного импульса. Приведены результаты работы предложенного метода на экспериментальных данных Иркутского радара некогерентного рассеяния.

Ключевые слова: радар некогерентного рассеяния, радио помехи

GROUND CLUTTER DEDUCTING TECHNIQUE FOR IRKUTSK INCOHERENT SCATTER RADAR

V. P. Tashlykov, A. G. Setov, A. V. Medvedev, V. P. Lebedev, D. S. Kushnarev

Abstract. The technique for ground clutter deducting for incoherent scatter radars is presented. As opposed to the ground clutter filtration techniques used in the EISCAT radars, the proposed method can be applied in case of more complicated electromagnetic environment and unstable power of the sounding pulse. The paper provide results on experimental data of Irkutsk incoherent scatter radar.

Keywords: incoherent scatter radar, ground clutter

Введение

Иркутский радар некогерентного рассеяния (ИРНР) - единственная в России установка, позволяющая проводить измерения характеристик ионосферной плазмы с помощью метода некогерентного рассеяния (НР) [1]. Предметом изучения метода НР является сигнал, рассеянный на флуктуациях ионосферной плазмы при излучении импульса длительностью 200-900 мкс и мощностью до 3 МВт. Такой сигнал содержит в себе информацию о высотных профилях ряда параметров ионосферной плазмы (электронная концентрация, ионная и электронная температуры, скорость дрейфа плазмы), которые могут быть получены в результате статистической обработки его корреляционных характеристик.

Принципиальную сложность для анализа сигнала обратного рассеяния радара НР представляют помехи как индустриального, так и естественного характера, которые можно разделить на следующие виды:

1. Активные помехи от установок, работающих в близком ИРНР частотном диапазоне (152-164 МГц). Как правило, такие помехи искажают полезный сигнал на значительной части его временной развертки, делая его анализ невозможным.
2. Когерентное рассеяние на ионосферных неоднородностях различного характера.
3. Отражение сигнала от космических объектов, попавших в главный лепесток диаграммы направленности (ДН) антенны.
4. Отражение сигнала от объектов рельефа местности, попавших в боковые лепестки ДН антенны.

В данной работе рассмотрены методы борьбы с помехами последнего вида. Применяемые на радаре EISCAT алгоритмы работают при допущении, что время стационарности помех намного больше масштаба корреляции полезного сигнала. При этом следует отметить, что многие

объекты рельефа местности, и в частности горы, могут быть покрыты растительностью, которая «флуктуирует» под действием ветра, искажая спектр отраженного сигнала.

Авторы [2] предлагают метод фильтрации помех местности на основе разности мощности двух соседних реализаций. Этот подход не предъявляет требований на высокую стационарность помех и является наиболее простым и универсальным для любого радара ИР. Однако он требует удвоения времени накопления сигнала на высотах, где присутствуют помехи, и может не работать при значительных флуктуациях излученной мощности.

В другой работе [3] авторы предлагают удалять помехи местности вычитанием из развертки каждой реализации усредненной мощности некоторого количества соседних реализаций. Поскольку полезный сигнал имеет нулевое среднее, потери в статистической точности будут тем меньше, чем больше реализаций сигнала участвует в усреднении. Однако этот подход требует знания времени стационарности помехи и также не работает при значительных флуктуациях излученной мощности.

Наибольший вклад в обратный сигнал ИРНР вносят Саянские горы, которые расположены на расстояниях от ~ 30 до ~ 500 км. Наиболее удаленная точка, видимая радаром, находится на расстоянии ~ 165 км. Соответственно для длительности излученного импульса 900 мкс, искаженные помехами высоты делятся до 295 км. Также важно отметить наличие в системе защиты приемника ИРНР газоразрядников, которые могут шуметь на дальностях от 150 до 250 км в зависимости от условий среды. Шум от газоразрядников не стационарен, поэтому соответствующие дальности нужно выбросить из анализа.

Еще одной значительной особенностью ИРНР является частотный принцип сканирования, т.е. ориентация главного луча полурупора антенны зависит от опорной частоты – как правило, ИРНР работает в двухлучевом режиме (155.5 и 159.5 МГц). Помимо различной ориентации ДН, для каждой частоты меняется и конфигурация боковых лепестков относительно объектов местности, поэтому и помехи местности имеют различные амплитуды и задержки для обоих лучей. Кроме того, ИРНР имеет существенные флуктуации излученной мощности. В связи с этим был разработан алгоритм вычитания помех, учитывающий описанные выше трудности.

Метод когерентного накопления

Для когерентного накопления фазу каждой реализаций нужно преобразовать так, чтобы мощность двух соседних реализаций была максимальной:

$$X^2 = \sum_r |Q(r, t_1) + Q(r, t_2)e^{i\phi}|^2 \rightarrow \max, \quad (1)$$

где r – дальность, $Q(r, t)$ – принятая реализация квадратур в момент времени t . Таким образом, фазовый поворот равен

$$\phi(t_2) = \arg \left(\sum_r Q(r, t_1)Q^*(r, t_2) \right). \quad (2)$$

На основе вычисленных значений фаз можно накопить форму помех от объектов местности

$$G(r) = \sum_t Q(r, t)e^{i\phi(t)}. \quad (3)$$

При этом интегрирование квадратур необходимо проводить в пределах времени стационарности помех, оценка которого достаточно затруднительна. Аналогично работе [3], мы также нашли экспериментальным путем, что оптимальное время интегрирования квадратур составляет 10 реализаций или ~ 1.5 секунды. При вычитании полученной мощности необходимо учесть флуктуации мощности излученного импульса путем минимизации невязки:

$$X^2 = \sum_r |Q(r, t) - A(t)G(r)|^2 \rightarrow \min. \quad (4)$$

Следовательно,

$$A(t) = \frac{\sum_r (Q(r, t)G^*(r))}{\sum_r (Q(r, t)Q^*(r, t))}. \quad (5)$$

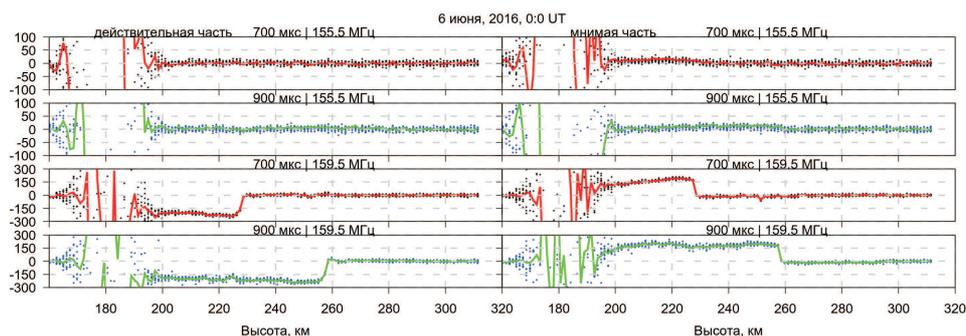


Рис. 1. Принятые квадратуры 10 соседних реализаций (точки) и полученные по формулам (1–5) форма помех местности (линии)

Следует заметить, что диапазон дальностей, в котором определяется значения невязок (1 и 4), не должен содержать значения, где присутствует шум от газоразрядников. Полученная форма помех местности в сравнении с квадратурами отдельных реализаций представлена на рис. 1.

Результаты применения алгоритма к экспериментальным данным ИРНР

В действующем режиме работы ИРНР последовательно излучает три импульса разной длительности. Импульс 200 мкс, кодированный 5-элементым кодом Баркера, используется для измерения мощности с наилучшим пространственным разрешением, которая необходима для восстановления профиля электронной концентрации методом фарадеевских вращений [4]. Импульсы 700 и 900 мкс обеспечивают достаточное спектральное разрешение для измерения ионной и электронной температур. На рис. 2 приведены профили мощности широкополосного сигнала до и

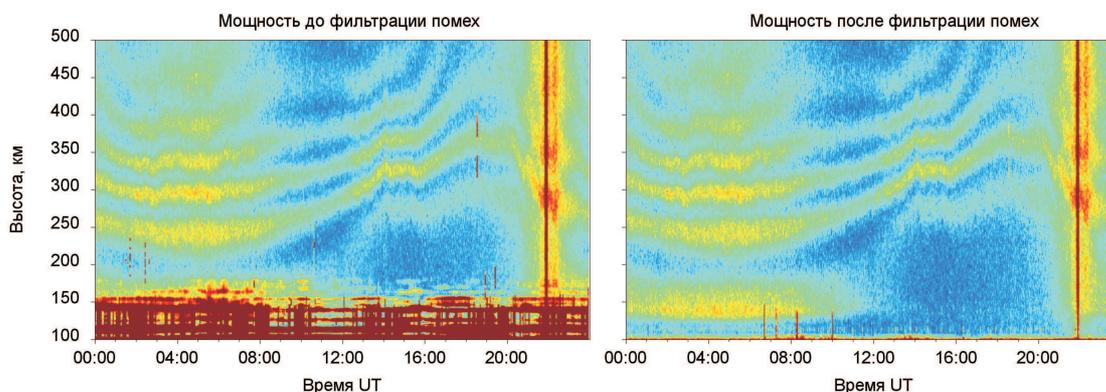


Рис. 2. Сравнение мощности широкополосного сигнала до (слева) и после (справа) вычитания помех местности. Мощность приведена для 6 июня 2015г. (UT), длительность импульса 200 мкс, частота 155.5 МГц

после вычитания помех местности. В результате фильтрации помех открылась информация о фазе фарадеевских замираний на высотах от 110 км. На рис. 3 показано сравнение двух различных методов вычитания помех (метод вычитания двух соседних импульсов и метод когерентного накопления) на примере корреляционных функций узкополосного сигнала. До фильтрации помех АКФ для высот до 250 км имели некорректную форму. После вычитания помех анализ температур возможен для высот от 200 км, более низкие высоты искажены шумом разрядников и анализу не подлежат.

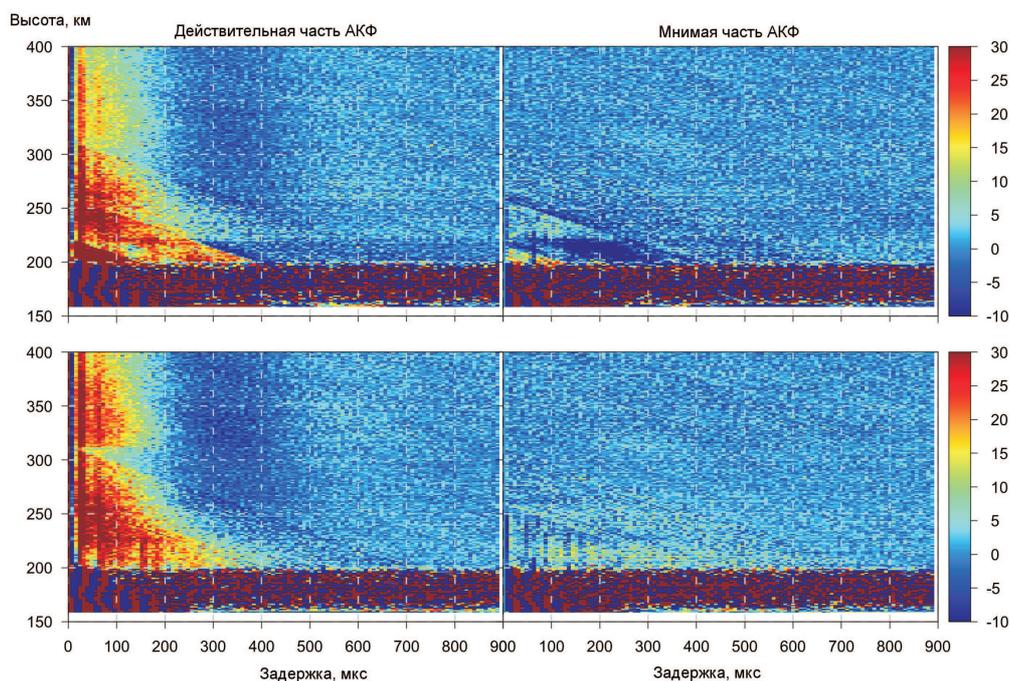


Рис. 3. Действительная (справа) и мнимая части (слева) АКФ сигнала после применения алгоритма вычитания двух соседних импульсов (вверху) и после фильтрации помех методом когерентного накопления (внизу)

Заключение

Предложенный метод фильтрации помех позволяет учитывать флуктуации фазы сигнала, отраженного от объектов местности, и мощности излученного импульса. Примеры работы данного метода на реальных данных ИРНР наглядно представлены на рисунках 2 и 3.

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 18-17-00042). В работе были использованы экспериментальные данные ЦКП «Ангара» (<http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>).

Список литературы

1. Recording and control digital systems of the Irkutsk Incoherent Scatter Radar / A. P. Potekhin, A. V. Medvedev, A. V. Zavorin et al. // *Geomagnetism and Aeronomy*. — 2009. — Vol. 49, no. 7. — P. 1011–1021.
2. Turunen T., Markkanen J., Van Eyken A.P. Ground clutter cancellation in incoherent radars: solutions for EISCAT Svalbard radar // *Ann. Geophysicae*. — 2000. — Vol. 18. — P. 1242–1247.
3. A new incoherent scatter technique in the EISCAT Svalbard radar / Markku Lehtinen, Jussi Markkanen, Antero Väänänen et al. // *Radio science*. — 2002. — Vol. 37. — P. 1050.
4. Farley D.T. Faraday rotation measurements using incoherent scatter // *Radio Science*. — 1969. — no. 4. — P. 143–152.

Том I, с. 341–344

УДК: 537.86

СВЯЗЬ ВАРИАЦИЙ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ НИЗКОЧАСТОТНОГО (0,1-10 ГЦ) ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ КОНТРОЛИРУЕМОГО ИСТОЧНИКА С СОСТОЯНИЕМ ИОНОСФЕРЫ

Е. Д. Терещенко¹, П. Е. Терещенко², А. Е. Сидоренко¹

¹Полярный геофизический институт, 183010, г. Мурманск, Халтурина, 15

²Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН им. Н.В. Пушкова,
199034, г. Санкт-Петербург, Менделеевская линия, 3

E-mail: tereshchenko@gmail.com

Аннотация. На основе экспериментальных исследований по приему сигналов контролируемого источника в ближней зоне в различных геофизических условиях отмечено наличие вариаций амплитуды поля в нижней части КНЧ диапазона и на более низких частотах. При этом отмечено отсутствие вариаций в диапазоне СНЧ. Для оценки факторов, обуславливающих эту особенность поведения поля, рассмотрен вопрос о возбуждении электромагнитного поля диапазона КНЧ и более низких частот в волноводе Земля-ионосфера при разных проводимостях Земли и ионосферы. Предложены теоретические расчеты, показывающие, что при низкой проводимости Земли влияние ионосферы в ближней зоне может быть заметным.

Ключевые слова: КНЧ; распространение радиоволн; ионосфера; магнитное поле; проводимость

THE DEPENDENCE OF VARIATIONS IN THE NEAR ZONE OF THE LOW-FREQUENCY (0.1-10 HZ) ELECTROMAGNETIC FIELD OF THE MONITORED SOURCE ON THE STATE OF THE IONOSPHERE

E. D. Tereshchenko, P. E. Tereshchenko, A. E. Sidorenko

Abstract. Based on experimental studies on receiving signals from a controlled source in the near zone in different geophysical conditions, the presence of field amplitude variations in the lower part of the ELF band and at lower frequencies was noted. At the same time, there is no variation in the VLF range. To assess the factors contributing to this particular field behavior, The question of the excitation of the electromagnetic field of the ELF range and lower frequencies in the Earth-ionosphere waveguide with different conductances Earth and ionosphere. Theoretical calculations are proposed, showing that at low Earth's conductivity, the influence of the ionosphere in the near zone can be noticeable.

Keywords: ELF; radio wave propagation; ionosphere; magnetic field; conductivity

Введение

В работе [1] были представлены результаты экспериментальных работ, показывающие, что на расстояниях меньше двух высот волновода Земля-ионосфера на частотах менее 10 Гц имеет зависимость поля от состояния ионосферы. В дальнейшем, при теоретическом рассмотрении задачи возбуждения трехслойной среды линейным заземленным излучателем, было найдено, что такая зависимость может проявляться при низкой проводимости Земли. Для экспериментального подтверждения этого факта рассмотрим результаты эксперимента по возбуждению электромагнитного поля крайне низкочастотного и более низкого диапазона двумя антеннами, находящимися в областях с разной проводимостью Земли (рис. 1). В качестве одной из антенн использовалась высоковольтная линия L-1 длиной около 100 км, расположенная на Мурманском блоке с эквивалентной проводимостью примерно $6 \cdot 10^{-5}$ См/м [2]. Этот блок характеризуется самым высоким сопротивлением на Кольском полуострове. В других областях из-за присутствия графита и сульфидов эквивалентное сопротивление может снижаться до 10^3 Ом м. Вторая антенна L-2 практически не захватывает Мурманский блок и проходит в области с меньшим сопротивлением по сравнению с Мурманским блоком.

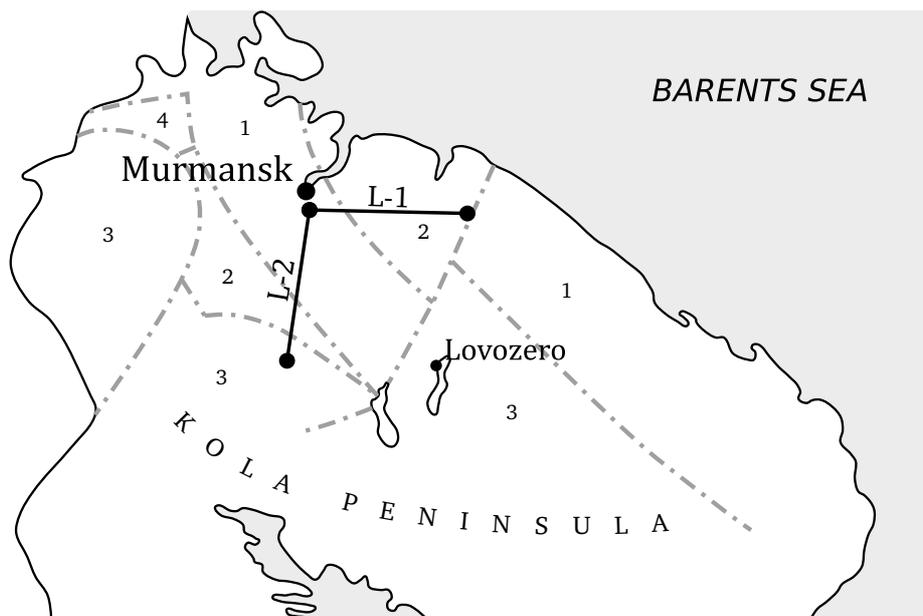


Рис. 1. Схема эксперимента. Ориентировочная проводимость Земной коры. 1 – 10^{-4} См/м, 2 – $6 \cdot 10^{-5}$ См/м, 3 – 10^{-3} См/м, 4 – 10^{-2} См/м.

Экспериментальные результаты

Рассмотрим результаты измерений амплитуд горизонтальных составляющих магнитного поля в обсерватории ПГИ в п. Ловозеро (рис. 1) в период с 23 августа по 07 сентября 2014 г. (рис. 2-3). При этом с 23 по 29 августа возбуждалась субширотная антенна L-1, а с 01 по 07 сентября - субмеридианальная L-2. Излучение проводилось с 01:00 по 05:00 по местному времени на 14 частотах продолжительностью 10-15 минут в диапазоне 10^{-2} -200 Гц. Расстояния от точки приема до концов антенны L-1 составляли 125 и 100 км, а до концов антенны L-2 – 125 и 90 км. Из рис. 1 видно, что схема эксперимента обладает некоторой геометрической симметрией: угол между антеннами почти равен 90° , а точка приема находится на перпендикулярных линиях, проведенных из концов антенн. Следовательно, X-составляющая поля при приеме с одной антенны геометрически будет соответствовать y-составляющей другой. Изменения поля в различные сеансы наблюдений проявляются на частотах меньше 10 Гц для излучения с антенны L-1 и на более низких (3-4 Гц) для антенны L-2.

Отметим, что геофизическая обстановка во время измерений изменялась от спокойной 23-27 августа к возмущенной, начиная с 28 августа до окончания измерений (рис. 4). Наличие спокойного периода позволило получить повторяющиеся результаты, что видно на рис. 2-3, где кривые, относящиеся к этим датам, практически совпадают во всем интервале частот. С появлением возмущений возникает разброс результатов в области низких частот.

Теоретическое обоснование экспериментальных результатов

Для объяснения этой закономерности привлечем результаты расчета поля в трехслойной среде заземленной горизонтальной антенны [3], демонстрирующие влияние ионосферы на поле в низкочастотной области. Для $H_x(\rho, z = 0)$ - составляющей магнитного поля, направленной вдоль антенны, имеем

$$H_x(\rho, z = 0) = \frac{I}{2\pi} \frac{y}{\rho^2} \frac{F_H(\rho_\eta, h/\rho, D_g, D_i)}{(1-i)D_g}, \quad (1)$$

где I - ток в антенне, $2L$ - её длина, $|\rho| = \sqrt{x^2 + y^2}$ - расстояние от центра антенны до произвольной точки (x, y) на поверхности Земли, ρ_η - от точки η , h/ρ - отношение высоты волновода

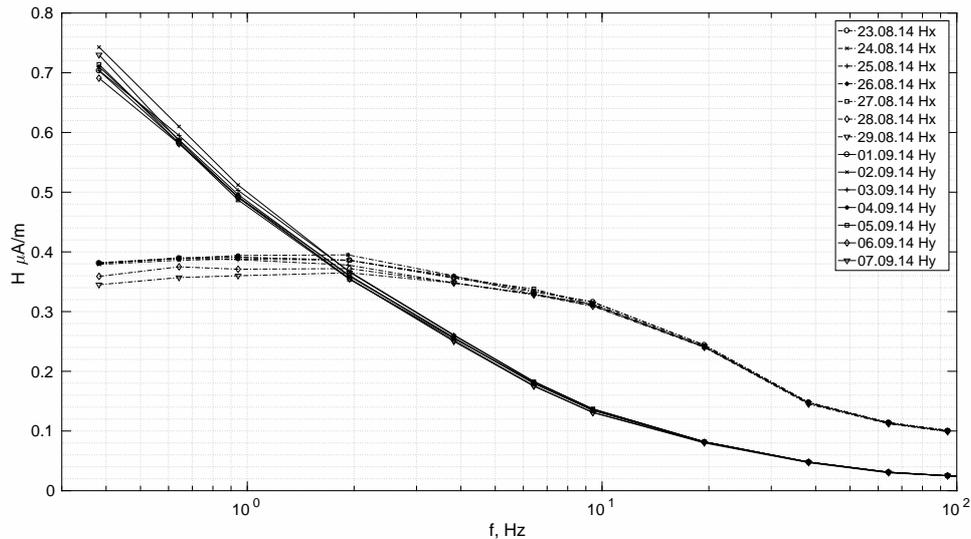


Рис. 2. Поперечные компоненты магнитного поля.

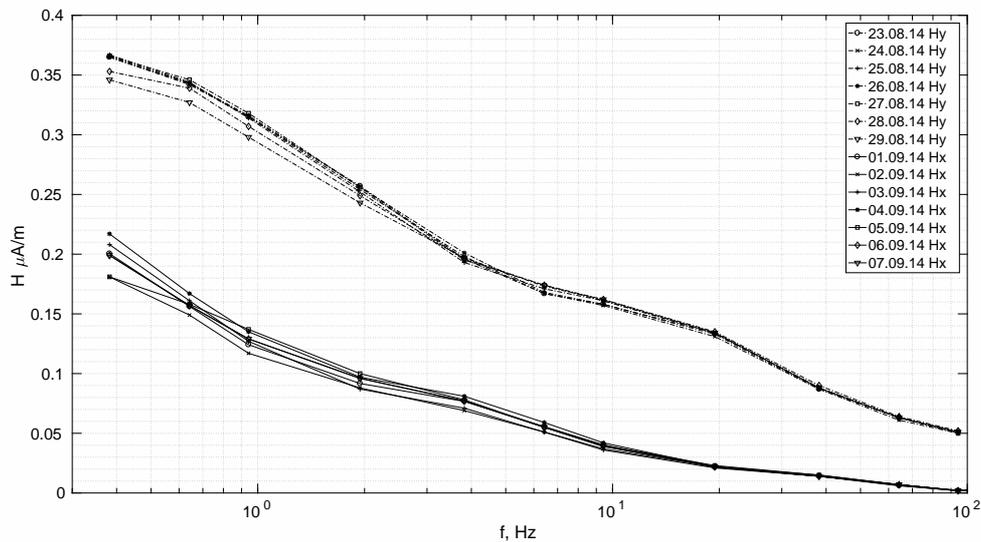


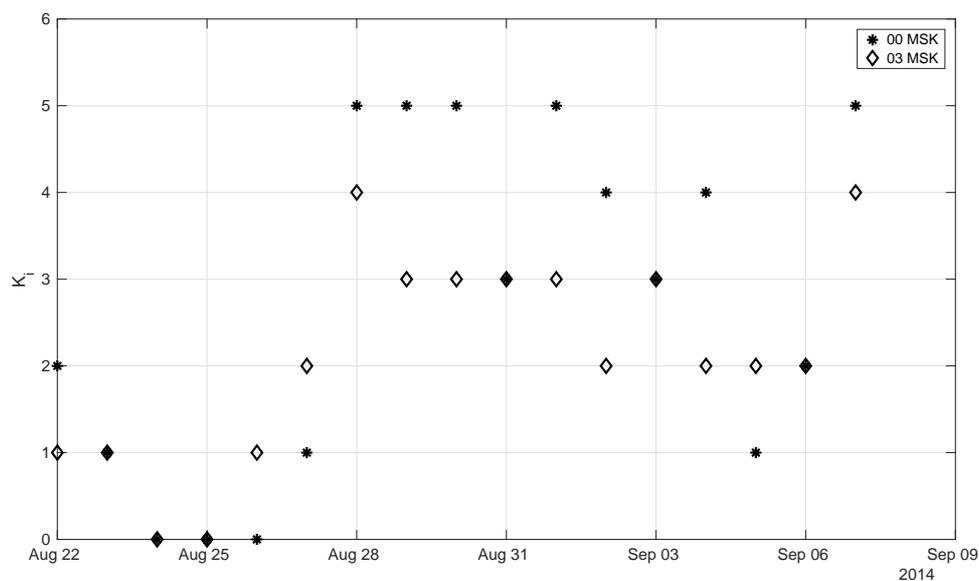
Рис. 3. Продольные компоненты магнитного поля.

Земля-ионосфера к расстоянию, $D_j = \rho/d_j$, $j = [g, i]$ - отношение расстояния к толщине скин-слоя Земли или ионосферы. $d_j = 503/\sqrt{f\sigma_j}$, где f - частота в Гц, σ_j - проводимость. Явное выражение функции F_h приведено в исходной работе.

Особенностью формулы для поля H_x является то, что поле зависит от проводимости Земли в виде параметра D_g , содержащего произведение проводимости σ_g и частоты f . Следовательно, если зависимость поля от проводимости ионосферы проявляется, начиная с некоторого значения D_g , фактически от произведения $f\sigma_g$, то для сред, имеющих более низкую проводимость, такое влияние будет заметно на более высоких частотах, чем при более высокой проводимости Земли.

Заключение

Из результатов эксперимента (рис. 2) следует, что проводимость среды на трассе субширотной антенны до точки приема ниже, чем субмеридианальной. Такое утверждение не противоречит имеющимся результатам по структуре проводимости литосферы Кольского полуострова (рис. 1).

Рис. 4. Значения K_i индекса по данным обсерватории Ловозеро.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №19-05-00823).

Список литературы

1. О возможности квазивертикального радиозондирования ионосферы в крайне низкочастотном диапазоне / Е.Д. Терещенко, В.Ф. Григорьев, А.Е. Сидоренко и др. // Письма в ЖЭТФ. — 2007. — Т. 85, № 8. — С. 471–473.
2. Ковтун А. А. Строение коры и верхней мантии на северо-западе Восточно-Европейской платформы по данным магнитотеллурического зондирования. — Л. : Из-во ЛГУ, 1989.
3. Влияние ионосферы на возбуждение электромагнитного поля диапазона КНЧ и более низких частот в ближней зоне / Е. Д. Терещенко, П. Е. Терещенко, А. Е. Сидоренко и др. // [Журнал технической физики](#). — 2018. — № 6. — С. 907–913.

Том I, с. 345–348

УДК: 537.876.23

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В МНОГОМАСШТАБНОЙ СЛУЧАЙНО НЕОДНОРОДНОЙ ИОНОСФЕРЕ

М. В. Тинин

Иркутский государственный университет, 664003, г. Иркутск, бульв. Гагарина, 20

E-mail: mtinin@api.isu.ru

Аннотация. Демонстрируются возможности интегрального представления поля волны, полученного методом двойного взвешенного Фурье преобразования (ДВФП), при исследовании некоторых особенностей распространения радиоволн в многомасштабной случайно неоднородной ионосфере, как без отражения, так и при вертикальном зондировании ионосферы. Отмечается, что условия применимости геометрического приближения для функции частотной когерентности слабее такого же условия для отдельных реализаций. Приводятся примеры расчета функций частотной когерентности волн в ионосферной плазме с неоднородностями, описываемыми моделью Шкаровского. Результаты моделирования показали, что дифракционные эффекты уменьшают ширину функции частотной когерентности.

Ключевые слова: случайно неоднородная ионосфера; распространение радиоволн; частотная когерентность

FEATURES OF RADIO WAVE PROPAGATION IN A MULTI-SCALE RANDOMLY INHOMOGENEOUS IONOSPHERE

M. V. Tinin

Abstract. The paper explores the possibilities of the integral representation of the wave field, obtained by the double weighted Fourier transform (DWFT) method, for studying some features of radio wave propagation in a multiscale randomly inhomogeneous ionosphere both without reflection and with vertical sounding of the ionosphere. It is noted that the conditions of applicability of the geometrical optics approximation for frequency coherence are weaker than those for individual implementations. Examples are given of calculation of frequency coherence functions of waves in ionospheric plasma with irregularities described by Shkarovsky's model. The simulation results show that diffraction effects reduce the width of the frequency coherence function.

Keywords: randomly inhomogeneous ionosphere; radio wave propagation; frequency coherence function

Введение

Для описания пространственно-временной структуры сигнала, прошедшего через случайно неоднородные ионосферу и нижнюю атмосферу, обычно используют двухчастотную функцию взаимной когерентности. При учете многомасштабности неоднородной ионосферной плазмы необходимо для расчета этой функции когерентности использовать различные методы расчета.

В работах [1, 2] для описания поля волны, распространяющейся в многомасштабной случайно неоднородной среде, было использовано двойное взвешенное Фурье преобразование (ДВФП). Полученное интегральное представление описывает эффекты неоднородностей различных масштабов, что следует из перехода его в результаты методов ГО приближения, плавных возмущений и фазовых экранов в областях их применимости. Учитывая эти свойства ДВФП представления, здесь мы используем это интегральное представление для моделирования частотной когерентности ионосферных радиоволн.

Метод ДВФП в корреляционной теории трансionoсферного распространения радиоволн

Учтем, что на высоких частотах диэлектрическая проницаемость ионосферной плазмы слабо отличается от единицы и размеры неоднородностей превышают длину волны, что позволяет

использовать малоугловое приближение. Тогда, используя результаты работ [1, 2], решение волновой задачи методом ДВФП в первом приближении можно записать в следующем виде

$$E(\omega) = E_0(\omega) [k(z - z_0)/\pi]^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2s d^2p \exp \{i2k[-\mathbf{p}\mathbf{s}(z - z_0) - \mathbf{s}\rho_0 + \mathbf{p}\rho] + ik\tilde{\varphi}(\mathbf{p}, \mathbf{s}, \omega)\}, \quad (1)$$

$$\tilde{\varphi}(\mathbf{p}, \mathbf{s}, \omega) = -40,3(2\pi/\omega)^2 \int_{z_0}^z \tilde{N}(\bar{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{s}, z'), z') dz', \quad \bar{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{s}, z') = \mathbf{p}(z' - z) + \mathbf{s}(z' - z_0) \quad (2)$$

$$E_0(\omega) = -A_0 [4\pi(z - z_0)]^{-1} \exp \left\{ ik \left[(z - z_0) - 0,5(\rho - \rho_0)^2 / (z - z_0) \right] \right\} \quad (3)$$

– поле волны в отсутствие случайных неоднородностей. При выполнении условия превышения масштаба неоднородности l_ε над радиусом Френеля $r_{fr}(z, z', z_0)$:

$$r_{fr}(z, z', z_0) = \sqrt{(z - z')(z' - z_0) / [k(z - z_0)]} < l_\varepsilon \quad (4)$$

с помощью метода стационарной фазы из (1) получаем ГО приближение

$$E(\omega) \approx E_{go}(\omega) = E_0(\omega) \exp \{ik\tilde{\varphi}_c(\rho, \rho_0, z, \omega)\}, \quad (5)$$

где $\tilde{\varphi}_c(\rho, \rho_0, z, \omega)$ определяется (2) при $\bar{\rho}(z') = \rho_0(z - z') / (z - z_0) + \rho(z' - z_0) / (z - z_0)$.

Полагая случайную величину $\tilde{\varphi}$ распределенной по нормальному закону, усредним (1) и получим для среднего поля результат, совпадающий с усреднением ГО приближения (5) [2, 3].

Для частотной функции когерентности, используя (1), получаем

$$\Gamma_E(\omega_1, \omega_2) = E_0(\omega_1) E_0^*(\omega_2) \widehat{\Gamma}(\omega_1, \omega_2), \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \widehat{\Gamma}(\omega_1, \omega_2) = \widehat{\Gamma}(k_0, X) = & \left[\widehat{k}_0(z - z_0) / (2\pi) \right]^2 \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2s d^2p \exp \left\{ -i \widehat{k}_0 [\mathbf{p}\mathbf{s}(z - z_0)] - D(\mathbf{p}, \mathbf{s}) / 2 \right\} \end{aligned} \quad (7)$$

- нормированная функция частотной когерентности,

$$\begin{aligned} D(\mathbf{p}, \mathbf{s}) = & 0,5 [k_0(1 - X^2)]^{-2} \times \\ & \times \int_{z_0}^z k_p^4 \frac{\sigma_N^2(\eta)}{N^2} [(1 + X^2) \bar{\Psi}_N(0, \eta) - (1 - X^2) \bar{\Psi}_N(\bar{\rho}(\mathbf{p}, \mathbf{s}, \eta), \eta)] d\eta, \end{aligned} \quad (8)$$

$\sigma_N^2(\eta) \bar{\Psi}_N(\rho, \eta) \approx \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_N(\rho, \xi, \rho_\eta(0, \eta), \eta) d\xi$, $\Psi_N(\Delta\rho, \xi, \rho_\eta, \eta) = \langle \tilde{N}(\rho_1, z_1) \tilde{N}(\rho_2, z_2) \rangle$ и $\sigma_N^2(\eta) = \Psi_N(0, 0, \mathbf{r}\mathbf{h}\mathbf{o}_\eta(0, \eta), \eta)$ – функция корреляции квазиоднородного случайного поля электронной плотности $\tilde{N}(\rho, z)$ и дисперсия этой плотности, соответственно. Здесь $\xi = z_1 - z_2$, $\eta = (z_1 + z_2) / 2$, $k_0 = (k_1 + k_2) / 2$, $\widehat{k}_0 = k_0(X^{-1} - X)$, $X = (k_2 - k_1) / 2k_0$. Для узкополосного сигнала, когда в силу малой величины расстройки X выполняется условие

$$\begin{aligned} l_\varepsilon > \widehat{r}_{fr}(z, z', z_0) = & \sqrt{(z - z')(z' - z_0) / [\widehat{k}_0(z - z_0)]} = \\ & = r_{fr}(z, z', z_0) / \sqrt{X^{-1} - X} < r_{fr}(z, z', z_0), \end{aligned} \quad (9)$$

из (7) после асимптотического вычисления интегралов получаем результат, который также можно получить, используя фазовое ГО приближение (5), но при условии (4), более жестким, чем условие (9).

Моделирование частотной когерентности.

В качестве примеров использования полученных выше формул рассмотрим результаты расчетов нормированной функции частотной когерентности $\widehat{\Gamma}_\omega(k_0, X)$ для модели неоднородностей ионосферной плазмы, задаваемой спектром Шкаровского [4].

Результаты моделирования с использованием (7)-(8) при расположении наблюдателя в точке $r = \{0, 0\}$, а источника излучения с частотой $f = \omega/2\pi = 100\text{F}$ в точке $r_0 = \{0, 800 :<\}$ для внутренних масштабов $l_m = 70\text{ м}, 300\text{ м}, 1\text{ км}$ приведены на рисунках 1-2. Полагалось, что статистически однородные неоднородности занимают слой между высотами 150 и 400 км. Флуктуации полагались равными 1% от фоновой плазмы ($\sigma_N = 0,01\bar{N}$), плазменная частота, которой была постоянной и равной 6 МГц. На рисунках помимо расчетов по формулам (7)-(8) тонкими линиями приведены расчеты в ГО приближении. Из рисунков видно, что в ГО приближении ширина полосы канала шире, т.е. дифракционные эффекты сужают полосу канала. Отсюда следует, что для улучшения канала передачи сигнала необходима обработка сигнала, устраняющая дифракционные эффекты.

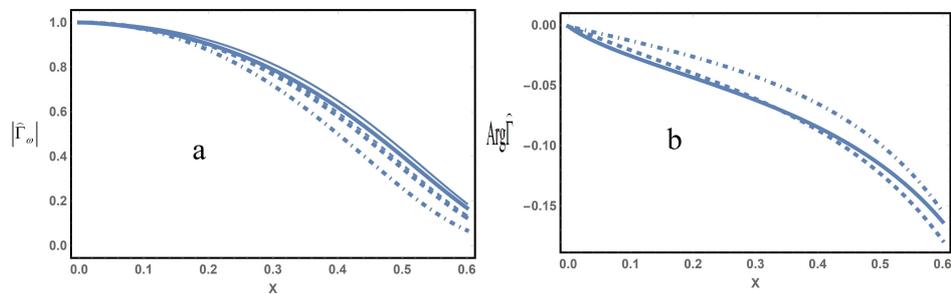


Рис. 1. Зависимости модуля (а) и аргумента (б) функции когерентности от относительной расстройки X для спектра Шкаровского с внешним масштабом $L_0 = 10\text{ км}$ и с различными внутренними масштабами: 70м (сплошные линии), 300м (штриховые линии) и 1км (штрих-пунктирные линии), рассчитанные по формулам ДВФП (толстые линии) и в ГО приближении (тонкие линии).

Эффекты второго порядка в неоднородной среде

В неоднородной среде по мере удаления от источника флуктуации траектории растут и на достаточно большом расстоянии эти флуктуации становятся больше размеров некоторых неоднородностей и теория возмущений, использованная выше для определения фазы парциальной волны, становится неприменимой, по крайней мере, для мелкомасштабных неоднородностей. Применение метода ДВФП совместно с гибридным подходом позволило нам получить выражения для статистических характеристик поля волны в многомасштабной случайной неоднородной среде с учетом эффектов второго порядка, связанных с вариацией траектории луча в пределах мелкомасштабных неоднородностей [2].

Как и в марковском приближении, среднее поле и пространственная функция когерентности совпадают с их фазовым геометрооптическим приближением. Для узкополосных сигналов эффекты второго порядка не имеют существенного влияния на частотную корреляцию. Однако, в некоторых случаях (например, в расчетах остаточной ошибки двухчастотных ГНСС измерениях), когда эффекты первого порядка устраняются, может возникнуть необходимость в учете эффектов второго порядка.

Более существенную роль эффекты второго порядка играют в корреляции интенсивности. Здесь при небольшой толщине неоднородного слоя эффектами второго порядка можно пренебречь, но с увеличением толщины слоя, эти эффекты становятся заметными. Интересно заметить, что полученная функция корреляции интенсивности на больших расстояниях переходит в результаты, полученные ранее методом путевых интегралов. Это говорит о том, что на флуктуации интенсивности волны, распространяющейся в многомасштабной случайно неоднородной среде, при большом удалении оказывают существенное влияние эффекты второго порядка, то есть эффекты искажения падающей волны.

Функция частотной когерентности сигнала, отраженного от ионосферного слоя.

Полученное с помощью метода Фока собственного времени обобщение метода ДВФП [5] было использовано при выводе выражения для функции частотной когерентности сигнала, отраженного от случайно неоднородного ионосферного слоя.

На рис. 2 приведены результаты моделирования амплитуды (а) и фазы (б) функции частотной когерентности поля отраженной волны с несущей частотой излучения $f_0 = \omega_0/2\pi = 4F$ и линейного слоя, для которого плазменная частота на расстоянии $z_c = 70$ км от начала слоя была равной 5 МГц. Полагалось, что статистически однородные неоднородности электронной плотности ионосферной плазмы с флуктуациями, описываемыми моделью Шкаровского с постоянным среднеквадратическим отклонением, равным 1% от электронной плотности фоновой плазмы на высоте $z_c = 70$ км, занимают все пространство между началом слоя $z = 0$ и высотой отражения $z_t = L$.

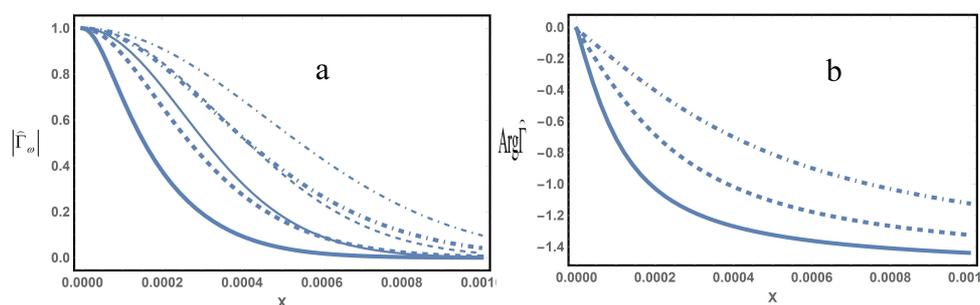


Рис. 2. То же самое, что на рис. 1 для функции частотной когерентности отраженного сигнала. Заметим, что в отличие от рассмотренных выше задачи без отражения влияние дифракционных эффектов здесь более существенно. Это связано не только с понижением рабочей частоты, но и с наличием точки поворота и корреляции падающей и отраженной волн (эффекта обратного рассеяния).

Заключение.

С помощью метода ДВФП здесь получены формулы для двухчастотной функции взаимной когерентности сферических волн в многомасштабной случайно неоднородной ионосфере в отсутствие и в присутствии отражения от ионосферы. Получены условия перехода этих формул в ГО приближение, которые в узкополосных системах значительно слабее соответствующих условий для отдельных реализаций.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-05-00185).

Список литературы

1. Kravtsov Yu. A., Tinin M.V. Representation of a wave field in a randomly inhomogeneous medium in the form of the double-weighted Fourier transform // *Radio Sci.* – 2000. – Vol. 35. – P. 1315–1322.
2. Tinin M.V. Higher approximations to study statistical characteristics of waves in multiscale inhomogeneous media // *Advances in Mathematical Physics.* – 2018. – Vol. 2018, Article ID 1570407. <https://www.hindawi.com/journals/amp/2018/1570407>, DOI:10.1155/2018/1570407
3. Тинин М.В. Двухчастотная функция когерентности для поля волны, распространяющейся в многомасштабной случайно неоднородной среде // *Известия вузов. Радиофизика.* – 2018. – Т. 61. – С. 291–304.
4. Shkarofsky I.P. Generalized turbulence space-correlation and wave-number spectrum-function pairs // *Canadian Journal of Physics.* – 1968. – Vol. 46. P. 2133-2153. doi:10.1139/p68-562.
5. Tinin M. Wave reflection from randomly inhomogeneous ionospheric layer: 1. The method of describing the wavefield in a reflecting layer with random irregularities // *Radio Sci.* – 2016. – Vol. 51. <http://dx.doi.org/10.1002/2016RS006055>.

Том I, с. 349–353

УДК: 550.388.2

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НАД СЕЙСМИЧЕСКИМИ ИСТОЧНИКАМИ ВО ВРЕМЯ КРУПНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ 2010 Г. РАДИОФИЗИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ В УСЛОВИЯХ СПОКОЙНОГО ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

М. А. Титова¹, В. И. Захаров^{2,3}, С. А. Пулинец¹

¹ *Институт космических исследований РАН, 117997, г. Москва, Россия*

² *Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 119991, г. Москва, Россия*

³ *Институт физики атмосферы им. А.М.Обухова РАН, 119017, г. Москва, Россия*

E-mail: marititova@yandex.ru

Аннотация. Рассмотрены проявления ионосферных возмущений, при анализе данных GPS-наблюдений, детектируемые в периоды крупных землетрясений над регионами о. Гаити 12.01.2010 г. и Южной Америки 27.02.2010 г. Проведен комплексный региональный анализ данных станций наземного базирования, объединенных в глобальные (IGS и UNAVCO) сети. Всего для анализа нами использовались данные от 123 наземных станций, было обработано свыше 50.5 тыс. часов индивидуальных наблюдений, 14.6 млн. отсчетов фазы. Осуществлена локализация выявленных неоднородных волновых структур ионосферы с конкретными источниками сейсмических событий. Анализ параметра спада волнового спектра ионосферных неоднородностей показывает наличие экстремумов, связанных по времени с периодом сейсмической активности в регионах мониторинга.

Ключевые слова: ионосфера, геомагнитный индекс, навигационная система, фаза, полное электронное содержание (ПЭС), землетрясение, параметр спада волнового спектра

DETERMINATED OF IONOSPHERIC DISTURBANCES OVER SEISMIC SOURCES DURING LARGE EARTHQUAKES OF 2010 BY RADIOPHYSICAL METHODS UNDER CONDITIONS OF QUIET GEOMAGNETIC FIELD

M. A. Titova, V. I. Zakharov, S. A. Pulinets

Abstract. The ionospheric disturbances detected during large earthquakes over the regions of Haiti 12.01.2010 and South America 27.02.2010 on the base the analysis of data GPS-observations are considered in this work. The complex regional analysis of the ground-based stations data integrated into global (IGS and UNAVCO) networks was carried out. Overall we used data of 123 receiving stations, processed more than 50.5 thousand hours of observations, that is, over 14.6 million phase measurements. The detected ionospheric irregularities were localized and related with certain sources of seismic events. Analysis of the wave spectra decay index shows the availability of temporal extremes correlated with the periods of seismic activity in the monitoring regions.

Keywords: ionosphere, geomagnetic index, navigation system, phase, the total electron content (TEC), earthquake, decay index of wave spectrum

Введение

Ионосфера Земли тесно взаимосвязана с другими геосферами. Диагностика состояния ионосферы дает сведения об условиях распространения радиоволн в околоземном пространстве, а также позволяет следить за многими процессами в системе литосфера-атмосфера [1]. Данная работа сосредоточена на исследовании землетрясения, которое является источником атмосферных и ионосферных возмущений.

Масштабные землетрясения в начале 2010 года произошли на острове Гаити и в Южной Америке (Чили), по данным USGS (U.S. Geological Survey), их характеристики и координаты приведены в Таблице 1. Мощность землетрясений привлекает к ним пристальное внимание со

стороны геофизиков [2–6], поскольку позволяет более детально рассмотреть взаимодействие различных геосфер. Сейсмособытия развивались на фоне спокойной до 20 нТл для Гаити, или умеренно-возмущенной до 50 нТл, лишь раз достигнув 86 нТл (18 февраля 2010 г.) для Чили геомагнитной обстановки по данным WDC, Kyoto (<http://wdc.kugi.kuoto-u.ac.jp/dstae>). Поэтому изменения в структуре ионосферы, зарегистрированные в рассматриваемые периоды, не могут объясняться только вариациями магнитного поля Земли и солнечной активностью.

Цель работы: детектирование литосферно-ионосферных проявлений, напрямую не связанных с гелио- и геомагнитной активностью, в период землетрясений в регионах мониторинга, с использованием возможностей спутниковой радионавигационной системы GPS.

Исследование ионосферы с помощью системы GPS

Неоднородности ионосферы вызывают групповую задержку и фазовый сдвиг радионавигационных сигналов. Эти параметры используются в методе измерения полного электронного содержания - ПЭС (англ. total electron content – TEC, $1\text{TECU}=10^{16}$ электрон/м²), вдоль пути распространения от спутника до приемника на двух когерентных рабочих частотах $f_1=1575.42$ МГц, $f_2=1227.60$ МГц [1, 7, 8]. Информация об измерениях представлена в публичном доступе, в стандартном формате RINEX, с временным разрешением данных 30 секунд. Погрешность в определении вариаций ПЭС от фазовых измерений составляет менее 0.1% относительно фоновой концентрации [9].

Метод определения ПЭС при использовании данных глобальных специализированных сетей станций IGS (International Geophysical Survey) и UNAVCO (University Navstar Consortium), позволяет получать достаточное разрешение по пространству. Пример совместного расположения станций IGS и UNAVCO и сейсмособытий в регионе (квадраты), приведены на Рис. 1. Видно, что в регионе мониторинга Карибского бассейна плотность станций небольшая, в основном они расположены на побережье Мексиканского залива.

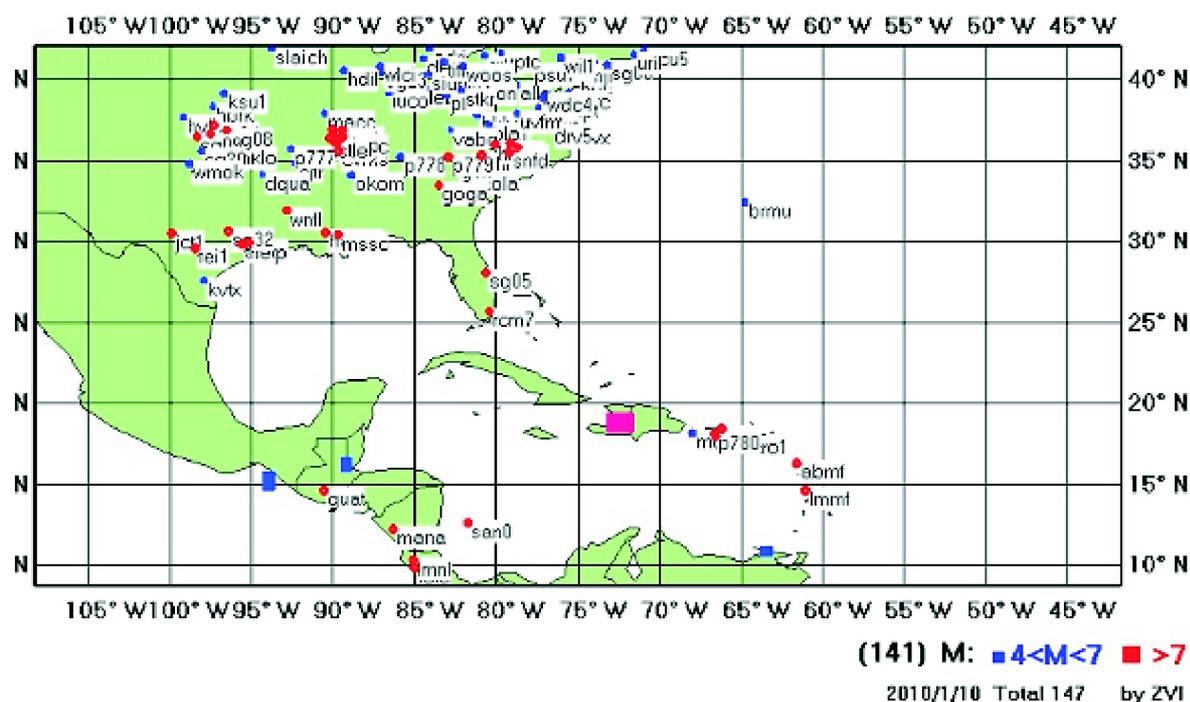


Рис. 1. Совместное расположение наблюдательных станций сетей IGS и UNAVCO (кружки синих и красных цветов) и сейсмособытий в регионе (квадраты).

Методы GPS интерферометрии и кластерного анализа для исследования ионосферы

Метод GPS–интерферометрии основывается на выделении корреляционным способом отклика в навигационном сигнале на динамику изменения по времени неоднородных структур в средах (направление и вектор скорости). Идея метода комбинации регистрируемых фаз L_1 и L_2 , с последующей фильтрации высокочастотного шума (с периодами менее 3–5 мин) и оценка скорости изменения параметра ПЭС по времени [1, 7, 10], позволяет получить отклонения данного параметра от средних равновесных значений. Метод имеет ракурсную зависимость амплитуды исследуемого сигнала от направления визирования на НИСЗ [1, 11].

В работе кластерный анализ проводился для выбранных параметров: координатам подионосферной точки, направление движения неоднородной структуры, время наблюдения структуры ячейками подсети [10, 12]. В программном пакете CRASS GPS, созданном на кафедре физики атмосферы физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова, реализован комплексный алгоритм для обработки массивов данных, основанный на модифицированном методе k -средних [12].

Спектральный анализ выделенных неоднородных структур

Определять степени турбулизации среды принято с использованием степенных оценок волнового спектра $S(k) \sim k^\alpha$, $k=2\pi/\lambda$, λ - характерный размер волнового возмущения [1, 13]. Для турбулентности верхней атмосферы характерны спектры с максимумами в диапазоне частот Брента-Вайсяля 0.2–2 мГц. Значения наклона спектра варьируются при изменении условий среды, и его отклонения от среднего значения могут служить индикатором возмущенности данной среды.

Основные результаты

Для анализа землетрясения в Гаити за период 01–15 января 2010 г. нами использовались данные от 67 наземных станций, сформированы были 27 измерительных ячеек. Обработано свыше 7.5 тысяч часов индивидуальных наблюдений, 4.3 млн. отсчетов фазы. Для землетрясения в Чили нами обработаны данные от 56 станций в период 18 февраля – 21 марта 2010 г., всего 43 тыс. час индивидуальных наблюдений, 10.3 млн. измерений фазы на обеих рабочих частотах.

Интерпретация полученных результатов геофизического анализа для землетрясения в Гаити представлена на Рис. 2а, б. В основном подионосферные точки распределены в эпицентре события, а также согласно границам активных континентальных и океанических разломов, зоны субдукции. Иными словами, литосферная активность является источником волноподобных возмущений с характерными АГВ параметрами. Отметим, что методическая точность локализации подионосферных точек составляет 50–100 км [1].

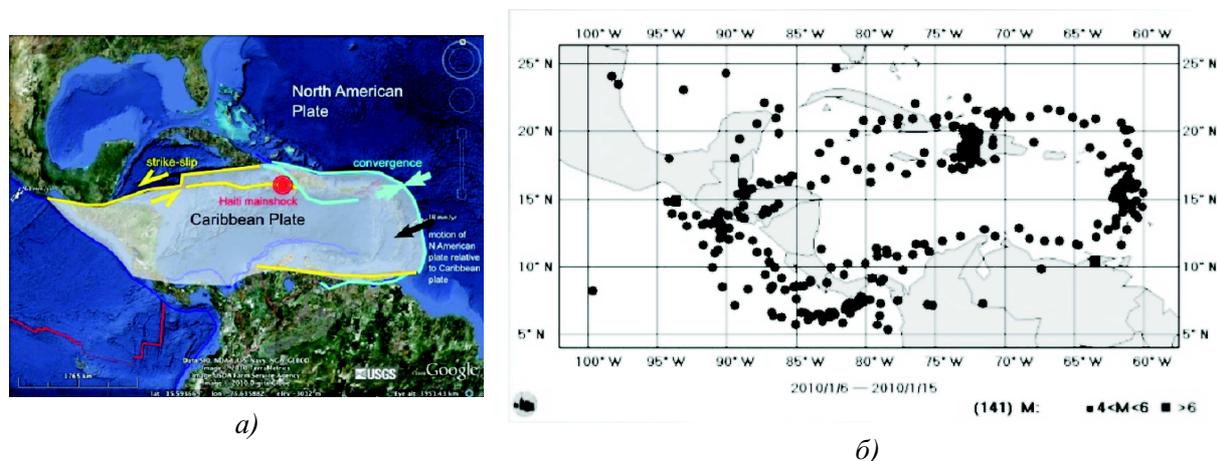


Рис. 2. а) Особенности Карибской плиты; б) Период мониторинга 10 дней

Динамика параметра спадаания α волнового спектра представлена на Рис. 3 и Рис. 4, тонкие горизонтальные прямые задают положение величины выборочной дисперсии, относительно

среднего значения, отмеченного жирной горизонтальной прямой на графиках. Стрелками на графиках отмечено время основных толчков землетрясений, и соответствующая им магнитуда.

На Рис. 3 видно наличие трех экстремумов до основного события, и локального экстремума 13 января в интервале 05-06 часов, что соответствует отклику ионосферы на землетрясение, в исследуемом регионе. На Рис. 4 показано три локальных минимума с запаздыванием на конкретное сейсмическое событие от 8 до 12 часов. Шаг дискретизации 4 часа.

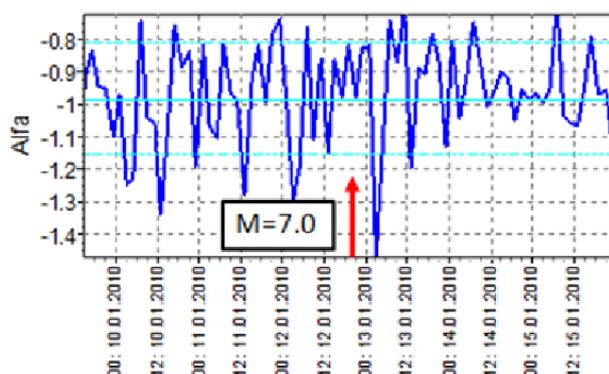


Рис. 3. Параметр волновой активности в период 09.01.2010–13.01.2010 г. (Гаити).

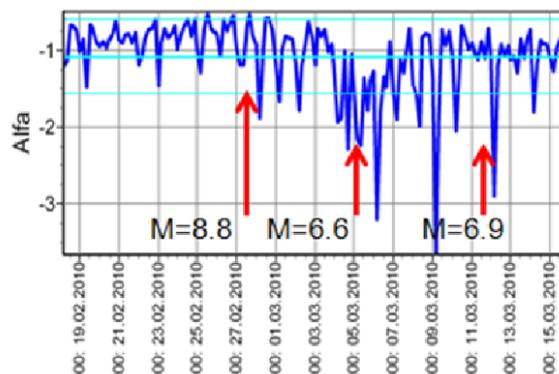


Рис. 4. Параметр волновой активности в период 18.02.2010–16.03.2010 г. (Чили).

Выводы

Основные землетрясения провоцируют значимый отклик на ионосферных высотах, который, представляет собой, суперпозицию различных процессов. В сейсмически активных областях возможна дополнительная турбулизация плазмы ионосферы циклом более слабых землетрясений, что приводит к изменению значений наклона волнового спектра, для выявленных возмущений ионосферы, имеющих скорости, соответствующие АГВ (от 300 до 1200 м/с).

Над сейсмически активными районами происходят интенсивные изменения параметров ионосферы, относительно показателей их регулярной изменчивости, не только во время основного события, но также в период подготовки землетрясений, и после его активной фазы.

В работе проведен геофизический анализ. Установлено, что неоднородные структуры ионосферы, обнаруженные методом GPS-интерферометрии на выбранной наблюдательной сети, географически связаны с местами орографических возмущений.

Таблица 1. Крупные землетрясения 2010 г. по данным USGS (U.S. Geological Survey).

Дата	Время, UTC	Координаты эпицентра	Глубина залегания очага, км	Магнитуда	Регион
12.01.2010	21:53	18.44° N 72.57° W	13	7.0	Haiti region
27.02.2010	06:34	36.12° S 72.9° W	22.9	8.8	offshore Bio-Bio, Chile
05.03.2010	11:47	36.67° S 73.37° W	18	6.6	offshore Bio-Bio, Chile
11.03.2010	14:55	34.33° S 71.80° W	18	7.0	Libertador O'Higgins, Chile

Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 18-12-00441.

Список литературы

1. Афраймович Э. Л., Перевалова Н. П. GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: Изд-во ГУНЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006. 480 с.
2. Намгаладзе А. А., Золотов О. В., Прохоров Б. Е. Численное моделирование вариаций полного электронного содержания ионосферы, наблюдавшихся перед землетрясением 12 января 2010 г. на о-ве Гаити // Геомагнетизм и аэрномия. 2013. Т. 53. № 4. С. 553-560.
3. Пулинец С. А., Цыбуля К. Г. Уникальные вариации полного электронного содержания в период подготовки землетрясения на Гаити (M7.9) 12 января 2010 г. // Геомагнетизм и аэрномия. 2010. Т. 50. № 5. С. 713-716.
4. Akhoondzadeh M., Saradjian M. R. TEC variations analysis concerning Haiti (January 12, 2010) and Samoa (September 29, 2009) earthquakes // *Adv. Space Res.* 2011. V. 47. N. 1. P. 94-104.
5. Захаров В. И., Куницын В. Е., Титова М. А. Возможности и некоторые результаты регионального мониторинга ионосферы методом GPS-интерферометрии // Сборник Труды XXIII Всероссийской Научной Конференции распространение радиоволн, Йошкар-Ола, 23-24 мая 2011. Изд. МарГТУ Йошкар-Ола, 2011. Т. 1, С. 204-207.
6. Zakharov V. I., Kunitsyn V. E., Titova M. A. Possibilities and some results of the ionosphere regional monitoring by GPS-radio interferometry // Published in: 2011 XXXth URSI General Assembly and Scientific Symposium. DOI: 10.1109/URSIGASS.2011.6050959
7. Hofmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Collins J. GPS Theory and practice. New York: Springer-Verlag Vienna, 1998. 389 p.
8. Pi X., Mannucci A. J., Lindqwister U. J., Ho C. M. Monitoring of global ionospheric irregularities using the worldwide GPS network // *Geophys. Res. Lett.* 1997. V. 24, N 18. P. 2283–2286.
9. Куницын В. Е., Терещенко Е. Д., Андреева Е. С. Радиотомография ионосферы. Наука Москва, ISBN 978-5-9221-0795-2, 2007. 335 с.
10. Захаров В. И., Зиенко А. С., Куницын В. Е. Распространение радио сигналов GPS при различной солнечной активности // *Эл. магн. волны и электрон. сист.* 2008. № 8. С. 51–57.
11. Mercier C. Observations of atmospheric gravity waves by radiointerferometry // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1986. V. 48, N 7, P. 605-624.
12. Захаров В. И., Будников П. А. Использование кластерного анализа для обработки данных GPS-интерферометрии // *Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия.* 2012. № 1. С. 26–32.
13. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.

Том I, с. 354–358

УДК: 550.388.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЛАНЕТАРНЫХ ВОЛН ВО ВРЕМЯ СТРАТОСФЕРНЫХ ПОТЕПЛЕНИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПО ДАННЫМ КВ РАДАРА ХОККАЙДО ИСТ

М. В. Толстик¹, А. В. Ойнац¹, И. В. Медведева¹, А. В. Медведев¹, К. Г. Ратовский¹,
Н. Нишитани²

¹ *Институт Солнечно-Земной Физики, Иркутск, Россия*

E-mail: maxim@iszf.irk.ru

² *Institute for Space-Earth Environmental Research, Nagoya University, Japan*

E-mail: nisitani@isee.nagoya-u.ac.jp

Аннотация. Впервые по многолетним данным КВ радара Хоккайдо ИСТ (2007-2014) показано влияние возмущений в средней атмосфере с периодами порядка десятков дней на короткопериодные (~1-4 часа) возмущения в ионосфере. Обнаружено, что наиболее значительным изменениям в распределениях азимута ПИВ соответствуют наиболее сильные вариации скорости зонального ветра на 60^o с.ш., 10 гПа. Для формализации задачи разработаны методы численной оценки возмущений распределений азимута ПИВ и возмущений скорости зонального ветра. Проведено сравнение распределений ПИВ по времени суток и направлениям распространения с распределениями проекций нейтрального ветра, что позволило предложить механизм этого влияния. Планетарные волны (необязательно связанные с реверсом зонального ветра) приводят к изменениям нейтрального ветра в районе мезопаузы, что приводит к изменению блокируемых нейтральным ветром направлений распространения ПИВ.

Ключевые слова: перемещающиеся ионосферные возмущения, внутренние гравитационные волны, внезапные стратосферные потепления, планетарные волны, нейтральный ветер

STUDYING OF THE EFFECT OF PLANETARY WAVES ON THE IONOSPHERIC DISTURBANCES CHARACTERISTICS DURING STRATOSPHERIC WARMINGS USING THE HOKKAIDO EAST HF RADAR DATA

M. V. Tolstikov, A. V. Oinats, I. V. Medvedeva, A. V. Medvedev, K. G. Ratovsky,
N. Nishitani

Abstract. For the first time, based on long-term data of the Hokkaido East HF radar (2007-2014), the influence of planetary waves in the middle atmosphere on short-period (~1-4 hours) disturbances in the ionosphere was revealed, and the mechanism of such influence was suggested. It was found, that the strongest variations in the zonal wind velocity at 60^o N, 10 hPa correspond to the most significant changes in the distributions of TIDs azimuth. To formalize the task, methods for the numerical estimation of the disturbances of TIDs azimuth distributions and the zonal wind velocity variations were developed. Comparison of TID distributions on time and azimuth with neutral wind projection distributions was done, which made it possible to suggest the following mechanism. Planetary waves (not necessarily associated with the reversal of the zonal wind) lead to changes of the neutral wind in the mesopause, which leads to changes of TID propagation directions blocked by the neutral wind.

Keywords: traveling ionospheric disturbances, internal gravity waves, sudden stratospheric warmings, planetary waves, neutral wind

Введение

Волновые процессы вносят значительный вклад в общую циркуляцию атмосферы, обеспечивая связь нижней, средней и верхней атмосферы. Метеорологические процессы в нижних слоях атмосферы могут оказывать влияние не только на нейтральную верхнюю атмосферу, но и на

ее ионизованную часть. Временные масштабы волн варьируются от нескольких минут до десятков суток (планетарные волны), пространственные – от нескольких километров до планетарных масштабов. В настоящее время внимание многих исследователей привлечено к исследованию отклика верхней нейтральной атмосферы и ионосферы на экстремальные события в нижней атмосфере. К наиболее значительным метеорологическим возмущениям, охватывающим большие пространственные и временные масштабы, относятся внезапные стратосферные потепления (ВСП). В работе [1], по данным Иркутского радара некогерентного рассеяния и Екатеринбургского КВ радара, выявлена существенная анизотропия частоты наблюдения перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ) в зависимости от направления распространения и показано, что данный эффект объясняется ветровой фильтрацией внутренних гравитационных волн (ВГВ). Нейтральный ветер понижает амплитуду ВГВ, распространяющихся по ветру, и повышает амплитуду ВГВ, распространяющихся против ветра. Соответственно мы наблюдаем минимальное количество ВГВ, распространяющихся по ветру, и максимальное – распространяющихся против ветра. Во время сильных стратосферных потеплений наблюдается реверс полярного вихря, что оказывает влияние на ветер, в том числе, на средних широтах, и, в свою очередь, должно приводить к изменению распределения ПИВ по азимутам. В данной работе мы исследовали влияния ВСП на ПИВ, основываясь на многолетних наблюдениях (2007-2014) КВ радара Хоккайдо Ист. Радар Хоккайдо Ист и способ получения характеристик ПИВ подробно описаны в [2, 3]. Следует отметить, что радар работает на частоте ~ 11 МГц, и поэтому в ночное время эхо-сигналы, рассеянные от земной поверхности, в зимний сезон практически отсутствуют из-за низкой электронной концентрации.

Результаты

Прежде всего, мы провели проверку гипотезы о ветровой фильтрации ПИВ способом аналогичным приведённому в работе [1]. Так, если основными источниками ПИВ являются внутренние гравитационные волны (ВГВ), то распределения азимутов ПИВ по времени должно определяться нейтральным ветром. Нейтральный ветер усиливает ВГВ, распространяющиеся против ветра, и ослабляет распространяющиеся по ветру. Таким образом, максимумы в распределении азимутов ПИВ по времени должны совпадать с направлениями, противоположными азимутам наиболее сильных и часто встречающихся в этот сезон и это время суток ветров. На рисунке 1 представлено цветом распределение частоты наблюдения ПИВ для зимних сезонов 2007-2014 годов по времени суток и азимутам. Изолиниями показаны проекции нейтрального ветра на данное направление в данный момент времени (белыми изолиниями – отрицательные проекции, красными – положительные), рассчитанные по модели NWM2007.

Поскольку радар работает на частоте ~ 11 МГц, в ночное время эхо-сигналы, рассеянные от земной поверхности, в зимний сезон практически отсутствуют из-за низкой фоновой электронной плотности. Как видно из рисунка 1а, подавляющее большинство возмущений лежит в области отрицательных проекций нейтрального ветра (как и ожидалось). Но также видно, что область отрицательных проекций нейтрального ветра заполнена неравномерно, и большая часть возмущений лежит в области $\sim 120^\circ$. Возможной причиной этой особенности может быть то, что на распределение азимутов ПИВ влияет не только ветер на высоте наблюдения, но и ветер на высотах, через которые ПИВ прошли прежде, чем достигнуть высоты наблюдения. Сильные ветры на высотах ниже высоты наблюдения, могут препятствовать распространению ПИВ в определенных направлениях. Наиболее сильное влияние должны оказывать ветры в районе мезопаузы, где направление ветра резко меняется с высотой, вплоть до изменения на противоположное. Сиреневыми изолиниями на рисунке 1b показаны области положительных проекций больших 50 м/с для ветров на высотах 90-200 км. Из рисунка 1b видно, что в дневное время области азимутов $\sim (60^\circ - 110^\circ)$ и $\sim (150^\circ - 240^\circ)$ перекрываются областями положительных проекций нейтрального ветра на нижележащих высотах (сиреневые линии) и, следовательно, распространение ПИВ в данных направлениях блокируется. Таким образом, преимущественное направление распространения ПИВ ($\sim 120^\circ$) в зимний сезон в Хоккайдо можно объяснить взаимодействием ВГВ с нейтральным ветром

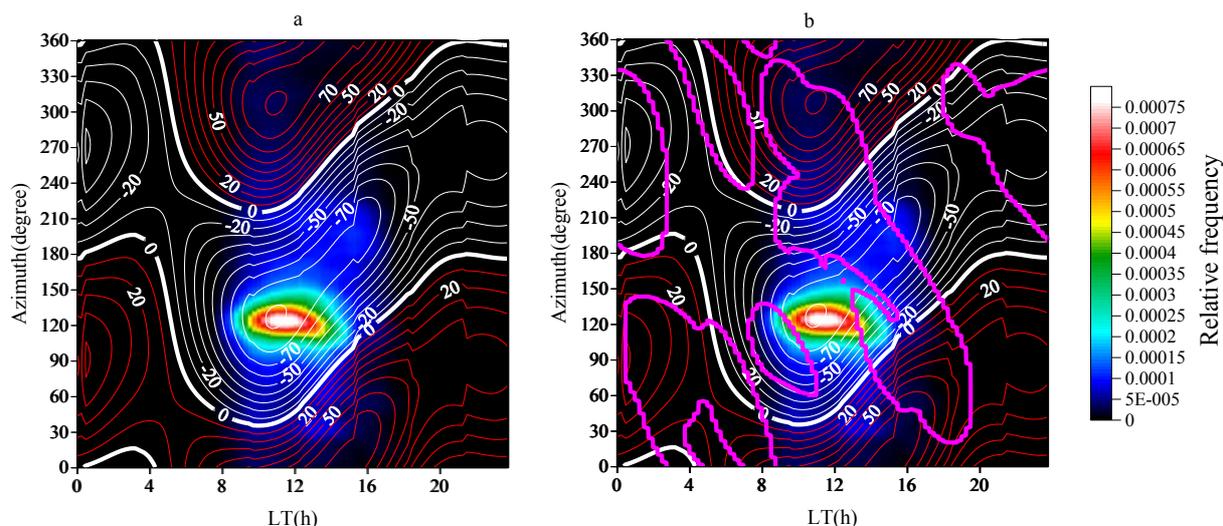


Рис. 1. Распределение ПИВ (цветом), где относительная частота – отношение числа ПИВ, наблюдавшихся в данное время и распространяющихся в данном направлении, к общему числу наблюдавшихся ПИВ); и распределения проекций нейтрального ветра (изолинии).

Далее рассмотрим, как мажорные ВСП влияют на распределения азимутов ПИВ. На рисунке 2 представлены распределения ПИВ по дням года и азимутам для мажорных потеплений. Здесь и далее данные наблюдений были усреднены в окне $\pm 5^\circ$ по азимуту и ± 5 по дням года, шаг по азимуту 1° , шаг по времени один день. Цветом обозначена относительная частота – отношение ПИВ с заданным азимутом $\pm 5^\circ$ ко всем ПИВ наблюдавшимся в данный день ± 5 дней. Вертикальные красные линии соответствуют реверсу ветра (реверс ветра здесь – реверс направления зональной циркуляции атмосферы на 60° с.ш., 10 гПа).

Как видно из рисунка 2, до начала событий ВСП наблюдается характерное распределение азимутов ПИВ с ярко выраженным максимумом в районе $\sim 120^\circ$ (следует отметить что это типичное распределение для зимнего сезона в Хоккайдо [3]). Во время ВСП появляются дополнительные максимумы, а после окончания ВСП распределение возвращается к первоначальной форме. Возможное объяснение существенных изменений распределений ПИВ по азимутам во время мажорных ВСП может быть следующее. Реверс направления зональной циркуляции атмосферы (60° с.ш., 10 гПа) сопровождается усилением активности планетарных волн, что, в свою очередь, приводит к возмущениям нейтрального ветра уже в точке наблюдения. В результате происходит изменение блокируемых нейтральным ветром направлений распространения ПИВ. Возникает вопрос, принципиален ли реверс зональной циркуляции, или для наблюдаемого эффекта достаточно наличия в атмосфере сильных планетарных волн? Для 2008 года наиболее сильные изменения в распределениях азимута ПИВ наблюдаются не при смене направления зональной циркуляции (22.02-28.02.), а в районе ~ 31 января, когда наблюдались наиболее сильные вариации скорости зонального ветра. Для дальнейшего анализа и формализации задачи были разработаны методы численной оценки возмущений распределений азимута ПИВ и возмущений скорости среднезонального ветра. Средние годовые вариации скорости зонального ветра были определены по данным реанализа MERRA за большой промежуток времени. В качестве характеристики возмущений сезонных вариаций скорости ветра был принят модуль разности между вариациями за конкретный год и средними вариациями.

Аналогично были определены изменения в распределениях азимута ПИВ. Были вычислены среднегодовые распределения азимута ПИВ для каждого дня. Возмущение распределения

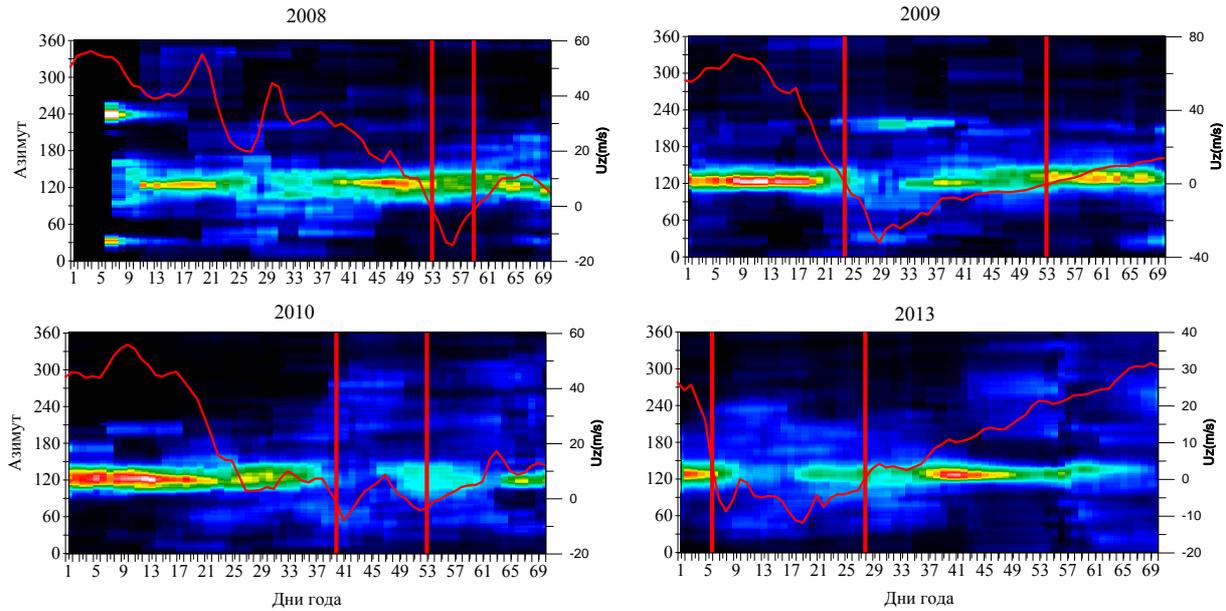


Рис. 2. Распределения ПИВ по дням года и азимутам. Относительная частота – отношение числа ПИВ, наблюдавшихся в данный день и распространяющихся в данном направлении, к общему числу наблюдавшихся ПИВ в данный день.

азимута ПИВ для i дня, j года рассчитывалось по формуле:

$$\sqrt{\frac{\sum_{\varphi=0}^{359} (Dst(i, j, \varphi) - AvDst(i, \varphi))^2}{360}}$$

Здесь $Dst(i, j)$ – распределение ПИВ по азимутам для i дня, j года, $AvDst(i)$ – среднегодовое распределение для i дня. Далее было проведено сравнение вариаций зонального ветра с изменениями в распределениях азимута ПИВ для 2008-2014 гг.

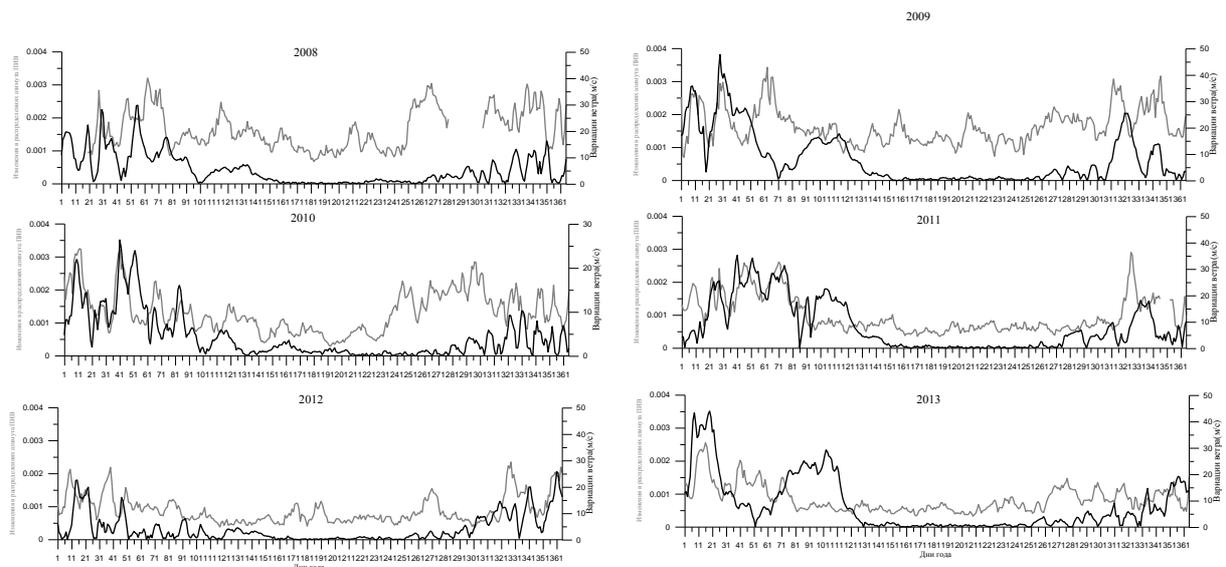


Рис. 3. Вариации скорости среднезонального (60 с.ш., 10 гПа) зонального ветра (чёрный) по данным MERRA с изменениями в распределениях азимута ПИВ (серый).

Заключение

Обнаружено, что вариации скорости ветра достаточно неплохо коррелируют с изменениями в распределениях азимута ПИВ (Рис. 3), что подтверждает предположение о влиянии возмущений в нижележащей атмосфере на ионосферные возмущения. Активность планетарных волн (необязательно связанная с реверсом направления зонального ветра) приводит к изменениям в нейтральном ветре в районе мезопаузы, что, в свою очередь, приводит к изменению блокируемых нейтральным ветром направлений распространения ПИВ. Таким образом, впервые по многолетним данным КВ радара Хоккайдо Ист показано влияние возмущений в средней атмосфере с периодами порядка десятков дней на короткопериодные (~1-4 часа) возмущения в ионосфере.

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 17-05-00192-а и № 19-05-00889-а. В работе были использованы экспериментальные данные ЦКП «Ангара» (<http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>) и методы анализа, полученные в рамках базового финансирования программы ФНИ П.12.

Список литературы

1. Medvedev, A. V., K. G. Ratovsky, M. V. Tolstikov, A. V. Oinats, S. S. Alsatkin, G. A. Zherebtsov. Relation of internal gravity wave anisotropy with neutral wind characteristics in the upper atmosphere// J. Geophys. Res. Space Physics. - 2017. - Vol.122. - P.7567–7580. <https://doi.org/10.1002/2017JA024103>
2. Oinats, A.V., V.I. Kurkin, N. Nishitani. Statistical study of medium-scale traveling ionospheric disturbances using SuperDARN Hokkaido ground backscatter data for 2011// Earth Planets Space. - 2015. - Vol. 67:22. <https://doi.org/10.1186/s40623-015-0192-4>
3. Oinats, A.V., N. Nishitani, P. Ponomarenko, O. Bergardt, K. Ratovsky. Statistical characteristics of medium-scale traveling ionospheric disturbances revealed from the Hokkaido East and Ekaterinburg HF radar data// Earth, Planets and Space. - 2016. - Vol.68:8 <https://doi.org/10.1186/s40623-016-0390-8>

Том I, с. 359–363
УДК: 550.388.2

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВОЛНОВОЙ АКТИВНОСТИ ИОНОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ ДЛИННЫХ РЯДОВ ДАННЫХ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

К. Г. Ратовский, М. В. Толстикова, А. В. Медведев

*Институт Солнечно-Земной Физики, Иркутск, Россия
E-mail: maxim@iszf.irk.ru*

Аннотация. По данным непрерывных круглогодичных измерений иркутского, норильского и хайнаньского ионозондов проведена оценка волновой активности (количества наблюдаемых перемещающихся ионосферных возмущений). Проведение регулярных ионосферных наблюдений на фазах роста и спада солнечной и геомагнитной активности позволило получить регрессии волновой активности и средних амплитуд возмущений на глобальные индексы (F10.7, геомагнитные индексы). На высоких широтах (Норильск), волновая активность, в основном определяется F10.7, а в зависимости волновой активности от геомагнитной активности наблюдаются две ветки соответствующие разным циклам солнечной активности. На средних широтах (Иркутск) волновая активность прямо пропорциональна геомагнитной. На низких широтах (Хайнань) волновая активность обратно пропорциональна как солнечной, так и геомагнитной активности, по видимому это объясняется экранированием ПИВ экваториальной аномалией.

Ключевые слова: перемещающиеся ионосферные возмущения, ионозонд, статистика

STATISTICAL ANALYSIS OF IONOSPHERE WAVE ACTIVITY BASED ON LONG SERIES OF VERTICAL SOUNDING DATA

K. G. Ratovsky, M. V. Tolstikova, A. V. Medvedev

Abstract. The wave activity was estimated (the number of observed moving ionospheric disturbances) on the base on data of continuous year-round measurements of the Irkutsk, Norilsk and Hainan ionosondes. Regular ionospheric observations allowed us to obtain regressions of wave activity and average amplitudes of disturbances on global indices (F10.7, geomagnetic indices). At high latitudes (Norilsk), the wave activity is mainly determined by F10.7, and in the dependence of wave activity on geomagnetic activity there are two branches corresponding to different cycles of solar activity. At mid-latitudes (Irkutsk), wave activity is directly proportional to geomagnetic. At low latitudes (Hainan), the wave activity is inversely proportional to both solar and geomagnetic activity, apparently this is due to the screening of the TID by the equatorial anomaly.

Keywords: traveling ionospheric disturbances, ionosonde, statistics simulation

Введение

Ионосфера, как неравновесная, неоднородная и нестационарная среда, является фоном, на котором практически всегда присутствуют флуктуации параметров плазмы различных временных и пространственных масштабов. Такие флуктуации принято называть перемещающимися ионосферными возмущениями (ПИВ). Исследованию ПИВ посвящено большое количество работ, тем не менее, экспериментального материала для возможности параметризации влияния ПИВ на верхнюю атмосферу пока явно недостаточно. Значительный прорыв в исследовании ПИВ позволили достичь современные многолучевые радары некогерентного рассеяния и мультиинструментальные измерения, за счёт получения трёхмерных параметров распространения ПИВ [2, 4–8, 10, 11]. Наблюдение трехмерной картины (с определением горизонтальных и вертикальных длин волн и скоростей) позволило изучать взаимодействие ПИВ с нейтральным ветром, протестировать дисперсионные соотношения для внутренних гравитационных волн (ВГВ), разделять ПИВ вызванные ВГВ и ПИВ другой физической природы [6, 7, 11]. Однако эти эксперименты являются ограниченными по времени. Одиночный ионозонд не позволяет получить

полный набор характеристик ПИВ, но работает без перерывов круглогодично, что позволяет выяснить сезонный характер волновых явлений, их зависимость от уровня солнечной и геомагнитной активности. На основе регулярных непрерывных измерений ионозонда вертикального зондирования разработан автоматизированный метод исследования уровня ионосферной возмущённости (количества наблюдаемых перемещающихся ионосферных возмущений). Оценка волновой активности по данным Иркутского, Норильского и Хайнаньского ионозондов за 2003-2017 годы позволит сравнить вклады солнечной и геомагнитной активности в волновую активность на различных широтах и изучить влияние солнечной и геомагнитной активности на амплитуду и кажущуюся вертикальную скорость ПИВ.

Метод исследования

Главной задачей анализа является определение общего числа волнообразных возмущений в зависимости от уровня солнечной и геомагнитной активности, сезона и времени суток. Все высотные профили электронной концентрации приводились к 15 минутному шагу по времени. Пропуски в данных более 30 минут считались разрывами, при пропусках менее 30 минут применялась линейная интерполяция. На следующем этапе разделялись медленные фоновые вариации электронной концентрации и возмущения. В основе метода разделения фоновых вариаций электронной концентрации и волновых возмущений лежит предположение, о том что, из всего спектра волнового возмущения можно выделить доминирующую гармонику в которой сосредоточена большая часть энергии. Если это предположение выполняется, тогда на каждой из высот, которые захватывает волна, в спектре вариаций электронной концентрации должен наблюдаться локальный максимум на одной и той же частоте. Для уменьшения влияния боковых лепестков использовалось окно Блэкмена:

$$0.42 - \frac{1}{2} \cos\left(\frac{2\pi n}{N-1}\right) + 0.08 \cos\left(\frac{4\pi n}{N-1}\right) \quad (1)$$

Для уменьшения влияния широкополосного шума критерий наличия локального максимума в спектре на данной частоте как минимум на трех соседних высотах был дополнен амплитудными критериями. По вертикальному профилю электронной концентрации можно определить только кажущуюся вертикальную скорость. Возмущениям с направлением распространения близким к горизонтальному будут соответствовать экстремально большие кажущиеся вертикальные скорости. Исходя из невозможности надёжного определения параметров почти горизонтально распространяющихся возмущений по вертикальному профилю электронной концентрации в данной работе рассматриваются возмущения с модулем кажущейся вертикальной скорости меньшим чем 500 м/с. Таким образом, в данной работе критерием наличия возмущений было принято выполнение следующих условий:

1. Наличие локального максимума в спектре на данной частоте как минимум на трех соседних высотах;
2. Локальный максимум должен составлять не менее 2% от амплитуды нулевой гармоники (среднего по окну анализа);
3. Локальный максимум должен не менее чем на 20% превосходить по амплитуде соседние значения в спектре.
4. Кажущаяся вертикальная скорость меньше 500 м/с.

В данной работе при взятии спектра использовалось 6 часовое (+3 часа) скользящее окно. Ионозонд способен измерять электронную концентрацию только до высоты максимума F2 слоя, таким образом разным моментам времени соответствует разное количество высот (нижней граничной высотой мы всегда считали 150 километров). Для того что бы корректно проводить сравнения количества волновых возмущений на различных временных интервалах мы ввели понятие процента волновых возмущений на данном временном интервале.¹

¹Под процентом волновых возмущений в данной работе мы имеем ввиду: $100\% \cdot \frac{\text{Количество возмущений на данном временном интервале}}{\text{Общее число окон на данном временном интервале с учётом высоты максимума F2 слоя}}$

Результаты

Проанализируем влияние солнечной и геомагнитной активности на волновую активность на различных широтах. Следует отметить, что с 2003 по 2009 год солнечная и геомагнитная активность синхронно снижалась, а на временном промежутке с 2009 по 2017 вариации солнечной и геомагнитной активности существенным образом отличается. На рисунке 1 представлены регрессии волновой активности на солнечную активность для трёх инструментов.

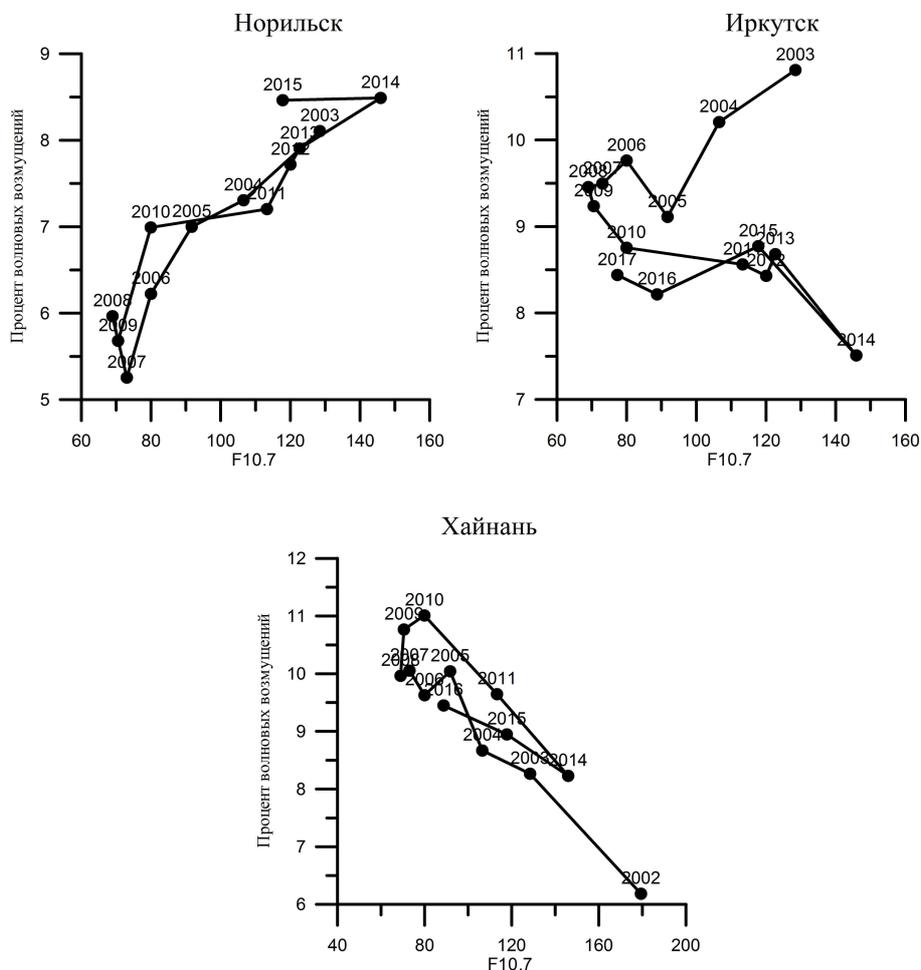


Рис. 1. Регрессии волновой активности на солнечную активность для трёх инструментов.

Как можно видеть из рисунка, для высокоширотной станции (Норильск) волновая активность хорошо определяется солнечной активностью, для среднеширотной станции (Иркутск) в зависимости волновой активности от солнечной наблюдаются две различных ветки \sim с 2003 по 2009 год и \sim с 2009 по 2017. Для низкоширотной станции (Хайнань) волновая активность также хорошо определяется солнечной активностью, но зависимость обратная (чем больше солнечная активность тем меньше волновых возмущений наблюдается). На рисунке 2 представлены регрессии волновой активности на геомагнитную активность для трёх инструментов.

Как можно видеть из рисунка, для высокоширотной станции (Норильск) в зависимости волновой активности от геомагнитной наблюдаются две различных ветки соответствующие разному поведению солнечной активности, для среднеширотной станции (Иркутск) волновая активность достаточно хорошо определяется геомагнитной активностью, для низкоширотной станции (Хайнань) снова наблюдается обратная зависимость волновой активности от геомагнитной. Резюмируя выше изложенное, на высоких широтах волновая активность в основном определяется солнечной активностью, на средних широтах геомагнитной активностью, а для низких широт наблюдается парадоксальная на первый взгляд картина - наибольшее количество волновых воз-

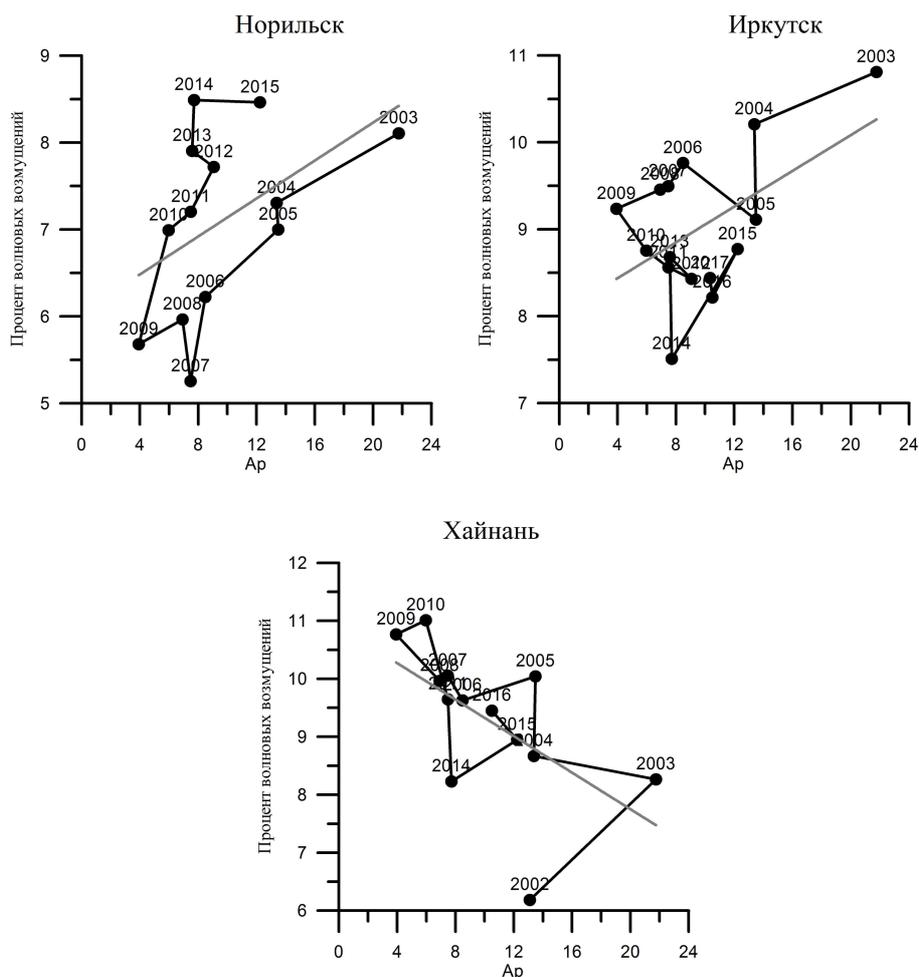


Рис. 2. Регрессии волновой активности на геомагнитную активность для трёх инструментов.

мушений соответствует минимуму как солнечной так и геомагнитной активности, однако ниже мы дадим этому объяснение. В работе [9] показывается, что экваториальная аномалия препятствует распространению ПИВ на низкие широты и даже предполагается что возмущения не могут проникать ниже 18° магнитной широты. С другой стороны экваториальная аномалия слабеет при минимуме солнечной и геомагнитной активности [1] и в работе [3] показано что в минимуме солнечной активности возмущения могут проникать вплоть до геомагнитного экватора. Таким образом обратная зависимость волновой активности от солнечной и геомагнитной объясняется модуляцией экваториальной аномалии.

Заключение

По данным непрерывных круглогодичных измерений иркутского, норильского и хайнаньского ионозондов проведена оценка волновой активности (количество наблюдаемых ПИВ). Проведение регулярных ионосферных наблюдений на фазах роста и спада солнечной и геомагнитной активности позволило получить регрессии волновой активности и средних амплитуд возмущений на глобальные индексы (F10.7, геомагнитные индексы). На высоких широтах (Норильск), волновая активность, в основном определяется F10.7, а в зависимости волновой активности от геомагнитной активности наблюдаются две ветки соответствующие разным циклам солнечной активности. На средних широтах (Иркутск) волновая активность прямо пропорциональна геомагнитной. На низких широтах (Хайнань) волновая активность обратно пропорциональна как солнечной, так и геомагнитной активности, по видимому это объясняется экранированием ПИВ экваториальной аномалией.

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-05-00192-а В работе были использованы экспериментальные данные ЦКП «Ангара» (<http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>) и методы анализа, полученные в рамках базового финансирования программы ФНИ П.12.

Список литературы

1. Balan, N., Souza, J., & Bailey, G. J. Recent developments in the understanding of equatorial ionization anomaly: A review. // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. – 2017. – Vol.171. – P. 3–11. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.06.020>
2. Ma, S.Y., Schlegel, K., Xu, J.S. Case studies of the propagation characteristics of auroral TIDs with EISCAT CP2 data using maximum entropy cross-spectral analysis.// *Annales Geophysicae*. – 1998. – Vol.16(2). – P. 161–167.
3. Makela, J. J., Miller, E. S., & Talaat, E. R. Nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances at low geomagnetic latitudes. // *Geophysical Research Letters*. – 2010. – Vol.37. – L24104. <https://doi.org/10.1029/2010GL045922>
4. Medvedev, A.V., Ratovsky, K.G., Tolstikov, M.V., Kushnarev, D. S. Method for Studying the Spatial-Temporal Structure of Wave-Like Disturbances in the Ionosphere.// *Geomagnetism and Aeronomy*. – 2009. – Vol. 49(№ .6). – P. 775–785.
5. Medvedev, A.V., Ratovsky, K.G., Tolstikov, M.V., Alsatkin, S.S., Scherbakov, A.A. Studying of the spatial-temporal structure of wavelike ionospheric disturbances on the base of Irkutsk incoherent scatter radar and Digisonde data. // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. – 2013. – Vol.105-106. – P. 350-357. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.09.001>
6. Medvedev, A.V., K.G. Ratovsky, M.V. Tolstikov, S.S. Alsatkin and A.A. Scherbakov, A statistical study of internal gravity wave characteristics using the combined Irkutsk Incoherent Scatter Radar and Digisonde data // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. – 2015. – Vol.132. – P.13-21. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2015.06.012>
7. Medvedev, A. V., K. G. Ratovsky, M. V. Tolstikov, A. V. Oinats, S. S. Alsatkin, and G. A. Zherebtsov. Relation of internal gravity wave anisotropy with neutral wind characteristics in the upper atmosphere // *J. Geophys. Res. Space Physics*. – 2017. – Vol.122. – P. 7567–7580. <https://doi.org/10.1002/2017JA024103>
8. Ratovsky, K. G., A. V. Medvedev, M. V. Tolstikov, and D. S. Kushnarev. Case studies of height structure of TID propagation characteristics using cross-correlation analysis of incoherent scatter radar and DPS-4 ionosonde data // *Adv. Space Res.* – 2008. – Vol.41. – P. 1453–1457.
9. K. Shiokawa, Y. Otsuka, M. K. Ejiri, Y. Sahai, T. Kadota, C. Ihara, T. Ogawa, K. Igarashi, S. Miyazaki and A. Saito. Imaging observations of the equatorward limit of midlatitude traveling ionospheric disturbances // *Earth Planets Space*. – 2002. – Vol.54. – P. 57–62. <https://doi.org/10.1186/BF03352421>
10. Vadas, S. L., Nicolls, M. J. Using PFISR measurements and gravity wave dissipative theory to determine the neutral, background thermospheric winds // *Geophys. Res. Lett.* – 2008. – Vol. 35, L02105, <https://doi.org/10.1029/2007GL031522>
11. Van de Kamp, M., Pokhotelov, D., Kauristie, K. TID characterised using joint effort of incoherent scatter radar and GPS // *Ann. Geophys.* – 2014. – Vol.32. – P. 1511–1532. <https://doi.org/10.5194/angeo-32-1511-2014>.

Том I, с. 364–367
УДК: 550.388.2

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ОДНОПОЗИЦИОННОГО МЕСТООПРЕДЕЛЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В КВ ДИАПАЗОНЕ

Г. Г. Вертоградов^{1,2}, В. Г. Вертоградов², Е. Г. Чайка²

¹ Южный федеральный университет, 344090 г. Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 5, Россия
E-mail: vertogradovgg@gmail.com

² АО «ВНИИ «Градиент», 344010 г. Ростов-на-Дону, проспект Соколова, 96, Россия
E-mail: v.vitaly.g@yandex.ru

Аннотация. Приведены результаты измерений углов прихода в вертикальной и азимутальной плоскостях на двух среднеширотных трассах Москва-Ростов-на-Дону и Анкара-Ростов-на-Дону, полученные с апреля по июль 2017 г. Показано, что потенциально достижимая точность однопозиционного местоопределения координат КВ источников радиоизлучения при задании состояния ионосферы с помощью модели IRI-2016 и глобальной модели Es-слоя составляет в среднем 13%.

Ключевые слова: КВ пеленгация, однопозиционное местоопределение, ионосферное распространение, спорадический слой

EVALUATING THE ACCURACY OF SINGLE-STATION LOCATION FOR MID-LATITUDE HF PATHS

G. G. Vertogradov, V. G. Vertogradov, E. G. Chaika

Abstract. Throughout this work, we present results of empirical studies on directions of arrival variations in vertical and horizontal dimensions at two mid-latitude radio-paths Ankara-Rostov-on-Don and Moscow-Rostov-on-Don obtained in 2017. Accuracy of Single-Station Location (SSL) using ionospheric model IRI-2017. It is shown that the potentially achievable accuracy of single station localization coordinates of HF radio sources is an average of 13%.

Keywords: high frequency direction finding, single-station location, ionospheric radio propagation

Введение

Для решения задачи однопозиционного местоопределения источника радиоизлучения (ИРИ) в КВ диапазоне достаточно измерить углы прихода хотя бы одного луча и знать пространственное распределение электронной концентрации в ионосфере [1,2]. Далее по углам прихода радиоволны в трехмерно-неоднородной магнитоактивной ионосфере в геометрооптическом приближении [1] необходимо построить лучевую траекторию принятого сигнала и найти расположение ИРИ как координаты точки пересечения лучевой траекторией поверхности Земли. Однако дискретная многолучевая структура поля КВ в зоне приема и нерегулярная пространственная и временная изменчивость ионосферы вносят существенные коррективы в эту простую картину. С одной стороны, процедура измерения двухмерных углов прихода парциальных лучей, формирующих поле КВ в зоне приема, является нетривиальной задачей [2]. С другой стороны, временная изменчивость ионосферы не позволяет получать длительные выборки с антенн, а пространственная – может приводить к большим ошибкам местоопределения при построении лучевых траекторий принимаемых сигналов [3]. Как следствие, даже при точных измерениях двухмерных углов прихода КВ сигналов, определение географических координат источников будет связано со случайными погрешностями, значения которых экспериментально оценены только на ограниченном количестве радиотрасс, в узких временных рамках, например, статьи [5–7].

Цель настоящей работы состоит в измерении вариаций углов прихода различных мод распространения на среднеширотных трассах различной протяженности и ориентации, экспериментальной оценке погрешности однопозиционного метода определения дальности до источника излучения при задании ионосферной обстановки с помощью модели IRI-2016 [4].

Способ определения углов прихода в условиях многолучевого приема

В настоящее время, несмотря на развитость различных методов временного и пространственного спектрального анализа [1, 2], не существует способа, который бы однозначно обеспечивал разделение многолучевого поля КВ на парциальные лучи. Учитывая результаты публикаций [1, 2], для разделения поля КВ на парциальные лучи и моды, в работе использован способ, предполагающий одновременно спектральную обработку во временной и пространственной областях. Способ основан на методе MUSIC [2] с предварительной частотно-временной обработкой, локализацией и выделением принимаемых сигналов в спектральной области. Для формирования пространственной корреляционной матрицы S_o сигнал с антенн оцифровывался в полосе 10 кГц с частотой дискретизации 20 кГц, длина одной временной выборки комплексного сигнала была равной 1024 отсчета, количество усреднений матриц по времени было 16. Как следствие, матрица S_o формировалась за время равное 0.82 с.

Используемая аппаратура и условия эксперимента

В экспериментах использован многоканальный широкоапертурный комплекс измерения углов КВ [6, 7]. Антенная решетка с произвольной пространственной конфигурацией, занимающая площадь 200м x 200м, построена из 16 активных антенных элементов высотой 2.5 м размещена в Ростове-на-Дону. Прием осуществлялся синхронно с помощью 16-и канального когерентного радиоприемного устройства (РПУ) прямого усиления. Оцифровка сигналов выполнялась с помощью когерентного 16-и канального АЦП. Стабильность синтезатора частоты дискретизации многоканального АЦП обеспечена рубидиевым стандартом. Антенно-фидерный тракт пеленгатора дальномером при перестройке на частоту принимаемого сигнала предварительно калибровался так, что максимальная фазовая неидентичность каналов не превышает 3° , а амплитудная – не превышает 2%. Инструментальная среднеквадратичная погрешность измерения азимута – не более 0.3° .

Экспериментальные исследования проводились круглосуточно и непрерывно с апреля по июль 2017 г. В качестве контролируемых ИРИ были выбраны станция точного времени РВМ, работающая непрерывно на двух частотах 4996, 9996 кГц (длина трассы – 949.0 км, азимут – 352.8°), специальный передатчик, расположенный вблизи Анкары, работающий на частоте 8052 кГц (длина трассы 981.7 км, азимут – 216.6°). Отметим, что периоды естественных возмущений в ионосфере были исключены из обработки.

Результаты измерений и моделирование

Обработка результатов измерений углов прихода предполагала деление суток на часовые интервалы. На каждом часовом интервале углы прихода сортировались по модам распространения. После этого строилась оценка двухмерной функции распределения углов прихода. Определялись наиболее вероятные углы прихода: азимут трассы – α и угол места $-\Delta$ парциальных мод распространения, а также среднеквадратичное отклонение относительно вероятных углов места σ_Δ .

После селекции результатов измерений по модам распространения, для каждого парциального луча решалась обратная задача оценки координат ИРИ. Для этого по модели IRI-2016 с учетом прогноза параметров Es-слоя на основе глобальной аналитической модели спорадического слоя [8] путем трехмерной сплайн-аппроксимации восстанавливалось пространственное распределение электронной концентрации с шагом по времени 15 минут. Найденные углы прихода отдельных мод распространения использовались для построения многоскачковой лучевой траектории на основе решения характеристических уравнений, записанных для магнитоактивной, трехмерно-неоднородной модельной ионосферы. Координаты точки пересечения соответствующего скачка лучевой траектории с поверхностью Земли (азимут трассы – α , расстояние до ИРИ – S) принимались за оценочное место расположения ИРИ. В дальнейшем по месяцам года при усреднении за один час соответствующего месяца для различных частот и мод распространения находились: среднеквадратичное отклонение σ_α оценочного азимута трассы α от истинного значения α_0 , относительное среднеквадратичное отклонение расстояния до ИРИ σ_S/S_0 от истинного значения S_0 .

Таблица 1. Среднемесячные значения измеренных характеристик для различных частот, мод распространения радиоволн и времени суток.

f, кГц	Нор	Месяц	Δ , град.	σ_{Δ} , град.	σ_{α} , град.	σ_S/S_0 , %	Мода	Время
4996	1	4	9,1	1,6	0,5	12,2	Es	13:00
			24,9	4,6	2,5	12,4	F2	22:00
		5	9,1	1,5	0,8	10,9	Es	13:00
			22,2	7,0	1,8	9,2	F2	22:00
		6	9,2	1,5	0,7	11,1	Es	13:00
			21,1	6,3	1,9	9,3	F2	22:00
	7	9,2	1,5	0,6	10,8	Es	13:00	
		21,8	8,0	2,1	11,1	F2	22:00	
	2	4	19,5	1,9	1,2	14,1	2Es	13:00
			49,7	4,2	5,1	16,6	2F2	22:00
		5	19,1	2,2	1,5	16,5	2Es	13:00
			39,8	11,7	4,0	15,4	2F2	22:00
		6	19,1	2,1	1,4	16,2	2Es	13:00
			44,6	6,0	4,0	13,5	2F2	22:00
	7	19,0	2,1	11,0	16,5	2Es	13:00	
		33,3	12,5	3,3	14,8	F2	22:00	
	3	4	55,8	4,5	3,2	6,5	3F2	13:00
			60,5	2,2	3,7	16,0	3Es	22:00
		5	54,6	8,8	3,7	6,2	3F2	13:00
			57,8	3,1	5,1	16,1	3Es	22:00
		6	57,1	7,4	4,3	7,5	3F2	13:00
57,3			3,0	4,6	15,7	3Es	22:00	
7	57,7	4,6	3,7	4,2	3F2	13:00		
	56,9	2,3	4,8	17,6	3Es	22:00		
9996	1	4	9,8	0,8	0,9	17,9	1Es	07:00
			14,4	6,6	0,7	13,5	1F2	18:00
		5	10,6	1,4	1,1	13,2	1Es	07:00
			16,6	6,8	1,7	12,8	1F2	18:00
		6	11,0	1,8	1,0	12,7	1Es	07:00
			16,7	6,7	1,2	12,8	1F2	18:00
7	11,8	5,3	1,1	22,5	1Es	07:00		
	13,6	5,2	0,9	12,2	1F2	18:00		
8052	1	4	19,5	11,1	0,8	11,4	1F2	13:00
			24,1	5,1	1,0	6,6	1F2	18:00
		5	16,4	11,1	1,0	12,1	1F2	13:00
			17,3	8,8	1,1	10,4	1F2	18:00
		6	15,0	10,8	1,0	11,8	1F2	13:00
			18,9	10,0	1,2	11,0	1F2	18:00
	7	17,6	11,5	0,9	11,8	1F2	13:00	
		18,1	9,5	1,0	10,2	1F2	18:00	
	2	4	33,5	13,7	2,3	16,4	2F2	13:00
			43,5	2,0	1,7	18,2	2F2	18:00
		5	22,5	3,2	2,0	15,8	2Es	13:00
			48,6	1,4	2,7	19,3	2F2	18:00
6		26,2	5,9	1,6	14,1	2F2	13:00	
		20,4	0,3	0,6	21,3	2Es	18:00	
7	21,9	2,0	1,2	13,7	2Es	13:00		
	20,8	0,5	1,4	17,8	2Es	18:00		

Результаты, полученные для нескольких часовых интервалов, приведены в таблице 1.

Из таблицы видно, что погрешность однопозиционной оценки дальности на основе прогностической модели ионосферы IRI-2016 с учетом прогноза параметров Es-слоя, усредненная по частоте, дальности и направлению трассы, составляет $\sim 13,6\%$. Обращает внимание тот факт, что значения погрешностей оценки дальности σ_S/S_0 по результатам отражений от регулярного F2 слоя и от спорадического слоя Es близки. В то же время для отражений от спорадического слоя Es вариации углов прихода в вертикальной плоскости σ_Δ и, особенно, в горизонтальной плоскости σ_α значительно меньше соответствующих значений F2 мод. Эта особенность обусловлена, как показано в работах [6, 7], влиянием на углы прихода радиоволн перемещающихся ионосферных возмущений.

Заключение

На основе однопозиционной оценки дальности до ИРИ на двух среднеширотных трассах различной протяженности и ориентации в условиях разделения скачковых мод распространения показано, что девиации углов места парциальных лучей достигают в азимутальной плоскости 5 градусов, а в угломестной – значений до 10 градусов. Столь существенные изменения углов прихода связаны с присутствием в ионосфере перемещающихся ионосферных возмущений.

Вариации углов прихода Es-мод различной кратности имеют существенно меньшие значения, достигая в угломестной плоскости 2-3 градусов, а в азимутальной – 1-2 градусов. Для односкачковых Es-мод вариации углов прихода меньше в два раза.

По результатам непрерывных круглосуточных измерений в течение апреля–июля 2017 г. на двух трассах протяженностью около 1000 км в условиях выделения одно-, двух- и трехскачковых парциальных мод распространения установлено, что типичной относительной погрешностью определения дальности до ИРИ с использованием прогностической модели ионосферы IRI-2016 и глобальной аналитической модели спорадического Es-слоя является величина 13%.

Список литературы

1. Gething P. J. D. Radio direction finding and superresolution. – London: Peter Peregrinus Ltd, 1990. – 365 p.
2. Ратынский М. В. Адаптация и сверхразрешение в антенных решетках. – М.: Радио и связь, 2003. – 200 с.
3. Вертоградов Г. Г., Кондаков Е. В. Ошибки решения обратной задачи одноточечного местоопределения, обусловленные погрешностями прогнозирования состояния ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. – 2003. – Т.43, № 6. – С. 799-803.
4. Lay K. A real-time HF Single-Station Location system development// Radar, 2008 International Conference, Adelaide, Australia, 2008. – P. 309–310.
5. Вертоградов Г. Г., Урядов В. П., Чайка Е. Г., Валов В. А., Выборнов Ф. И., Першин А. В., Стародубровский А. С. Однопозиционное определение местоположения источников радиоизлучения в декаметровом диапазоне с помощью широкоапертурного пеленгатора-дальномера и ЛЧМ-ионозонда-радиопеленгатора // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. – 2017. – Т. 60, № 12. – С. 1072–1092.
6. Вертоградов Г. Г., Чайка Е. Г. Оценка точности однопозиционного местоопределения на среднеширотных трассах при различных способах задания ионосферной обстановки // Радиотехника. – 2016. – № 11. – С.217–224.
7. Bilitza D., Altadill D., Zhang Y., Mertens C., Truhlik V., Richards P., Lee-Anne McKinnell, Reinisch B. The International Reference Ionosphere 2012 – a model of international collaboration// J. Space Weather Space Clim. – 2014. – Vol. 4, № A07. – P. 1–12. DOI: 10.1051/swsc/2014004.
8. Овезгельдыев О. Г., Михайлова Г. В. Глобальная аналитическая модель спорадического слоя E для практики радиосвязи // Изв. АН ТССР. сер. физ.-техн., хим. и геол. наук. – 1985. – № 6. – С. 23–25.

Том I, с. 368–371
УДК: 537.86

КОМПЛЕКС МОНИТОРИНГА ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ ГНСС В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ

**А. М. Веснин, А. В. Киселев, Б. М. Малецкий, А. А. Мыльникова, Ю. В. Ясюкевич,
С. В. Воейков**

*Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, 334066, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126а
E-mail: artem_vesnin@iszf.irk.ru*

Аннотация. Представлен программно-аппаратный комплекс для мониторинга ионосферы по данным ГНСС. Комплекс подразумевает работу как в одиночном варианте, так и в рамках сети. Программное обеспечение использует двухчастотные фазовые и групповые измерения приёмника ГНСС для расчёта полного электронного содержания (ПЭС). Данные ПЭС накапливаются в базе данных на стороне комплекса и доступны для методик расчета состояния ионосферы. Приведена оценка точности расчётов абсолютного вертикального полного электронного содержания и индекса W_{tec} . Абсолютный ПЭС и W_{tec} используют данные только одной станции, поэтому подходят для использования в комплексе. Комплексы устанавливаются на станция в сети SibNet (ИСЗФ СО РАН). Представлены результаты расчёта ПЭС в реальном времени по данным приёмников мировой сети, предоставляющие данные по протоколу NTRIP.

Ключевые слова: ионосфера; ГНСС; мониторинг;

STATION FOR REAL-TIME IONOSPHERE MONITORING BASED ON GNSS MEASUREMENTS

**A. M. Vesnin, A. V. Kiselev, B. M. Maletckii, A. A. Mylnikova, Yu. V. Yasukevich,
S. V. Voeikov**

Abstract. Ionospheric monitoring station that uses GNSS measurements is presented. The station could be used in solo mode and as a part of network. Station software takes GNSS receiver raw data as input and produces total electron content (TEC). TEC data are stored in database and are available for calculation of desired data products that are describe ionosphere state. We estimate W_{tec} index and absolute vertical TEC calculation techniques performance for real-time application. Both of them demand data only from single receiver and hence are suitable for the station. The stations are deployed at SibNet (ISTP SB RAS) sites. We also present results of TEC real-time calculation from GNSS receiver from global receiver network collected via NTRIP.

Keywords: ionosphere; GNSS; real-time monitoring

Введение

Мониторинг ионосферы в реальном времени важен для оценки ее состояния. Использование приёмников ГНСС, которые позволяют измерять интегральные характеристики ионосферы со скважностью до 100 Гц, открывает широкие возможности для такого мониторинга. Существующая наземная инфраструктура RTK (real-time kinematics) позволяет, в основном предназначенная для широковещательной рассылки поправок к координатам для решения задач точного позиционирования [1], может быть также использована для расчета полного электронного содержания (ПЭС). Данные передаются по протоколу NTRIP (Network Transport of RTCM via Internet Protocol) и должны содержать соответствующие измерения для расчёта группового/фазового ПЭС. Ряд работ посвящён оценке ионосферных параметров, например в [2] производилась оценка верхней части (выше высоты максимума слоя) профиля электронной концентрации по средствам измерений ионозонда и ГНСС приёмника расположенных вместе. Данные наклонного ПЭС используются для увеличения точности моделирования вертикального ПЭС [3]. В данной работе мы описываем программно аппаратный комплекс для мониторинга ионосферы по данным ГНСС.

Приведены сравнения рядов ПЭС полученных в реальном времени и ретроспективным данным для одной и той же станции и интервала времени. Приведена оценка возможность использования методики расчета индекса W_{tec} [4] и абсолютного вертикального ПЭС $T_{ayAbsTEC}$ [5] для работы с данными в реальном времени, при текущем развитии методик.

Схема комплекса

На Рис. 1 (левая панель) представлен программно-аппаратный комплекс для сбора и анализа данных приемника ГНСС LIMBO (Local Ionosphere Monitoring Box). Все компоненты собраны в одном корпусе, который может быть установлен в серверную стойку. Единственная часть расположенная снаружи корпуса - это антенна. Коммуникация осуществляется через роутер, который может быть оснащён модемом сотовой связи. Контроллер установленный внутри корпуса служит для сбора информации о физических параметрах таких, как температура и влажность.

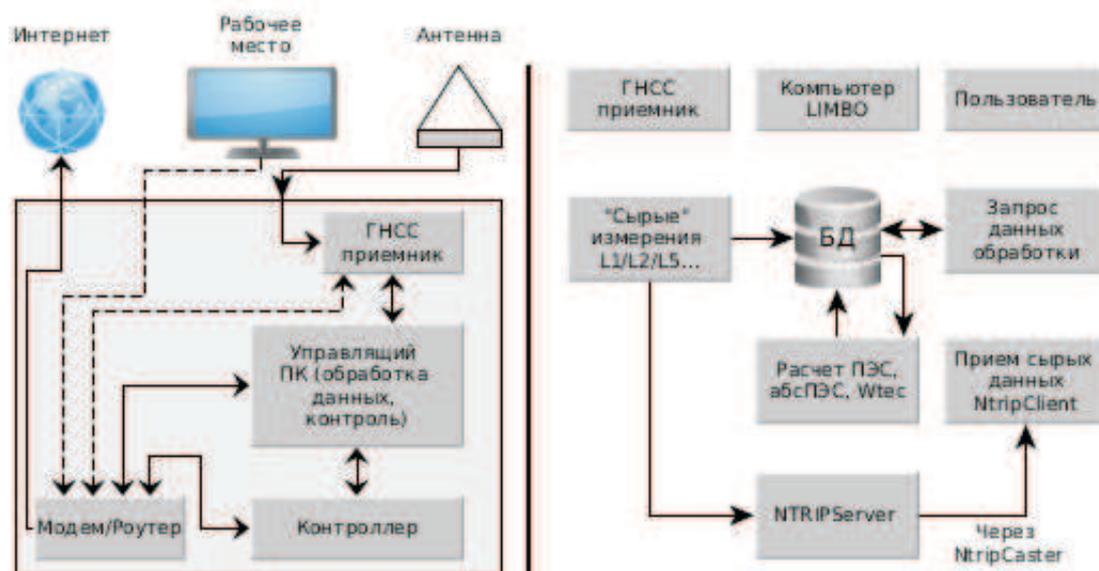


Рис. 1. Аппаратные составляющие LIMBO (левая панель), потоки данных (правая панель).

На Рис. 1 (правая панель) показаны потоки данных комплекса. Все расчеты производятся на компьютере комплекса, пользователю предоставляются результаты обработки по запросу. При этом пользователь может находиться как рядом с комплексом так на удалённом расстоянии, так как подключение осуществляется по сети передачи данных. Так же существует возможность предоставления сырых измерений приёмника по протоколу NTRIP.

Результаты

Комплексы мониторинга устанавливаются на станциях сети SibNet ИСЗФ СО РАН [6]. В данный момент комплексы установлены в следующих пунктах приведённых в Табл. 1.

Таблица 1. Пункты установки комплексов

№	Название станции	Широта, град.	Долгота, град.
1.	LIST	56.15	46.10
2.	ISTP	55.83	48.81

Для проверки качества рядов ПЭС предоставляемых по протоколу NTRIP мы использовали данные станции AB11 и рассчитали ПЭС, затем сравнили их с ретроспективными данными, полученными в с помощью системы SIMuRG (<https://simurg.iszf.irk.ru>). Результаты представлены на

Рис. 2, ряды характеризуются разно фазовой неоднозначностью, при этом видно принципиально сходство представленных рядов.

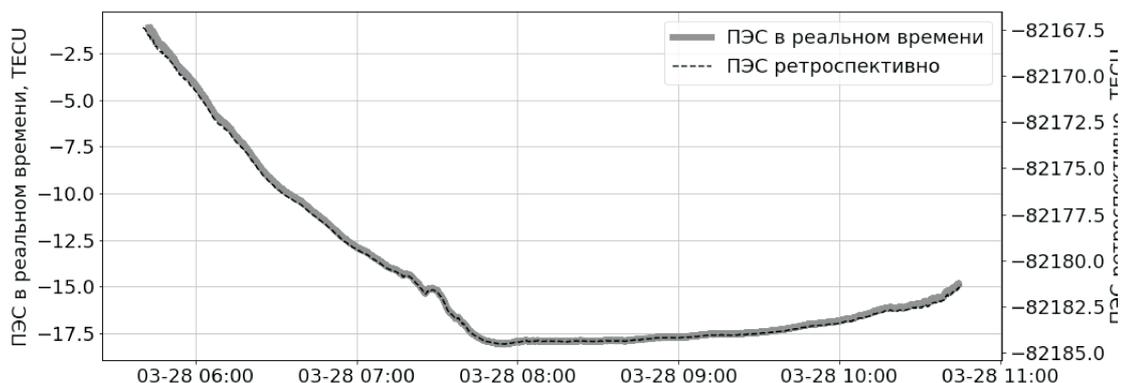


Рис. 2. ПЭС, полученное в режиме реального времени и ретроспективно. Данные представлены для станции АВ11 и спутника G10 за 28.03.2019

Методики W_{tec} и Ab_{sTEC} используют скользящие окна, поэтому работают неодинаково для данных в середине интервала пролёта спутника и на краях. При работе в ретроспективном режиме, это играет незначительную роль потому, что в каждый момент времени наблюдается достаточное количество спутников. В задачах реального времени ряды данных со всех спутников будут оканчиваться в текущий момент времени, что отразится на результатах расчётов. На Рис. 3 представлены результаты расчёта W_{tec} на стыке двух дней в трёх режимах: $W_{tec_{2days}}$ - индекс, рассчитанный по данным за два дня, который будет считаться истинным; $W_{tec_{1day}}$ - рассчитанный по данным за один день (случай близкий к задаче реального времени); $W_{tec_{2days_{cut}}}$ - рассчитанный по одному дню, который был извлечён из паевого случая, т.е. нет граничных эффектов второго случая. Видно что при условии определения правильной фазы вариаций на границе ряда, методик воспроизводит результаты режима $W_{tec_{2days}}$. Методика расчёта абсолютного ПЭС характеризуется этими же особенностями.

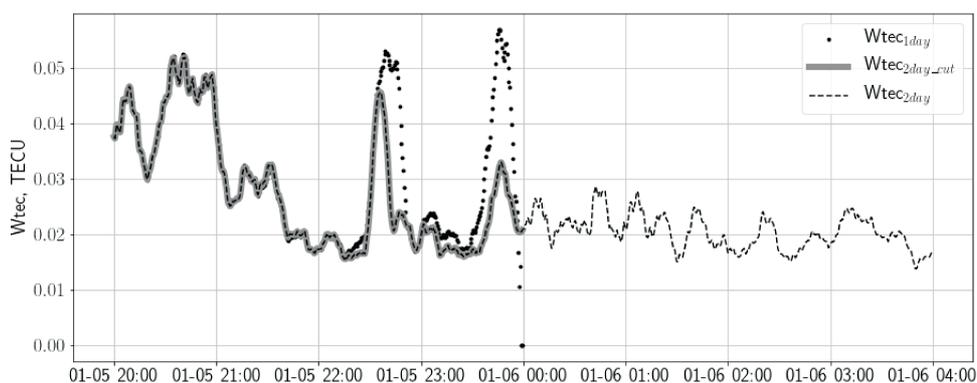


Рис. 3. Индекс W_{tec} рассчитанный в трёх режимах: по двум дням (пунктир), по одному дню (сплошная линия) и по одному дню без граничных эффектов (точки). Данные представлены для станции ISTR за 05-06 Января 2019

Заключение

Представлен программно аппаратный комплекс для оценки состояния ионосферы по данным ГНСС. Комплекс может работать как обособлено так и в составе сети. Для корректной работы методик Wtec и TauAbsTEC должны быть минимизированы граничные эффекты связанные с разорванностью рядов ПЭС. ПЭС, полученный в реальном времени, эквивалентен ПЭС, рассчитанному в постобработке. Методики Wtec и TauAbsTEC могут быть использованы в реальном времени, их точность зависит от точности определения фазы вариаций ПЭС на границах ряда.

Благодарности

Авторы выражают благодарность сервису <http://ntrip.itsware.net> за предоставление потока данных ГНСС в реальном времени. Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект № 18-35-20038).

Список литературы

1. Performance assessment of multi-GNSS real-time PPP over Iran / Naser Abdi, Alireza A Ardalan, Roohollah Karimi, Mohammad-Hadi Rezvani // *Advances in Space Research*. — 2017. — Vol. 59, no. 12. — P. 2870–2879.
2. Local ionospheric electron density profile reconstruction in real time from simultaneous ground-based GNSS and ionosonde measurements / Stanimir M Stankov, Koen Stegen, Plamen Muhtarov, Rene Warnant // *Advances in Space Research*. — 2011. — Vol. 47, no. 7. — P. 1172–1180.
3. The Utah State University Gauss–Markov Kalman filter of the ionosphere: The effect of slant TEC and electron density profile data on model fidelity / DC Thompson, L Scherliess, Jan Josef Sojka, RW Schunk // *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics*. — 2006. — Vol. 68, no. 9. — P. 947–958.
4. Voeykov SV, Bergardt OI, Shestakov NV. Use of the index of TEC vertical variation disturbance in studying ionospheric effects of the Chelyabinsk meteorite // *Geomagnetism and Aeronomy*. — 2016. — Vol. 56, no. 2. — P. 219–228.
5. Mylnikova A, Yasyukevich Y, Ivanov V. THE TECHNIQUE FOR ESTIMATION OF ABSOLUTE TOTAL ELECTRON CONTENT USING DUAL-FREQUENCY AND SINGLE-FREQUENCY GPS/GLONASS DATA // *VarSITI-Variability of the Sun and Its Terrestrial Impact*. — 2017. — P. 132–132.
6. Yasyukevich Yury, Vesnin Artem, Perevalova Natalia. SibNet—Siberian Global Navigation Satellite System Network: Current state // *Solar-Terrestrial Physics*. — 2018. — Vol. 4, no. 4. — P. 63–72.

Том I, с. 372–375
УДК: 550.388.2

ТРАЕКТОРНЫЙ СИНТЕЗ ИОНОГРАММ НА СЛАБОНАКЛОННОЙ ТРАССЕ В УСЛОВИЯХ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Г. Г. Вертоградов¹, В. П. Урядов², Ф. И. Выборнов², А. В. Першин²

¹ Южный федеральный университет, 344090 г. Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 5, Россия
E-mail: vertogradovgg@gmail.com

² НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, ул. Большая Печерская, 25/12а
E-mail: uryadov.vp@nirfi.unn.ru

Аннотация. Представлены результаты численного моделирования распространения декаметровых радиоволн на слабонаклонной трассе Васильсурск – Нижний Новгород в условиях перемещающихся ионосферных возмущений. Проведено сопоставление с экспериментальными данными ЛЧМ-зондирования. Показано, что в дневные часы в условиях спокойной магнитной обстановки за серпообразные треки на ионограммах могут быть ответственны среднемасштабные волновые возмущения электронной концентрации с размерами $\sim 75 \div 100$ км, периодом ~ 15 мин и относительной амплитудой $\delta \sim 0.1$. Волновые возмущения распространяются со скоростью ~ 100 м/с под углом $\beta \sim 45^\circ$ к горизонту с преимущественной ориентацией волнового вектора в восточно-западном направлении.

Ключевые слова: распространение радиоволн; ЛЧМ-зондирование; перемещающиеся ионосферные возмущения; численное моделирование

TRAJECTORY SYNTHESIS OF IONOGRAMS ON WEAKLY OBLIQUE PATH UNDER CONDITIONS OF WAVE-LIKE DISTURBANCES

G. G. Vertogradov, V. P. Uryadov, F. I. Vybornov, A. V. Pershin

Abstract. The results of numerical modeling of decameter radio waves propagation on a weakly obliqued Vasilsursk – placeNizhny Novgorod path in the conditions of traveling ionospheric disturbances are presented. A comparison with experimental data of chirp sounding is made. It is shown that in daytime, in the conditions of quiet magnetic environment the medium-scale wave-like disturbances of electron density with $\sim 75 \div 100$ km dimensions, period ~ 15 min and relative amplitude $\delta \sim 0.1$ can be responsible for the crescent tracks on the ionograms. Wave-like disturbances propagate at velocity of ~ 100 m/s at angle $\beta \sim 45^\circ$ to the horizon with a predominant orientation of the wave vector in the east-west direction.

Keywords: radio wave propagation; chirp sounding; traveling ionospheric disturbances; numerical modeling

Введение

Численное моделирование распространения коротких радиоволн играет важную роль при интерпретации ионограмм ВЗ и НЗ. Особое значение результаты моделирования приобретают в условиях ионосферных возмущений, когда на ионограммах ВЗ регистрируются дополнительные треки в виде «серпов» [1], а на ионограммах НЗ – z-образования [2], за которые ответственны перемещающиеся ионосферные возмущения. Присутствие ПИВ снижает эффективность функционирования радиоэлектронных систем различного назначения, вызывая девиацию углов прихода, увеличение временного интервала задержки сигнала, уширение доплеровского спектра, замирания сигнала и ошибки позиционирования [3, 4].

При наличии возмущений возникают сложности с интерпретацией результатов наблюдений, сравнением экспериментальных и расчетных характеристик радиосигналов.

Цель работы состоит в том, чтобы на основе имитационного моделирования результатов слабонаклонного зондирования ионосферы показать, что серпообразные треки на ионограммах связаны со среднемасштабными перемещающимися возмущениями, а также получить оценки параметров этих возмущений.

Результаты эксперимента и моделирования

На рис. 1а и 2а приведены характерные примеры ионограмм на трассе Васильсурск (56.1°N; 46.1°E) – Нижний Новгород (56.1°N; 44.1°E), полученные в феврале 2015 г. Магнитная обстановка была спокойная, индекс Кр = 1-2. На ионограммах видны серпообразные треки перемещающихся ионосферных возмущений на обоих магнитоионных компонентах, которые с течением времени перемещаются с больших на меньшие групповые задержки. Это типичное проявление ПИВ на ионограммах вертикального зондирования. Для определения параметров ПИВ проводилось моделирование распространения декаметровых радиоволн.

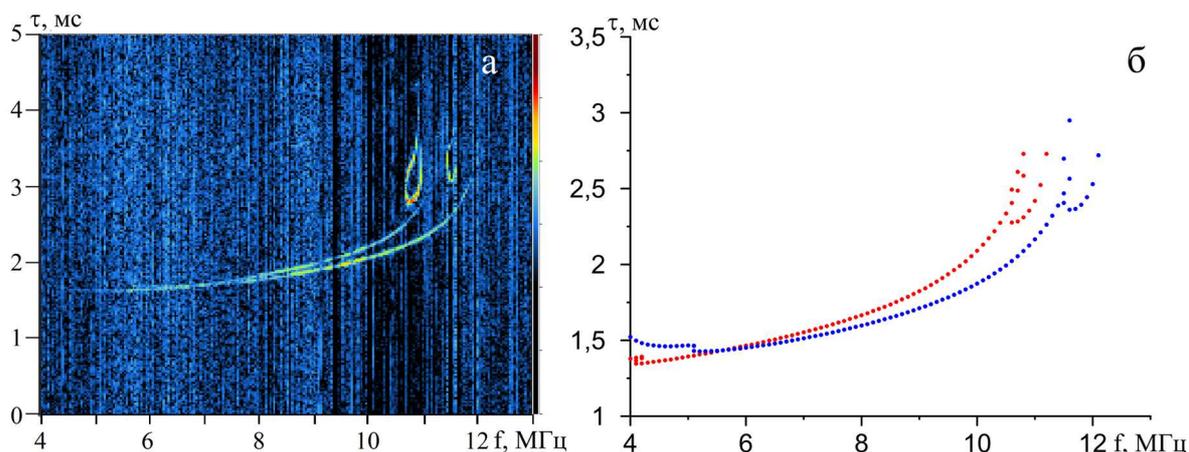


Рис. 1. Экспериментальная (а) и расчетная (б) ионограммы. Васильсурск – Нижний Новгород. 10:36 UT 09.02.2015, красные и синие кривые - О и Х компоненты соответственно.

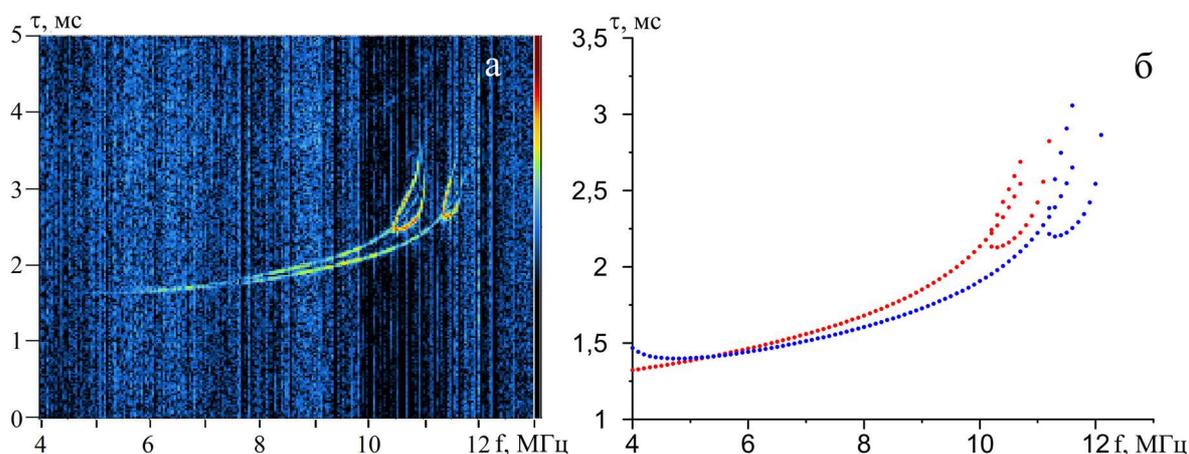


Рис. 2. Экспериментальная (а) и расчетная (б) ионограммы. Васильсурск – Нижний Новгород. 10:38 UT 09.02.2015, красные и синие кривые - О и Х компоненты соответственно.

Моделирование распространения декаметровых радиоволн (ДКМВ) на короткой трассе Васильсурск – Нижний Новгород в условиях присутствия среднemasштабных перемещающихся ионосферных возмущений выполнено с помощью структурно-физической модели, описание которой приведено в работах [5, 6]. Длина анализируемой трассы 130 км, азимут со стороны приемника (Нижний Новгород) $\sim 82.8^\circ$ и $\sim 264^\circ$ со стороны передатчика (Васильсурск).

При моделировании учитывалось реальное геомагнитное поле, заданное моделью IGRF [7]. Распределение электронной концентрации в пространстве задавалось трехмерной моделью IRI-2016 [8] при этом для обеспечения непрерывности трехмерной функции вместе с ее первыми и

вторыми производными заданную таблично функцию аппроксимировали трехмерным сглаживающим кубическим сплайном. Моделирование выполнено на основе решения характеристических лучевых уравнений в трёхмерно неоднородной магнитоактивной ионосфере. Среднемасштабные ионосферные возмущения моделировались на основе гармонической модели ПИВ вида:

$$N_e(\varphi, \lambda, r, t) = N_0(\varphi, \lambda, r, t) \left[1 + \sum_{i=1}^n \delta_i \cos \left(\frac{2\pi}{T} t - \mathbf{p}_i \mathbf{r} + \Phi_i \right) \right],$$

где $N_e(\varphi, \lambda, r, t)$ – электронная концентрация в точке со сферическими координатами (φ, λ, r) в момент времени t ; $N_0(\varphi, \lambda, r, t)$ – электронная концентрация в невозмущенной ионосфере, заданная согласно модели IRI-2016, n – количество ПИВ, Λ – масштаб ПИВ, δ_i – относительная амплитуда ПИВ, $\mathbf{p}_i = \frac{2\pi}{\Lambda_i} \{ \cos \beta_i \sin \alpha_i, \cos \beta_i \cos \alpha_i, \sin \beta_i \}$ – волновой вектор ПИВ, α_i – азимут, β_i – угол места распространения ПИВ в точке расположения передатчика (азимут отсчитывается от направления на север; угол места всегда отсчитывается от плоскости горизонта и имеет знак «-», если вектор направлен вниз от плоскости горизонта), T – период и Φ_i – начальная фаза гармонического возмущения. При моделировании использовалось одно гармоническое возмущение, параметры которого варьировались.

Перед началом имитационного моделирования параметры модели IRI-2016 корректировались. Для этого выбиралась близкая по временному интервалу ионограмма, на которой не видны следы ПИВ. Адаптация IRI обеспечивала близость невозмущенной экспериментальной и модельной дистанционно-частотных характеристик (ДЧХ) на трассе зондирования.

При моделировании параметры ПИВ варьировались в следующих пределах: $\Lambda = 75, 100, 150$ км; $\delta = 0.05, 0.07, 0.10, 0.15, 0.20$; $\beta = 0^\circ, -30^\circ, -45^\circ, -60^\circ, -75^\circ$; значения α изменялись от азимута трассы на передатчик $82, 8^\circ$ до азимута на приемник $264, 5^\circ$ с шагом $\pm 15^\circ$.

Согласно расчетам, при уменьшении Λ усиливается влияние ПИВ на форму ДЧХ за счет увеличения пространственного градиента электронной концентрации.

Серпообразные возмущения на ДЧХ более интенсивные и хорошо развитые при укорочении пространственной длины волны. При Λ более 150 км серпов на ДЧХ обыкновенных и необыкновенных волн не наблюдается.

Если сравнивать модельные ДЧХ с экспериментальными, то при $\delta > 0.1$ в окрестности МПЧ магнитоионных компонент наблюдается сильное расщепление каждой из кривых. В этих случаях следует уже говорить не о «серпах» на ДЧХ, а о расщеплении ДЧХ подобных диффузным отражениям от ионосферы.

На модельных ДЧХ обеих магнитоионных компонент наблюдаются хорошо развитые «серпы» только при вариации угла места β в интервале от -30 до -50 градусов. При малых углах «серпы» наблюдаются редко только при существенных значениях относительной амплитуды. При углах места более 60 градусов «серпы» на ДЧХ превращаются в расщепление подобное образованию расслоения F -области ионосферы. Как следствие, выполненный анализ весьма ограничивает диапазон изменений параметров квазигармонической модели ПИВ, относительно которых можно привести следующие диапазоны: $0.05 \leq \delta \leq 0.10$; $75 \text{ км} \leq \Lambda \leq 120 \text{ км}$; $-50^\circ \leq \beta \leq -30^\circ$.

Получено, что наиболее сильное влияние ПИВ на ДЧХ проявляется для угла $\alpha = 83^\circ$, т.е. в восточном направлении по линии приемник-передатчик.

Показано, что наличие ПИВ приводит к многолучевости сигнала и отклонению пеленга на передатчик до $6, 4^\circ$, наиболее сильное для обыкновенной компоненты.

На основе проведенных расчетов на рис. 1–2 показаны результаты сопоставления экспериментальных (а) и модельных (б) ДЧХ для параметров ПИВ наилучшим образом обеспечивающих согласование данных наблюдений и моделирования. Установлено, что во время эксперимента ионосфера была возмущена перемещающимся ионосферным возмущением с оценочными параметрами $\delta \sim 0.1$, $\alpha = 83^\circ$, $\beta = -45^\circ$, $\Lambda = 75$ км. Такие параметры возмущения хорошо согласуются с характеристиками среднемасштабных ПИВ [9].

Выводы

Основные результаты работы состоят в следующем.

Развит численный метод моделирования ионограмм квазивертикального зондирования ионосферы в условиях ПИВ, позволивший выявить основные особенности проявления среднemasштабных волновых возмущений в ионозондовых наблюдениях. На основе сопоставления экспериментальных и расчетных ДЧХ определены направленно-скоростные характеристики среднemasштабных ПИВ, обеспечивающих хорошее соответствие временной эволюции отклика широкополосного сигнала на прохождение волнового возмущения на трассе зондирования. Показано, что наилучшее согласование экспериментальных и модельных ДЧХ имеет место для ПИВ с оценочными параметрами $\delta \sim 0.1$, $\alpha = 83^\circ$, $\beta = -45^\circ$, $\Lambda = 75 \div 100$ км и скоростью $V \sim 100$ м/с.

Благодарности

Работа В.П.Урядова, Ф.И.Выборнова и А.В.Першина выполнена при финансовой поддержке базовой части Госзадания Минобрнауки РФ (шифр 3.7939.2017/8.9)

Список литературы

1. Варшавский И.И., Калихман А.Д. Траекторный синтез ионограмм с многолучевостью и структура ионосферных неоднородностей // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. – 1988. – Вып. 80. – С.90–97.
2. Вертоградов Г.Г., Вертоградов В.Г., Урядов В.П. Мониторинг волновых возмущений методом наклонного зондирования ионосферы // Изв. Вузов. Радиофизика. – 2006. – Том 49 – № 12. – С. 1015–1029.
3. Lambert S. Travelling ionospheric disturbances and their effects on high-frequency direction finding // The Transactions of the South African Institute of Electrical Engineers. – 1985 – Vol.76. – № 1. – P. 19–27.
4. Вертоградов Г.Г., Урядов В.П., Чайка Е.Г. и др. Однопозиционное определение местоположения источников радиоизлучения в декаметровом диапазоне с помощью широкоапертурного пеленгатора-дальномера и ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора // Изв. Вузов. Радиофизика. 2017. – Том 60 – № 12. – С.1072–1092.
5. Барабашов Б.Г., Вертоградов Г.Г. Динамическая адаптивная структурно-физическая модель ионосферного радиоканала // Математическое моделирование. – 1996. – Том 8. – № 2. – С. 3–18.
6. Вертоградов Г.Г. Имитатор широкополосного ионосферного радиоканала // Радиотехника и электроника. – 2003. – Том – 48.- № 11. – С. 1322–1329.
7. Thébault E., Finlay C. C, Beggan C. D. et al. International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation // Earth, Planets and Space. – 2015. – 67:79 (27 May 2015). – doi: 10.1186/s40623-015-0228-9.
8. Bilitza D., Altadill D., Zhang Y., Mertens C., Truhlik V., et al. The International Reference Ionosphere 2012 – a model of international collaboration. // J. Space Weather Space Clim. – 2014. – 4(A07). – doi:10.1051/swsc/2014004.
9. Hunsucker R.D. Atmospheric gravity waves generated in the high-latitude ionosphere: A Review // Rev. Geophys. Space Phys. – 1982. – Vol. 20. – N.2. – P. 293–315.

Том I, с. 376–379

УДК: 550.388.2

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ЛЧМ ИОНОЗОНДА–РАДИОПЕЛЕНГАТОРА

Г. Г. Вертоградов¹, В. П. Урядов², Е. Г. Чайка¹, В. А. Валов³, Ф. И. Выборнов²,
А. В. Першин², А. С. Стародубровский³

¹ Южный федеральный университет, 344090 г. Ростов-на-Дону, ул. Зорге, 5, Россия

E-mail: vertogradovgg@gmail.com

² НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, ул. Большая Печерская, 25/12а

E-mail: uryadov.vp@nirfi.unn.ru

³ АО НПП «Полет», г. Нижний Новгород, пл. Комсомольская, 1

Аннотация. Представлены результаты однопозиционного определения местоположения источника радиоизлучения (ИРИ) на среднеширотной трассе Васильсурск – Ростов-на-Дону с помощью ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора. Показано, что в условиях разделения одно- и двухскачковых мод распространения девиации углов прихода достигают в азимутальной плоскости 5°, а в угломестной – до 10°, что обусловлено присутствием в ионосфере перемещающихся ионосферных возмущений. Получено, что средняя погрешность определения дальности до ИРИ составляет 13%.

Ключевые слова: ЛЧМ ионозонд-радиопеленгатор; источник радиоизлучения; однопозиционное определение местоположения; перемещающиеся ионосферные возмущения

ESTIMATION OF DETERMINATION ACCURACY OF RADIO EMISSION SOURCE LOCATION BY MEANS OF CHIRP IONOSONDE-DIRECTION FINDER

G. G. Vertogradov, V. P. Uryadov, E. G. Chaika, V. A. Valov, F. I. Vybornov, A. V. Pershin,
A. S. Starodubrovsky

Abstract. The results of a single-position determination of the location of radio emission source (RES) on the mid-latitude Vasilsursk-Rostov-on-Don path using the chirp of an ionosonde-direction finder are presented. It is shown that under the conditions of separation of single- and dual-wave modes, the deviation of the angles of arrival is attained in the azimuthal plane, 5°, and in the angle plane - up to 10°, which is due to the presence of traveling ionospheric disturbances in the ionosphere. It is obtained that the average error of determining the range to RES is 13%.

Keywords: chirp ionosonde-direction finder; radio source; single-position determination of the location; traveling ionospheric disturbances

Введение

Задача однопозиционного определения координат источника радиоизлучения (ИРИ) непосредственно связана с решением проблемы качества прогнозирования и диагностики пространственного распределения электронной концентрации в ионосфере. Состояние спокойной ионосферы достаточно хорошо прогнозируется. Например, пространственное распределение электронной концентрации, необходимое для построения лучевой траектории, может быть найдено на основе современной модели IRI-2012. Однако достоверные модели перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ) и прогнозы их параметров в настоящее время отсутствуют. Ситуация усложняется еще тем, что в современных угломерно-дальномерных комплексах не всегда предпринимают меры для разделения парциальных лучей, формирующих поле ДКМВ в зоне

приема. В результате при экспериментальном оценивании координат источников однопозиционным методом основной вклад в погрешности вносят интерференционные ошибки [1]. Поэтому, значительный интерес представляет использование нового инструмента – ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора, позволяющего измерять все ключевые характеристики ионосферного КВ канала (ДЧХ, АЧХ и УЧХ) всех мод распространения [2]. На основе сопоставления экспериментальных и модельных данных можно определить влияние ПИВ на дистанционно-угловые характеристики, а, следовательно, и на точность позиционирования ИРИ.

В докладе представлены результаты позиционирования передатчика ЛЧМ-сигналов с помощью ЛЧМ ионозонда-радиопеленгатора, приведены результаты моделирования распространения КВ-сигналов в условиях ПИВ и сделаны оценки погрешности однопозиционного метода определения дальности до источника излучения при различных способах задания ионосферной обстановки.

Результаты эксперимента и моделирования

Исследования проводилась на среднеширотной трассе Васильсурск (56.1°N, 46.1°E) – Ростов-на-Дону (47.3°N, 39.7°E) протяженностью 1078 км, азимут на передатчик из приемного пункта составляет 21.2°. В экспериментах использовался ЛЧМ ионозонд-радиопеленгатор с антенной решеткой из 16-ти активных антенных элементов высотой 2,5 м, размещенных на площадке размерами 100 м на 100 м. Прием осуществлялся с помощью 16-и канального когерентного радиоприемного устройства. Экспериментальные исследования проводились 7, 8 декабря 2016 г. и 8, 9 февраля 2017 г. В качестве ИРИ использовался передатчик, размещенный в Васильсурске Нижегородской области. Передатчик работал в режиме излучения непрерывного ЛЧМ-сигнала с периодом зондирования 2 минуты в диапазоне 3-17 МГц со скоростью перестройки частоты 200 кГц/с. Состояние ионосферы контролировалось по данным станции вертикального зондирования (ВЗ) «Парус» в г. Ростове-на-Дону.

Для каждого сеанса наклонного зондирования (НЗ) на всех частотах идентифицированных мод распространения решалась обратная задача однопозиционного местоопределения. Пространственное распределение электронной концентрации в ионосфере задавалось на основе модели IRI-2012 [3]. Измеренные углы прихода отдельных мод распространения использовались для построения многоскачковой лучевой траектории на основе решения характеристических уравнений, записанных для магнитоактивной, трехмерно-неоднородной модельной ионосферы [4]. Координаты точки пересечения соответствующего скачка лучевой траектории с поверхностью Земли (азимут трассы – α , расстояние до ИРИ – S) принимались за оценочное место расположения ИРИ. Для каждого сеанса НЗ каждой моды распространения усреднением по частоте вычислялись: средний азимут прихода $\langle \alpha \rangle$; среднеквадратичное отклонение азимута прихода волны σ_α от истинного азимута α_0 ; среднее значение оценки однопозиционной дальности до источника

$\langle S \rangle$, среднеквадратичное отклонение дальности S от среднего значения $\sigma_S = \sqrt{\langle (S - \langle S \rangle)^2 \rangle}$;

относительная среднеквадратичная погрешность $\delta S = \sqrt{\langle (S - S_0)^2 \rangle} / S_0$ оценки дальности до ИРИ относительно истинной дальности S_0 .

В дальнейшем пространственное распределение электронной концентрации в ионосфере корректировалось по данным ВЗ ростовской станции RV149. Для адаптированной по результатам станции RV149 модельной ионосферы на всех частотах всех мод распространения решалась обратная задача однопозиционного местоопределения. По каждой моде выполнялось усреднение в частотной области и вычислялись значения $S^{(c)}$, $\langle S^{(c)} \rangle$, $\sigma_S^{(c)} = \sqrt{\langle (S^{(c)} - \langle S^{(c)} \rangle)^2 \rangle}$ и

$$\delta S^{(c)} = \sqrt{\langle (S^{(c)} - S_0)^2 \rangle} / S_0.$$

Полученные результаты для отдельных сеансов зондирования приведены в таблице 1.

Как видно из таблицы 1 наименьшая погрешность измерения азимута на источник ЛЧМ-излучения получена при пеленговании сигналов 1Es и 2Es мод распространения. Усредненное

по частоте отклонение измеренного азимута от истинного на ЛЧМ-передатчик не превышает нескольких десятых долей градуса при среднеквадратичной погрешности около 1° . При пеленговании мод распространения, отраженных от F2-слоя ионосферы отклонения измеренного азимута изменяются от сеанса к сеансу как по величине, так и по знаку и достигают по модулю значений $\sim 0.8^\circ$ для $1F2_o$ -моды и несколько больших величин для $1F2_x$ -моды. Для $2F2_{o,x}$ -мод распространения отклонения измеренного азимута от истинного на ЛЧМ-передатчик могут превышать 1.5° . При этом среднеквадратичное отклонение азимута от истинного значения минимально для $1F2_o$, увеличивается для $1F2_x$, а для $2F2_{o,x}$ -мод достигает 3° .

Согласно измерениям средние относительные погрешности оценки дальности однопозиционным методом при прогнозировании пространственного распределения электронной концентрации в ионосфере на основе модели IRI-2012 составляют 12-15%.

При использовании данных текущей диагностики для коррекции пространственного распределения электронной концентрации на основе ВЗ в одной точке, относительные погрешности оценки дальности до ЛЧМ-передатчика уменьшаются в среднем на 1-4%.

Эти значения хорошо согласуются с результатами работы [5], в которой получены аналогичные оценки погрешности определения однопозиционной дальности для других среднеширотных трасс протяженностью от 1000 км до 3000 км, а так же с результатами [6] для австралийского региона.

Таблица 1. Результаты зондирования и обработки

09:46 UT 07.12.2016 г.	$\langle S \rangle$, км	σ_s , км	$\langle \alpha \rangle$, град.	σ_α , град.	$\langle S_S^{(c)} \rangle$, км	$\sigma_s^{(c)}$, км	δS , %	$\delta S^{(c)}$, %
$1E_S$	-	-	21.0	0.1	875.2	38.6	-	19.2
$2E_S$	-	-	21.1	1.1	1055.5	104.0	-	9.9
$1F2_o$	967.1	81.3	21.7	1.36	1025.4	101.3	12.7	10.6
$1F2_x$	900.3	92.2	22.4	1.85	1235.4	5.7	18.6	14.5
$2F2_{o,x}$	928.6	52.2	24.1	2.19	963.6	81.6	14.7	13.1
10:28 UT 08.12.2016 г.	$\langle S \rangle$, км	σ_s , км	$\langle \alpha \rangle$, град.	σ_α , град.	$\langle S_S^{(c)} \rangle$, км	$\sigma_s^{(c)}$, км	δS , %	$\delta S^{(c)}$, %
$1E_S$	-	-	21.4	1.1	870.8	103.6	-	21.5
$2E_S$	-	-	20.9	0.8	1035.6	119.6	-	11.8
$1F2_o$	919.6	68.5	22.8	1.7	982.6	121.4	16.1	14.4
$1F2_x$	939.5	95.7	23.8	1.7	-	-	15.7	-
$2F2_{o,x}$	1034.0	65.5	20.6	2.5	1103.5	7.6	7.3	2.4

На наш взгляд, определяющий вклад в девиации пеленга мод $1F2_o$, $1F2_x$ и особенно $2F2_{o,x}$ обеспечивается воздействием перемещающихся ионосферных возмущений. Перемещающееся ионосферное возмущение особенно значительно влияют на девиации пеленга верхних лучей обеих магнитоионных компонент и девиации пеленга кратной моды распространения. Для нижних лучей девиации пеленга достигают по модулю 1° - 2° , а для верхних лучей и кратных мод девиации пеленга могут возрастать до 8° . Полученные результаты хорошо согласуются с данными ЛЧМ-зондирования на трассе Кипр – Ростов-на-Дону [7].

Для оценки влияния ПИВ на частотные характеристики радиосигналов на трассе Васильсурск – Ростов-на-Дону было проведено имитационное моделирование. Перемещающееся ионосферное возмущение имитировалось гармонической волной, модулирующей среднее распределение электронной концентрации в ионосфере, которое задавалось адаптированной по результатам ВЗ моделью IRI-2012. Параметры ПИВ (относительная амплитуда, пространственная длина волны, временной период и направление распространения) варьировались в широких пределах так, чтобы добиться качественного подобия измеренных и моделируемых характеристик (ДЧХ и двух УЧХ). Показано, что наиболее подходят следующие параметры ПИВ: $\delta_{TID} \sim 20\%$, простран-

ственная длина волны $\Lambda_{TID} \sim 200$ км, направление распространения в горизонтальной плоскости $\alpha_{TID} \approx 200^\circ$, в вертикальной плоскости $\Delta_{TID} \approx -65^\circ$, т.е. возмущение движется вниз вдоль трассы с севера на юг. Изменение азимута направления движения ПИВ относительно трассы зондирования обуславливает, прежде всего, сильные вариации девиаций пеленга верхних мод распространения, как по частоте, так и во времени.

Заключение

На основе однопозиционной оценки дальности до ИРИ на среднеширотной трассе Васильсурск – Ростов-на-Дону показано, что девиации углов места парциальных мод достигают в азимутальной плоскости 5° , а в угломестной – до 10° . Столь существенные изменения углов прихода связаны с присутствием в ионосфере перемещающихся ионосферных возмущений. Движение ПИВ приводит к квазипериодическим вариациям углов прихода парциальных лучей, формирующих поле КВ в зоне приема.

По результатам дневных измерений в декабре 2016 г. на трассе протяженностью 1078 км установлено, что при использовании модели IRI-2012 для решения обратной задачи и определения по углам прихода координат ИРИ усредненная погрешность за все этапы измерений составила около 12-14%.

Показано, что при использовании данных ВЗ в одной пространственной точке для адаптации модели ионосферы IRI-2012 средняя погрешность оценки дальности до ИРИ не становится существенно меньше 12%.

В условиях спорадического слоя Es для оценки азимута на неизвестный ЛЧМ-передатчик следует использовать результаты пеленгования Es-мод распространения. При усреднении пеленгов по частоте и по сеансам наклонного ЛЧМ-зондирования азимут на передатчик может быть оценен с точностью $\sim 0.1^\circ$. При использовании для оценки азимута на ЛЧМ-передатчик регулярных 1F и 2F мод распространения усреднение результатов по частоте и сеансам НЗ является обязательным. При этом для 1F-мод погрешность оценки азимута на передатчик в среднем составляет 0.5° а при использовании 2F-мод $1^\circ - 2^\circ$.

Благодарности

Работа В. П. Урядова, Ф. И. Выборнова и А. В. Першина выполнена при финансовой поддержке базовой части Госзадания Минобрнауки РФ (шифр 3.7939.2017/8.9).

Список литературы

1. Gething P.J.D. Radio direction finding and superresolution. – London: Peter Peregrinus Ltd, 1990. – 365 p.
2. Uryadov V.P., Vertogradov G.G., Vertogradova E.G., Vertogradov V.G. A New Tool for Investigating Complex Ionospheric Structures: Over-the-Horizon HF Sounding of Ionospheric Irregularities by Chirp Ionosonde - Direction Finder // IEEE Trans. Antennas and Propagation Magazine. – 2017. – Vol.59.– issue 6. – P. 62–76.
3. Bilitza D., Altadill D., Zhang Y., Mertens C., Truhlik V., Richards P., McKinnell Lee-Anne, Reinisch B. The International Reference Ionosphere 2012 – a model of international collaboration // J. Space Weather Space Clim. – 2014. – Vol.4. – № A07. – DOI: 10.1051/swsc/2014004. – P.1–12.
4. Вертоградов Г.Г. Имитатор широкополосного ионосферного радиоканала // Радиотехника и электроника. – 2003. – Том 48. – № 11. – С. 1322–1329.
5. Вертоградов Г.Г., Чайка Е.Г. Оценка точности однопозиционного местоопределения на среднеширотных трассах при различных способах задания ионосферной обстановки// Радиотехника. – 2016. – № 11. – С. 217–224.
6. Lay K. Automatic Single-Station Location software for HF direction finding systems // The Institution of Engineering and Technology 11th International Conference on Ionospheric Radio Systems and Techniques (IRST 2009). 28-30 April 2009. – P. 1-5. – DOI:10.1049/cp2009.0083.
7. Вертоградов Г.Г., Урядов В.П., Складневский М.С., Валов В.А. Наклонное зондирование ионосферы с помощью ионозонда-радиопеленгатора с линейной частотной модуляцией сигнала // Изв. Вузов. Радиофизика. – 2016. – Том-59. – № 11. – С.991–1016.

Том I, с. 380–384

УДК: 537.86

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИИ ДОЛГОВРЕМЕННЫХ РЯДОВ ПОЛНОГО И ПЛАЗМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЙ С ИНДЕКСАМИ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

А. С. Ясюкевич¹, А. М. Веснин¹, Ю. В. Ясюкевич¹, А. М. Падохин²

¹ *Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126а
E-mail: annpol@iszf.irk.ru*

² *Московский государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет,
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2
E-mail: padokhin@physics.msu.ru*

Аннотация. Выполнено исследование вариаций уровня корреляции долговременных рядов полного электронного содержания (ПЭС) и плазмосферного содержания (ПС) с индексами солнечной и геомагнитной активности. Данные вертикального полного электронного содержания рассчитаны из фазовых двухчастотных измерений глобальных навигационных спутниковых систем. Для расчёта плазмосферного содержания мы привлекали измерения ионосферного электронного содержания (ИЭС) по данным ионозондов мировой сети GIRO. Плазмосферное электронное содержание определялось как разница между величинами ПЭС и ИЭС. В работе на основании данных среднеширотной станции IRKJ за 2010–2013 гг. получены оценки вклада плазмосферного содержания в ПЭС в дневное и ночное время. Определены значения коэффициентов корреляции ИЭС, ПЭС и ПС с индексами гелио- (UV, $F_{10.7}$) и геомагнитной активности (AE, SYM-H). Показано, что значимый уровень корреляции наблюдается для среднедневных значений ИЭС, ПЭС и ПС, с максимальным значением 0.75 для ПЭС. В ночное время уровень корреляции с солнечной активностью существенно ниже, наибольший для ПС (0.46). Корреляция рассмотренных параметров с индексами геомагнитной активности незначительна.

Ключевые слова: ионосфера; плазмосфера; ГНСС; ПЭС

STUDY OF THE CORRELATION OF LONG-TERM SERIES OF TOTAL AND PLASMOSPHERIC ELECTRON CONTENT WITH SOLAR AND GEOMAGNETIC ACTIVITY INDEXES

A. S. Yasyukevich, A. M. Vesnin, Yu. V. Yasyukevich, A. M. Padokhin

Abstract. We study variations in the level of correlation between long-term series of the total electron content (TEC) and plasmasphere electron content (PEC) and indices of solar and geomagnetic activity. Vertical total electron content data is calculated from phase dual-frequency measurements of global navigation satellite systems. To calculate PEC, we use ionospheric electron content (IEC) measurements from GIRO ionosonde network. PEC is estimated as the difference between TEC and IEC. Based on the data of mid-latitude station IRKJ over 2010–2013 period we estimated plasmasphere electron content contribution to TEC in daytime and nighttime. We calculated correlation coefficients between PEC, TEC, IEC and indexes of helio- (UV, $F_{10.7}$) and geomagnetic activity (AE, SYM-H). Significant level of correlation is revealed for midday TEC, PEC and IEC, with a maximum value of 0.75 for TEC. At night, the level of correlation with solar activity is significantly lower, and it is the highest for PEC (0.46). Correlation of the considered parameters with the indices of geomagnetic activity is insignificant.

Keywords: ionosphere; plasmosphere; GNSS; TEC

Введение

Ионосфера является ионизованной областью земной атмосферы, определяющим фактором в термодинамическом режиме которой является гелио- геомагнитная активность [1]. Последние годы активно развиваются исследования ионосферы на основе данных глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС). Данные ГНСС обладают рядом преимуществ (высокое временное

разрешение, большое количество станций ГНСС и т.п.). Однако эти данные, в некотором смысле, «смешали» ионосферные и плазмосферные измерения, т.к. измеряемое полное электронное содержание (ПЭС) является суммой ионосферного содержания (ИЭС) и плазмосферного содержания (ПС). При этом, в ряде приложений может быть важен именно плазмосферный вклад (например, для позиционирования спутников). Для подобных задач необходима эмпирическая модель плазмосферного электронного содержания, адекватно описывающая типичные циклы в плазмосфере и их интенсивность, а также влияние на плазмосферу состояния околоземного космического пространства.

Работам по построению эмпирических моделей плазмосферы и ионосферы уделяется в литературе достаточно много внимания [2-4]. Авторами отмечена сложность получения электронной концентрации с использованием ГНСС-измерений. Оценка вклада плазмосферы с использованием комбинированных данных ГНСС ПЭС и измерениям на ионозондах была предложена в работе [5]. Большая работа по созданию эмпирической модели ионосферы и плазмосферы была проведена Т.Л. Гуляевой [6], в рамках этих исследований был создан фактически стандарт на расчет электронной концентрации до высоты орбит ГНСС (20000 км).

Хотя эмпирическому моделированию ионосферы и плазмосферы уделяется достаточно много внимания, ни в одной из существующих на данный момент моделей нет учета одного из важнейших факторов - принципиальной нестационарности динамики среды. В то же время, в математике и в машинном анализе появились достаточно перспективные подходы, которые позволили бы на новом уровне подойти к данной проблеме. Для построения эмпирических моделей ПЭС и ПС на основе методов машинного анализа, первым шагом необходимо осуществить процедуру выбора ключевых параметров (feature selection) и оценить их релевантность. В этой связи, в настоящей работе, мы исследуем уровни корреляции полного, ионосферного и плазмосферного электронных содержаний с индексами геомагнитной и солнечной активности с целью выявления ключевых параметров, влияющих на их динамику.

Данные измерений и методы их анализа

Для получения данных ПЭС мы использовали измерения фазовых двухчастотных приемников GPS/ГЛОНАСС международной сети IGS [7]. В данной работе приведены результаты для среднеширотной станции IRKJ (52° с.ш., 104° в.д.) за 2010-2013 гг. Из исходных данных рассчитывались ряды вертикального абсолютного ПЭС I_V по методике, описанной в работе [8]. В этой методике используется модель ПЭС $I_V(\varphi, l, t)$, представляющая собой разложение вертикального ПЭС в ряд Тейлора второго порядка в точке над станцией с заданными координатами (φ_0, l_0):

$$I_M = S_j^i \left[I_V(\varphi_0, l_0, t_0) + G_\varphi \Delta\varphi_j^i + G_{q_\varphi} (\Delta\varphi_j^i)^2 + G_l \Delta l_j^i + G_{q_l} (\Delta l_j^i)^2 + G_t \Delta t_j^i + G_{q_t} (\Delta t_j^i)^2 \right] + I_{DCB,j},$$

где $G_{\varphi,l}$, $G_{q_\varphi,l}$ – линейные и квадратичные пространственные градиенты ПЭС; G_t и G_{q_t} – первая и вторая производная по времени. Смешанными производными пренебрегается. I_{DCB} – это вклад дифференциальных кодовых задержек в ПЭС, S_j^i – наклонный фактор. Данная методика позволяет получать длительные ряды значений вертикального ПЭС с учетом дифференциальных кодовых задержек.

В измерениях с использованием глобальных навигационных спутниковых систем определяется полное электронное содержание вдоль всего луча «приемник-спутник» (до высоты около 20000 км). Плазмосферный вклад в ПЭС выделить из исходных данных непосредственно не удастся. Для разделения вкладов ионосферы и плазмосферы в ПЭС необходимо привлечение дополнительных измерений, например, ионозондов. Такой подход использовался, например, в работе [5]. В настоящей работе мы использовали измерения ионозондов мировой сети GIRO (<http://giro.uml.edu/>). В GIRO данные ионосферного электронного содержания (ИЭС) рассчитываются на основе экспериментальных профилей электронной концентрации по методике, описанной в работе [9]. Авторы показали, что полученные значения ИЭС из данных ионозондов

в Millstone Hill, Wallops Island и Jicamarca хорошо согласуются с измерениями радара некогерентного рассеяния и спутниковыми измерениями TOPEX. Мы определяли плазмосферное электронное содержание как разницу между величинами вертикального и ионосферного содержаний: $ПС = ПЭС - ИЭС$. Временное разрешение рассчитанных значений ПС соответствует разрешению данных GIRO и составляет 15 минут.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены примеры полученных рядов средненочных (10-14 LT) и средненочных (22-02 LT) значений ПЭС (а) и ПС (б), а также отношения этих величин ПС/ПЭС (в) для среднеширотной станции IRKJ за 2010-2013 гг. На панели (г) представлен пример временных изменений ПЭС, ПС и отношения ПС/ПЭС за период 1-15 января 2011 г.

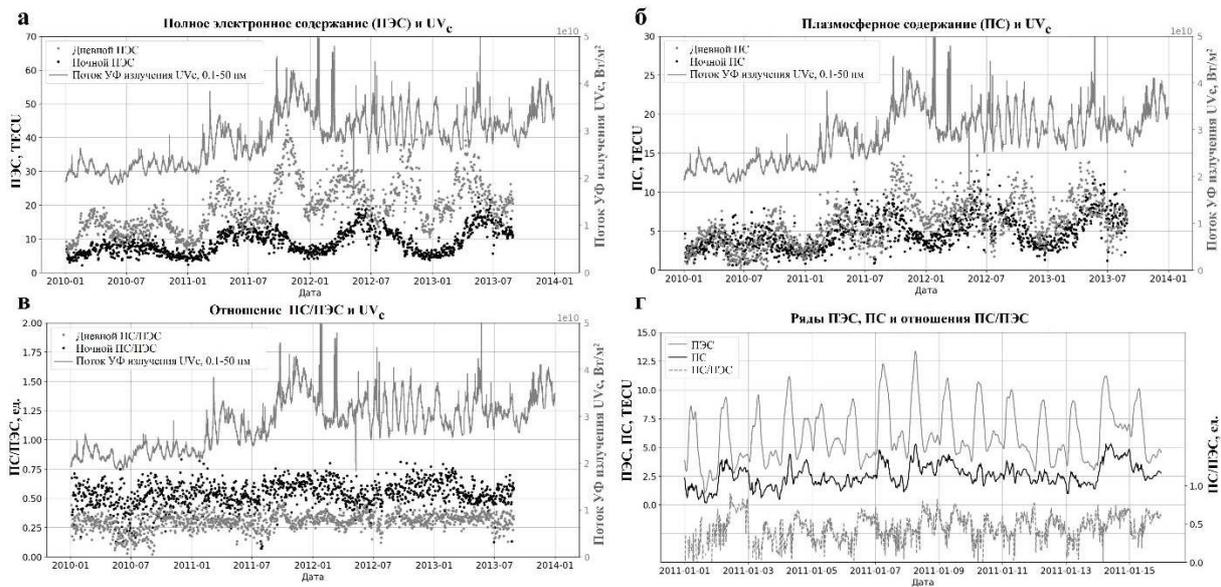


Рис. 1. Временные ряды средненочных (черные точки) и средненочных (серые точки) значений ПЭС (а), ПС (б) и отношения ПС/ПЭС (в) на станции IRKJ за период 2010-2013 гг. Серой кривой нанесены вариации индекса UV_c . Временная динамика ПЭС (серая кривая), ПС (черная кривая) и отношения ПС/ПЭС (пунктир) за период 1-15 января 2011 г. (г).

Из рисунка видно, что средненочные значения ПЭС и ПС следуют за изменениями уровня солнечной активности. В динамике дневных значений ПЭС и ПС отчетливо выражены полугодовые вариации с максимумами в периоды равноденствий. При этом значения максимумов полугодовых вариаций зависят от уровня солнечной активности. Для средненочных значений ПЭС и ПС наблюдается другой сезонный ход с максимальными значениями в летние месяцы и минимальными в зимние. Причем вариации ночных величин ПЭС и ПС не совпадают с изменениями солнечной активности.

Из рис. 1в мы можем оценить динамику вклада плазмосферного электронного содержания в ПЭС. В дневное время ПС составляет 25-30% от полного электронного содержания. В ночное время вклад плазмосферы в ПЭС существенно возрастает - в среднем он составляет около половины, однако, в отдельные периоды, может достигать 75%. Это связано с тем, что в дневных спокойных условиях основным источником ПС является ионосфера за счет происходящей на нижней границе плазмосферы реакции зарядового обмена между ионами кислорода и атомами водорода. В то время как в ночные часы, в отсутствие ионизирующего излучения Солнца, одним из основных источников ИЭС, в свою очередь, является плазмосфера за счет обратной реакции зарядового обмена. Интересно отметить, что уровень отношения ПС/ПЭС практически не изменяется с ростом солнечной активности.

В качестве исходного набора ключевых параметров мы использовали индексы геомагнитной (SYM-H, AE) и солнечной активности (UV_c (0.1 - 50 нм), $F_{10.7}$). Значения коэффициентов корреляции ИЭС, ПЭС и ПС с индексами гелио- геомагнитной активности приведены в табл. 1. Рассчитаны коэффициенты как для полных рядов, так и отдельно для среднедневных (д) и средненочных (н) величин. Видно, что значимый уровень корреляции с индексами солнечной активности наблюдается только для дневных величин ИЭС, ПЭС и ПС. Наилучший уровень корреляции регистрируется для дневных значений ПЭС и составляет 0.75. В ночное время уровень корреляции ионосферных параметров с солнечной активностью существенно ниже. Наилучшая корреляция в ночное время наблюдается для плазмосферного содержания и составляет 0.46. Отметим, что корреляция рассмотренных параметров с индексами геомагнитной активности незначительна. Это объясняется, вероятно, значительным количеством данных в спокойных геомагнитных условиях, а также тем, что IRKJ является типичной среднеширотной станцией, где влияние авроральной (AE) и экваториальной (SYM-H) активности менее существенно. Более высокий уровень корреляции с индексами геомагнитной активности ожидается не для непосредственно значений ПЭС и ПС, а для их вариаций.

Таблица 1. Уровни корреляции между ИЭС, ПЭС, ПС и UV_c , $F_{10.7}$, AE, SYM-H.

	ИЭС	ИЭС _д	ИЭС _н	ПЭС	ПЭС _д	ПЭС _н	ПС	ПС _д	ПС _н
UV_c	0.31	0.70	0.24	0.43	0.75	0.42	0.47	0.69	0.46
$F_{10.7}$	0.31	0.66	0.28	0.42	0.71	0.40	0.46	0.67	0.46
AE	0.08	0.11	0.14	0.12	0.11	0.18	0.14	0.11	0.19
SYM-H	-0.07	-	-	-0.09	-	-	-0.09	-	-

Благодарности

Авторы выражают благодарность сервису IGS за данные навигационных измерений, и сервису GIRO за данные ионозондов. Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект № 18-35-20038). В работе использовались методики обработки данных, разработанные в рамках базового финансирования программы ФНИ П-16.

Список литературы

1. Buonsanto M. J. Ionospheric Storms – A Review // Space Sci. Rev. – 1999. – Vol. 88. – No. 3/4. – P. 563-601.
2. Gorbachev O. A., Ivanov V. B., Ivel'skaya M. K. Empirical modeling of the total electron content in the ionosphere // Cosmic Research. – 2012. – Vol. 50. – No. 1. – P. 39-43.
3. Maltseva O., Mozhaeva N. Empirical Modeling of the Total Electron Content of the Ionosphere, Empirical Modeling and Its Applications. – In Book by Ed. Dr. Md. Mamun Habib, IntechOpen, 2016.
4. Jakowski N., Hoque M. M. A new electron density model of the plasmasphere for operational applications and services // J. Space Weather Space Clim. – 2018. – Vol. 8. – A16.
5. Belehaki A., Jakowski N., Reinisch B.W. Plasmaspheric electron content derived from GPS TEC and digisonde ionograms // Adv. in Space Res. – 2004. – Vol. 33. – P. 833-837.
6. Gulyaeva T. L. International standard model of the Earth's ionosphere and plasmasphere // Astronomical & Astrophysical Transactions 2008. – Vol. 22. – No. 4-5. – P. 639-643.
7. Dow J. M., Neilan R. E., Rizos C. The International GNSS Service in a changing landscape of Global Navigation Satellite Systems // J. Geod. – 2009. – Vol. 83. – P. 191-198.
8. Yasyukevich Yu. V., Mylnikova A. A., Polyakova A. S. Estimating the total electron content absolute value from the GPS/GLONASS data // Res. in Phys. – 2015. – Vol. 5. – P. 32-33.
9. Huang X., Reinisch B.W. Vertical electron content from ionograms in real time // Radio Science. – 2001 – Vol. 36. – No. 2. – P. 335-342.

Том I, с. 384–387

УДК: 537.86

СВЯЗЬ КОРОТКОПЕРИОДНОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ВОЗМУЩЕННОСТИ С СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ И ВАРИАЦИЯМИ В ЗИМНЕЙ ПОЛЯРНОЙ СТРАТОСФЕРЕ

А. С. Ясюкевич, М. А. Черниговская, Б. Г. Шпынев, Д. С. Хабитуев

Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126а
E-mail: annpol@iszf.irk.ru

Аннотация. Выполнено исследование вариаций уровня короткопериодной возмущенности полного электронного содержания (ПЭС) в регионе Сибири за период 2002-2015 гг. Для анализа использовались данные ПЭС фазовых двухчастотных измерений приемников GPS/ГЛОНАСС, расположенных в среднеширотном, субавроральном и высокоширотном регионах. Мы рассчитали индекс интенсивности вариаций ПЭС (vrTEC) с периодами до 4 часов. Выявлено, что уровень возмущенности ПЭС зависит от солнечной активности в зимнее время года: максимальные значения vrTEC снижаются до 40% в период спада солнечной активности. Показано, что значения индекса vrTEC испытывают регулярные существенные (до 5-6 раз) сезонные изменения с наибольшими значениями в зимние периоды. Предположено, что рост уровня короткопериодной возмущенности ПЭС в зимнее время связан с волновыми возмущениями, возникающими в неоднородных, высокоскоростных струйных течениях, ассоциированных с зимними циркумполярными вихрями. Мы предложили индекс для оценки уровня возмущенности в стратосфере и мезосфере. Показано, что данный индекс имеет схожие сезонные вариации. Коэффициент корреляции между индексами ионосферной и атмосферной возмущенности достигает 0,65 и имеет наибольшие значения на станциях, расположенных в полярном регионе.

Ключевые слова: стратосфера; мезосфера; ионосфера; атмосферно-ионосферное взаимодействие; волновые возмущения; ПЭС; GPS; ГЛОНАСС

RELATION OF THE SHORT-TERM IONOSPHERIC VARIABILITY TO SOLAR ACTIVITY AND DISTURBANCES IN THE WINTER POLAR STRATOSPHERE

A. S. Yasyukevich, M. A. Chernigovskaya, B. G. Shpynev, D. S. Khabituev

Abstract. We study changes in the short-term variability in total electron content (TEC) over Siberia region over the 2002-2015 period. For the analysis of TEC behavior, we use data from phase dual frequency GPS/GLONASS receivers located in mid-latitude, subauroral and high-latitude regions. We have calculated an index for intensity in TEC variability (vrTEC) with periods of up to 4 hours. TEC variability level is revealed to depend on the solar activity during winter seasons: maximum vrTEC values reduce of up to 40% at the solar activity descending phase. We have revealed regular significant (up to 5-6 times) changes in vrTEC index with seasons with largest values observed in winter. The winter enhancement in TEC variability is assumed to be related to medium-scale wave-like motions in the stratosphere and mesosphere, appearing in winter circumpolar vortex. We propose an index to estimate the level of disturbances in the stratosphere and mesosphere. The index has shown to have similar seasonal behavior. Correlation coefficient between indexes for ionospheric and atmospheric variability reaches 0.65 and has the highest values at polar stations.

Keywords: stratosphere; mesosphere; ionosphere; atmosphere-ionosphere coupling; wave disturbances; TEC; GPS; GLONASS

Введение

Ионосфера является ионизованной областью земной атмосферы, подверженной как солнечному и магнитосферному воздействию, так и влиянию со стороны нижележащих слоев нейтральной атмосферы. Определяющим фактором в термодинамическом режиме ионосферы является гелио- геомагнитная активность [1]. В то же время, исследования свидетельствуют, что причиной наблюдаемых вариаций в ионосфере могут являться атмосферные волны различных

пространственно-временных масштабов (акустические, внутренние гравитационные (ВГВ), приливные и планетарные), распространяющиеся из нижней и средней атмосферы [2, 3]. ВГВ, генерируемые метеорологическими возмущениями в нейтральной атмосфере, вносят существенный вклад в вариации термодинамического режима и состава термосферы и обеспечивают вертикальное взаимодействие атмосферных слоев.

Одним из источников ВГВ в зимней полярной стратосфере и нижней мезосфере является циркумполярный вихрь (ЦПВ) и связанные с ним струйные течения (СТ) [4-6]. Результаты исследований различных параметров ионосферы выявили, что развитие и трансформация зимнего циркумполярного вихря может являться источником ионосферных возмущений на высотах F2-слоя [5-7].

В настоящей работе мы анализируем связь изменений уровня короткопериодной (с периодами до нескольких часов) возмущенности полного электронного содержания (ПЭС) с вариациями солнечной активности и возмущениями в стратосфере и нижней мезосфере.

Данные измерений и методы их анализа

Для исследования использовались данные полного электронного содержания (ПЭС), полученные по измерениям фазовых двухчастотных приемников GPS/ГЛОНАСС международной сети IGS [8], расположенных в среднеширотном (Иркутск), субавроральном (Якутск) и высокоширотном (Норильск и Тикси) регионах (табл. 1). Из данных рассчитывались ряды вертикального абсолютного ПЭС I_V по методике, описанной в работе [9]. Используемая модель ПЭС представляет собой разложение вертикального ПЭС в ряд Тейлора второго порядка в точке над станцией. Данная методика позволяет получать длительные ряды значений вертикального ПЭС с учетом дифференциальных кодовых задержек.

В качестве показателя, характеризующего уровень ионосферной возмущенности, рассчитывался коэффициент вариаций v_T TEC, представляющий собой нормированную дисперсию ПЭС за выбранный интервал локального времени (12-16 LT). Коэффициент v_T TEC пропорционален вариациям ПЭС в диапазоне периодов T , не превышающих период усреднения, и в нашем случае, отображает уровень короткопериодных вариаций ПЭС ($T < 4$ ч) в дневное время. Источником вариаций ионосферы с периодами несколько часов, в основном, являются ПИВ, связанные с распространением ВГВ. Таким образом, коэффициент v_T TEC отражает уровень ВГВ-возмущенности в ионосфере.

Таблица 1. Координаты используемых приемников GPS/ГЛОНАСС.

Название приемника	Географические координаты	Геомагнитные координаты	Коэффициент корреляции v_T TEC и $stdW_{60N}$, (1 Гпа)
IRKJ	52,22° с.ш., 104,32° в.д.	42°N Glat, 177°E Glon	0.37
YAKT	62,03° с.ш., 129,68° в.д.	52°N Glat, 196°E Glon	0.49
NRIL	69,36° с.ш., 88,36° в.д.	60°N Glat, 166°E Glon	0.65
TIXI	71,63° с.ш., 128,87° в.д.	66°N Glat, 198°E Glon	0.64

Результаты и их обсуждение

На рис. 1а представлены изменения индексов солнечной ($F_{10.7}$) и геомагнитной (K_p) активности за 2002-2015 гг., на панелях б-д показана динамика значений коэффициента вариаций v_T TEC на четырех станциях (серой линией нанесено 27-дневное скользящее среднее). Видно, что коэффициент v_T TEC испытывает существенные регулярные сезонные изменения. Наименьший уровень возмущенности наблюдается на всех станциях в летние месяцы со значениями v_T TEC ~5-10%. Максимальные значения v_T TEC регистрируются в зимние периоды с превышением до

5-6 раз летнего уровня. При этом зимой максимальные значения коэффициента больше на высокоширотных станциях NRIL, TIXI (~35-45%) по сравнению с теми, которые регистрируются на субавторальной и среднеширотной станциях (~30%). Одиночные всплески в распределении коэффициента вариаций νTEC отражают отдельные крупные геомагнитные события, либо связаны со сбоями определения ПЭС.

Из рис. 1 также прослеживается зависимость уровня возмущенности ПЭС от солнечной активности в зимние сезоны. Наблюдается снижение зимних максимальных значений коэффициента вариаций примерно на 40% в годы минимума солнечной активности. Эти изменения более выражены на высокоширотных станциях NRIL и TIXI (рис. 1г-д). Интересно отметить, что уровень возмущенности в летние не зависит от солнечной активности.

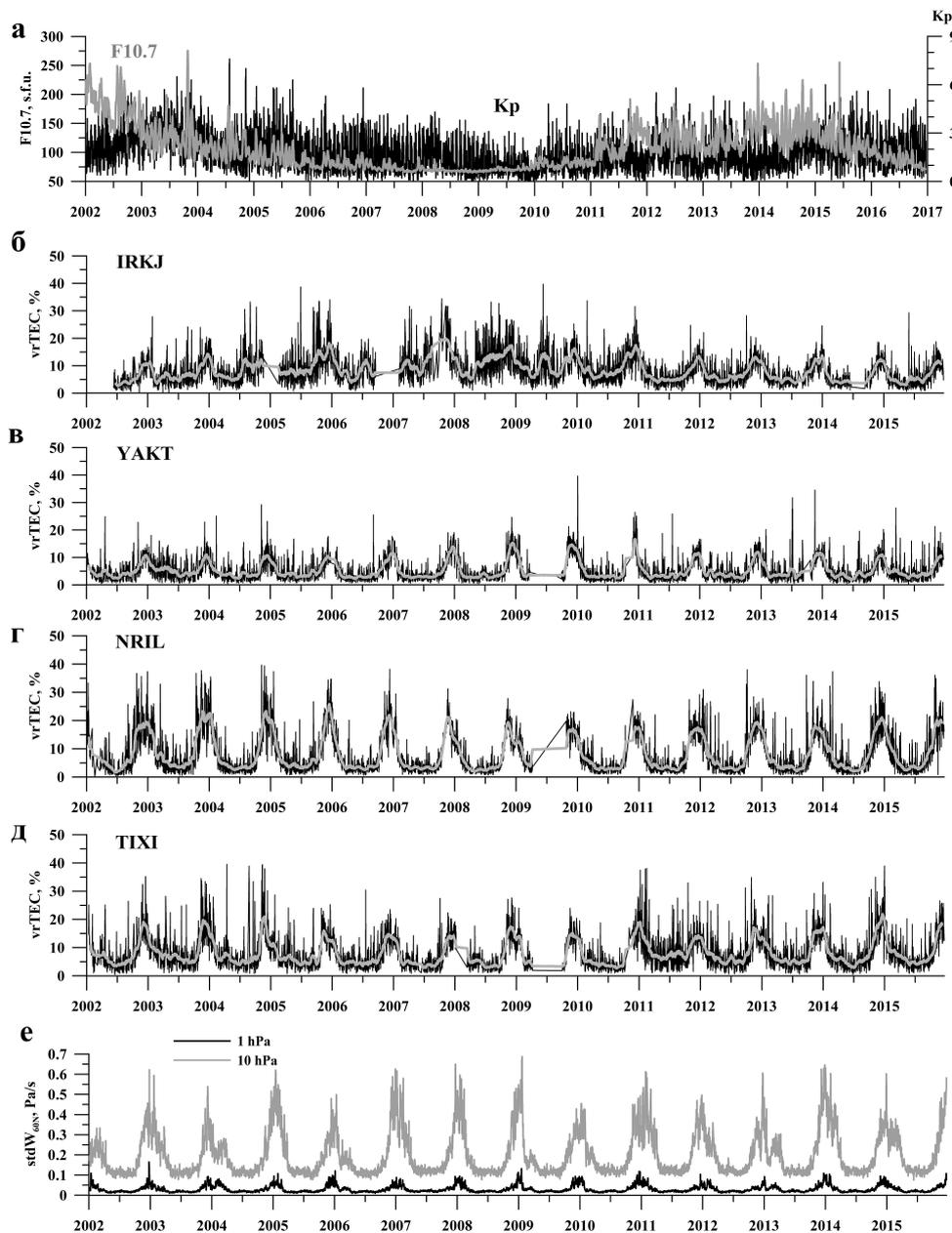


Рис. 1. Изменения индексов гелио- геомагнитной активности $F_{10.7}$ и K_p (а); вариации коэффициента возмущенности ПЭС νTEC (черный) и 27-дневное скользящее среднее (серый) на станциях IRKJ (б), YAKT (в), NRIL (г) и TIXI (д) для периода 2002-2015 гг.; (е) - вариации величин стандартного отклонения вертикальной скорости от среднезонального значения на 60° с.ш. в стратосфере (серый) и нижней мезосфере (черный).

Регулярно наблюдаемые существенные сезонные вариации коэффициента $\nu\text{TЭС}$ с максимумом зимой и минимумом летом не коррелируют с изменениями гелио-геомагнитной активности. Источником этих вариаций могут являться процессы, происходящие в нижележащих слоях атмосферы (мезосфере, стратосфере). Так в работах [5–7] на основе анализа данных архива ECMWF ERA-Interim выявлено существенное повышение волновой активности на высотах стратосферы/нижней мезосферы с ноября по февраль для всех анализируемых лет.

Используя данные ERA-Interim (apps.ecmwf.int/datasets/data/), мы предложили индекс stdW_{60N} для оценки уровня возмущенности в стратосфере и мезосфере. Для этого мы рассчитали стандартное отклонение величины вертикальной скорости газа от зонально усредненного значения на широте 60° с.ш. в стратосфере (уровень 1 гПа) и нижней мезосфере (1 гПа). Динамика рассчитанных индексов приведена на рис. 1е. Видно, что значения индексов испытывают схожие регулярные сезонные вариации с максимумом в зимние месяцы. Разница между летними и зимними значениями stdW_{60N} составляет 5-6 раз. Коэффициенты корреляции между индексами $\nu\text{TЭС}$ и stdW_{60N} (на уровне 1 гПа) представлены в табл. 1. Уровень корреляции достигает 0.65 и максимален на высокоширотных станциях, расположенных ближе к области, в которой существует полярной вихрь. На наш взгляд, это является свидетельством наличия связи короткопериодной возмущенности ПЭС с возмущениями, возникающими в зимние месяцы в нижней нейтральной атмосфере.

Благодарности

Авторы выражают благодарность сервису IGS за данные навигационных измерений, а также ECMWF за данные метеоархива ERA Interim. Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 18-17-00042).

Список литературы

1. Buonsanto M. J. Ionospheric Storms – A Review // *Space Sci. Rev.* – 1999. – Vol. 88. – No. 3/4. – P. 563-601.
2. Hocke K., Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances 1982-1995 // *Ann. Geophys.* – 1996. – Vol. 14. – No 5. – P. 917-940.
3. Laštovička J. Forcing of the ionosphere by waves from below // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* – 2006. – Vol. 68. – P. 479-497.
4. Wu D. L., Waters J. W. Satellite observations of atmospheric variances: A possible indication of gravity waves // *Geophys. Res. Lett.* – 1996. – Vol. 23. – No. 24. – P. 3631-3634.
5. Shpynev B. G., Churilov S. M., Chernigovskaya M. A. Generation of waves by jet-stream instabilities in winter polar stratosphere/mesosphere // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* – 2015. – Vol. 136. – P. 201-215.
6. Frissell N. A., Baker J. B. H., Ruohoniemi J. M., Greenwald R. A., Gerrard A. J., Miller E. S., West M. L. Sources and characteristics of medium-scale traveling ionospheric disturbances observed by high-frequency radars in the North American sector // *J. Geophys. Res. Space Phys.* – 2016. – Vol. 121. – P. 3722-3739.
7. Chernigovskaya M. A., Shpynev B. G., Ratovsky K. G. Meteorological effects of ionospheric disturbances from vertical radio sounding data // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* – 2015. – Vol. 136. – P. 235-243.
8. Dow J. M., Neilan R. E., Rizos C. The International GNSS Service in a changing landscape of Global Navigation Satellite Systems // *J. Geod.* 2009. – Vol. 83. – P. 191-198.
9. Yasyukevich Yu. V., Mylnikova A. A., Polyakova A. S. Estimating the total electron content absolute value from the GPS/GLONASS data // *Res. in Phys.* – 2015. – Vol. 5. – P. 32-33.

Том I, с. 388–392

УДК: 550.338.2

ПОЛНОЕ ЭЛЕКТРОННОЕ СОДЕРЖАНИЕ ПО ДАННЫМ GPS/ГЛОНАСС/GALILEO: СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Ю. В. Ясюкевич^{1,2}, А. В. Киселев¹, И. В. Живетьев¹, И. К. Едемский^{1,3},
С. В. Сыроватский^{1,4}, Б. М. Малецкий¹, А. М. Веснин¹

¹ *Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126а
E-mail: yasyukevich@iszf.irk.ru*

² *Иркутский государственный университет, 664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20*

³ *Institute of atmospheric physics CAS, 14131 Prague, Czech Republic, Voslň II 1401*

⁴ *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет,
119234, г. Москва, ул. Ленинские Горы, 1, стр. 2*

Аннотация. Полное электронное содержание, получаемое по данным глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС), широко используется для изучения ионосферы. В последние годы появилось большое количество сетей (таких как IGS, UNAVCO, CHAIN, CORS, и т.п.) предоставляющих данные ГНСС в стандартном формате RINEX в свободный доступ. Общая база данных включает измерения с начала 1990-х. Для успешного выполнения исследовательских задач необходимы средства для обработки большого объема данных. Нами разработана система SIMuRG (System for the Ionosphere Monitoring and Researching from GNSS) для решения задачи сбора, хранения и обработки данных в формате RINEX, и получения информации для геофизических исследований. Настоящий доклад описывает основные особенности системы SIMuRG, и ее возможности для решения различных задач.

Ключевые слова: ионосфера; полное электронное содержание; GPS; ГЛОНАСС; глобальные навигационные спутниковые системы; обработка данных

TOTAL ELECTRON CONTENT FROM GPS/GLONASS/GALILEO: SYSTEM FOR AUTOMATIC TREATMENT

Yu. V. Yasyukevich, A. V. Kiselev, I. V. Zhivetiev, I. K. Edemskiy, S. V. Syrovatskii,
B. M. Maletckii, A. M. Vesnin

Abstract. Total electron data from global navigation satellite systems are widely used for studying the ionosphere. In the recent years, a significant amount of the data has been recorded by global navigation satellite systems (GNSS) such as GLONASS, GPS, Galileo, Beidou, SBAS, etc. Currently, a number of services (such as IGS, UNAVCO, CHAIN, CORS, etc.) freely provide GNSS data in the RINEX format. The databases start from early 1990s. The software tools to deal with such amount of data become necessary to do research effectively. We have developed System for the Ionosphere Monitoring and Researching from GNSS (SIMuRG) for organizing RINEX data and analyzing results from geophysical research view point. This report describes SIMuRG features, as well as the opportunities that the system can provide.

Keywords: ionosphere; total electron content; GPS; GLONASS; global navigation satellite system; data processing

Введение

Качество функционирования радиотехнических систем связи, навигации, радиолокации определяется во многом качеством учета среды распространения радиосигнала – ионосферы (для КВ и УКВ сигналов). Ионосфера Земли представляет собой сложную динамическую систему предсказать поведение которой является непростой задачей. Данная задача особенно трудна при попытке учета ионосферных возмущений. В связи с этим задаче изучения ионосферных

неоднородностей посвящено большое количество работ. В последние годы существенный объем экспериментальных данных о состоянии ионосферы Земли предоставили спутниковые радионавигационные системы такие как ГЛОНАСС, GPS, Galileo, Beidou, SBAS и т.д. [1]. Двухчастотные фазовые и групповые измерения для таких систем позволяют определять полное электронное содержание (ПЭС) вдоль луча “спутник-приемник”.

В настоящей работе мы описываем созданную систему сбора и обработки данных ГНСС. Система является некоммерческой и открытой для использования. Любой пользователь может использовать систему для решения собственных геофизических задач.

Используемые банки данных

Системы сбора и обмена данными ГНСС в последние годы развиваются все активнее. Одной из наиболее известных является международная сеть IGS [2], предоставляющая данные в формате RINEX (The Receiver Independent Exchange Format) [3]. В настоящее время нами осуществляется обработка данных следующих сетей:

1. IGS, International GNSS Service (<http://www.igs.org>) [2].
2. UNAVCO (<http://www.unavco.org>).
3. NGS, the National Geodetic Survey (<https://www.ngs.noaa.gov/CORS/>).
4. SONEL (<ftp://ftp.sonel.org/>).
5. KASI, Space Geodesy Group of Korea Astronomy and Space Science Institute (<ftp://nfs.kasi.re.kr/>).
6. Geoscience Australia (<ftp://ftp.ga.gov.au/>).
7. GeoNet, New Zealand (<https://www.geonet.org.nz>).
8. RBMC, Brazilian Network for Continuous Monitoring of the GNSS (<https://www.ibge.gov.br/en>).
9. Northern California earthquake data center (<http://www.ncedc.org/ftp/pub/gps/rinex/>).
10. TrigNet, South Africa’s GNSS base station network (<ftp://ftp.trignet.co.za>).
11. The Canadian High Arctic Ionospheric Network (<http://chain.physics.unb.ca/chain/>) [4].
12. SibNet, Сибирская сеть приемников ГНСС ИСЗФ СО РАН [5].

Большие перспективы обещает использование сетей в России, т.к. это может закрыть большой долготный сектор. Согласно [6] на территории РФ действуют более 1000 уникальных станций различных ведомств, в том числе сеть Росгидромета [7], данные которых, как правило, не попадают в открытый доступ. В настоящее время в России функционируют коммерческие сети EFT-CORS (<https://eft-cors.ru/>), HIVE (<https://hive.geosystems.aero/>), SmartNet (<http://smartnet.ru.com/>), RTKNet (<http://rtknet.ru/>). Также сеть Росреестра предоставляет свои данные в открытый доступ (<https://rgs-centre.ru>).

Архитектура системы

Система SIMuRG состоит из ряда модулей (рис. 1). Модульность позволяет устанавливать и запускать различные части системы независимо. Запрос на обработку данных формируется одной частью системы и осуществляется другими, которые могут работать параллельно повышая производительность. Система включает следующие основные модули:

- `simurg_core`: основной набор функций, включая функции для загрузки данных ГНСС, чтения файлов, расчета ПЭС и производных от него, отображения результатов;
- `simurg_web`: web-интерфейс и API-функции для работы с системой;
- `simurg_db`: база данных с метаданными и запросами; основные массивы данных хранятся в виде файлов;
- `simurg_flow`: модуль рабочего потока, предназначенный для формирования задач для других модулей как для регулярной обработки, так и обработки по запросам пользователей, работы с банками данных и синхронизации доступных данных с внутренним хранилищем.

На первом этапе система осуществляет синхронизацию данных с распределенных серверов с внутренним хранилищем системы. Это происходит при обращении к системе (для определенного интервала времени), что гарантирует полноту данных представленных системой. Далее происходит расчет ПЭС и вычисление углов места и азимутов спутника. Для расчета ПЭС выбира-

ется доступная комбинация двух частот. Обработка осуществляется для систем GPS, ГЛОНАСС, Galileo, Beidou/Compass, SBAS.

Расчет проводится для выбранного пользователем региона либо станции для указанного временного интервала. В качестве выходных данных могут быть либо ряды (для отдельных станций) по отдельным спутникам, либо пространственное распределение заданного параметра. При расчете для одной станции приводится геометрия зондирования.

Возможности системы SIMuRG

В настоящее время система позволяет рассчитывать следующие параметры:

- Вариации ПЭС в диапазоне периодов 2-10 мин (диапазон акустико-гравитационных волн), 10-20 мин и 20-60 мин (диапазон внутренних гравитационных волн).
- Индексы возмущенности ROTI и ROTI-подобный индекс AATR [8].
- $TEC_{adjusted}$ – абсолютный вертикальный ПЭС, полученный из наклонного фазового ПЭС.
- Глобальное электронное содержание (ГЭС), получаемое по данным карт GIM.

Пример получаемых параметров представлен на рис. 2. Результаты могут быть получены либо в виде картинок (видео), либо в виде файлов, содержащие цифровые данные. Вариации ПЭС в диапазонах 2-10 мин, 10-20 мин показаны на верхних панелях (левая и правая, соответственно), индекс ROTI - на левой нижней панели, абсолютное ПЭС $TEC_{adjusted}$ – на правой нижней панели. ГЭС представлено на рис. 3 и доступно в интерактивном режиме и виде данных на странице <https://simurg.iszf.irk.ru/ges>. Можно видеть, что к настоящему моменту ионосфера пришла к уровню минимума 23го цикла солнечной активности.

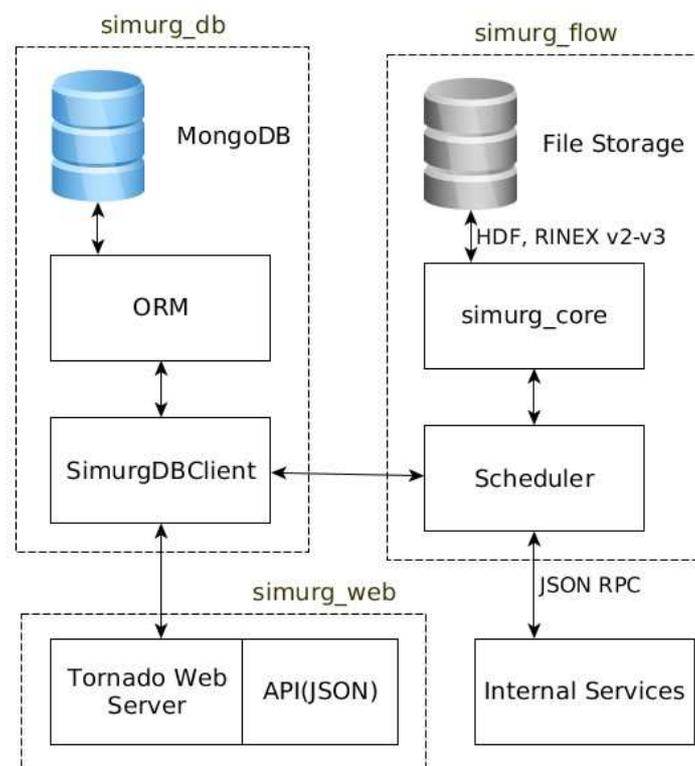


Рис. 1. Архитектура системы SIMuRG.

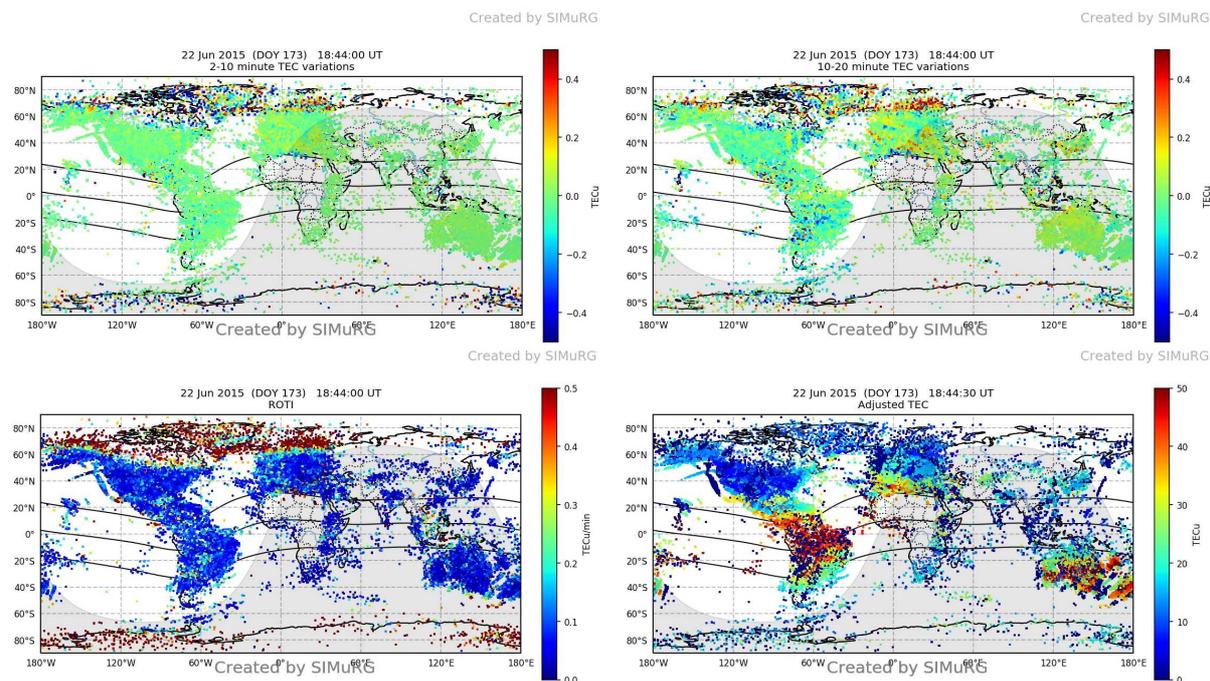


Рис. 2. Карта распределения вариаций ПЭС в диапазонах 2-10, 10-20 (верхняя левая и правая панель, соответственно), индекса ROTI (левая нижняя панель), абсолютного ПЭС TECadjusted (правая нижняя панель). 22 июня 2015 г. 18:44:00 UT.

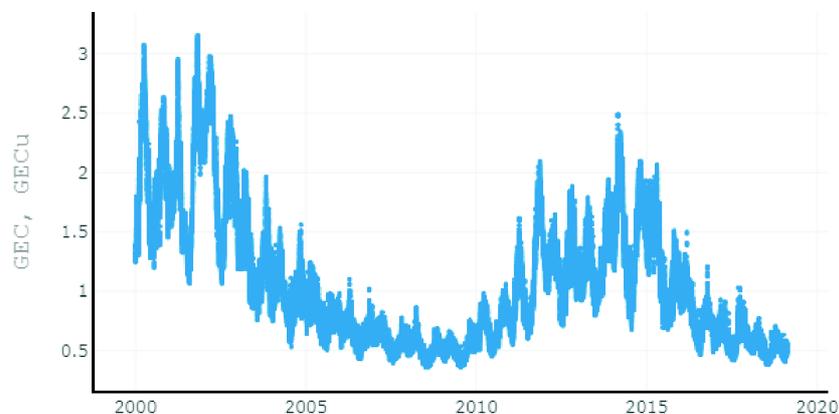


Рис. 3. Глобальное электронное содержание полученное по данным карт IGSG.

Заключение

Карты ионосферных параметров, получаемые по данным глобальных навигационных спутниковых систем, могут использоваться для геофизических исследований, в том числе для изучения ионосферных эффектов землетрясений, магнитных бурь, солнечных вспышек, солнечного терминатора, солнечных затмений, тропических циклонов, анализа перемещающихся ионосферных возмущений и других задач. В качестве особенностей выдаваемых данных можно отметить: высокое временное разрешение (до 30-сек), возможность получать карты и ряды данных, работа через API, обработка данных всех основных ГНСС (GPS, GLONASS, Galileo, Beidou, SBAS). В настоящее время система SIMuRG размещена на сайте <http://simurg.iszf.irk.ru>. Система находится в активной разработке и авторы будут признательны за любые комментарии, предложения и замеченные при работе системы ошибки.

Благодарности

Авторы благодарны Загретдинову Р.В. за консультации по сетям ГНСС на территории РФ. Отдельная признательность указанным в работе сетям и организациям, поддерживающих их работу за предоставленные данные. Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-77-20005).

Список литературы

1. Afraimovich E.L., Astafyeva E.I., Demyanov V.V., Edemskiy I.K., Gavrilyuk N.S., Ishin A.B., et al. Review of GPS/GLONASS studies of the ionospheric response to natural and anthropogenic processes and phenomena // *Journal of Space Weather and Space Climate*. 2013. – V. 3. – A27. doi:10.1051/swsc/2013049.
2. Dow J.M., Neilan R.E., Rizos C. The International GNSS Service in a changing landscape of Global Navigation Satellite Systems // *J. Geodesy*. 2009. – V. 83. - P. 191–198. doi: 10.1007/s0019000803003.
3. Gurtner W., Estey L. RINEX: The Receiver Independent Exchange Format Version 2.11. 2005, available at: <ftp://igsb.jpl.nasa.gov/igsb/data/format/rinex211.txt>.
4. Jayachandran P. T., Langley R.B., MacDougall J.W., Mushini S.C., Pokhotelov D., Hamza A.M., et al. The Canadian high arctic ionospheric network (CHAIN) // *Radio Sci.* 2009. – V. 44. – RS0A03. DOI:10.1029/2008RS004046.
5. Yasyukevich Yu.V., Vesnin A.M., Perevalova N.P. SibNet – Siberian Global Navigation Satellite System Network: Current state // *Solar-Terrestrial Physics*. 2018. – V. 4, N 4. – P. 63–72. doi: 10.12737/stp-44201809.
6. Вдовин В.С., Дворкин В.В., Карпик А.П., Липатников Л.А., Сорокин С.Д., Стеблов Г.М. Проблемы и перспективы развития активных спутниковых геодезических сетей в России и их интеграции в ITRF // *Вестник СГУГиТ*. 2018. Т. 23 – № 1. С. 6-27.
7. Алешин И.М., Алпатов В.В., Васильев А.Е., Бургучев С.С., Холодков К.И., Передерин Ф.В. Опыт создания оперативной службы сбора данных сети наземных станций глобальных навигационных спутниковых систем // *Вестник КРАУНЦ. Серия: Науки о Земле*. 2015. Вып. 25. № 1. С. 99-103.
8. Juan J.M., Sanz J., Rovira-Garcia A., González-Casado G., Ibáñez D., Perez R.O. AATR an ionospheric activity indicator specifically based on GNSS measurements // *J Space Weather Space Climate*. 2018. – V. 8. – A14. doi:10.1051/swsc/2017044.

Том I, с. 393–397

УДК: 537.86

МОРФОЛОГИЯ И ДИНАМИКА СПОРАДИЧЕСКОГО СЛОЯ E В СРЕДНИХ ШИРОТАХ ЗЕМЛИ

Н. Ю. Заалов, Е. В. Москалева

Санкт-Петербургский Государственный Университет,
199034, г. Санкт-Петербург, Университетская наб., 7-9
E-mail: n.zaalov@spbu.ru

Аннотация. Данная работа связана с исследованием морфологии и динамики спорадического слоя E (Es) в средних широтах. Для оценки временной и пространственной изменчивости Es слоя проводятся расчет карт и статистический анализ распределения критической частоты Es слоя для различных сезонов, геофизических параметров и показателей солнечной активности. Выполнено моделирование ионограмм вертикального зондирования с помощью пакета NIM-RT (North Ionospheric Model and Ray Tracing).

Ключевые слова: распространение радиоволн; ионосфера; спорадический E слой; ионограммы; моделирование; NIM-RT модель; вертикальное зондирование

MORPHOLOGY AND DYNAMIC SPORADIC E LAYER IN MIDDLE LATITUDE OF THE EARTH

N. Y. Zaalov, E. V. Moskaleva

Abstract. The morphology and dynamics of the sporadic E layer at middle latitudes are investigated. The estimation of the spatial and temporal variability of the Es parameters distribution and generating statistic at different seasons and phase of the solar activity was performed. The maps of the distribution of the critical frequency foEs were calculated. The vertical ionograms with Es layer were simulated by NIM-RT software.

Keywords: radio wave propagation; ionosphere; sporadic E layer; ionograms; simulation, NIM-RT model; vertical sounding

Введение

Спорадический E слой – это нерегулярный тонкий плазменный слой с повышенной электронной концентрацией, возникающий в ионосфере в области E слоя на высотах 100-120 км и имеющий толщину порядка нескольких км. Известно, что спорадический слой E может оказывать существенное влияние на распространение радиоволн [1]. Механизмы его возникновения и эволюция являлись темами целого ряда работ (например, [2]) на протяжении многих лет.

По всей видимости, наиболее эффективным методом исследования спорадического слоя является анализ данных вертикального и наклонного зондирования ионосферы [3]. Изучению свойств Es слоя на разных широтах (экваториальных, средних и высоких) и его динамики в зависимости от сезона, солнечной активности и различных геофизических параметров посвящено много работ [1].

Целью данной работы является исследование морфологии и динамики Es слоя в средних широтах (над Европой). Эта локальная задача подчинена решению более глобальной задачи построения модели радиоканала распространения КВ радиоволн при наличии Es слоя. Чтобы оценить пространственную и временную область применения результатов моделирования Es слоя и возможность прогнозирования КВ радиоканала, необходимо оценить насколько параметры слоя, а именно критическая частота Es слоя, стабильны. Из названия слоя «спорадический» следует, что особой регулярности ожидать не приходится, однако, возможно есть некие закономерности в его поведении. Для выполнения такой задачи проводятся: оценка временной и пространственной

зависимости параметров Es слоя, представленная в виде карт и статистический анализ распределения критической частоты Es слоя (f_0E_s) для различных сезонов, геофизических параметров и показателей солнечной активности.

Содержание доклада

Для изучения свойств и динамики спорадического E слоя были обработаны и проанализированы данные вертикального зондирования ионосферы (а именно, критическая частота), предоставленные в интернете <http://giro.uml.edu/didbase/scaled.php>, в период с 2009 по 2017 год. Дополнительная обработка данных была выполнена в связи с определёнными сложностями при регистрации ионограмм и интерпретации Es слоя.

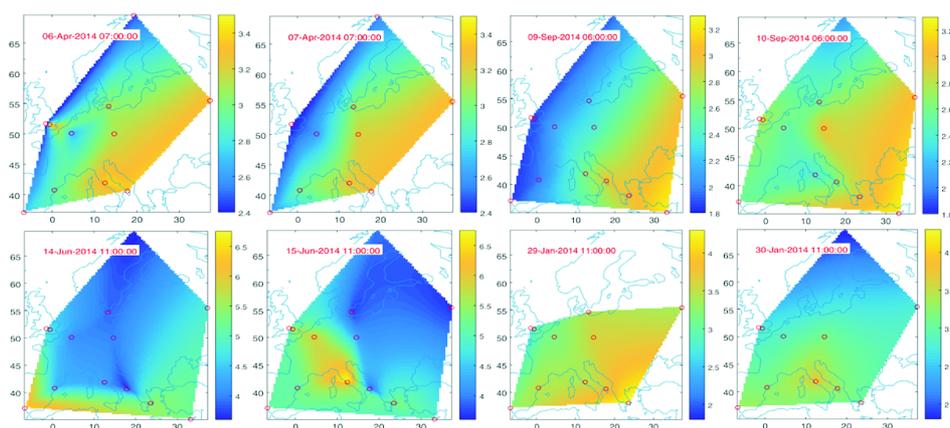


Рис. 1. Карты распределения критической частоты f_0E_s .

Расчет карт распределения критической частоты f_0E_s производился на основе разработанной программы в среде MatLab. На рис. 1 представлены примеры карт, полученных для соседних дней в разные времена года. Первый ряд соответствует дате 6 и 7 апреля и 9 и 10 сентября, второй ряд - 14 и 15 июля и 29 и 30 января 2014 года. Сравнивая карты, можно заметить, что весной и осенью в целом карты для соседних дней схожи и отличаются только в тонкой структуре, в то время, как летом и зимой их различие более существенно.

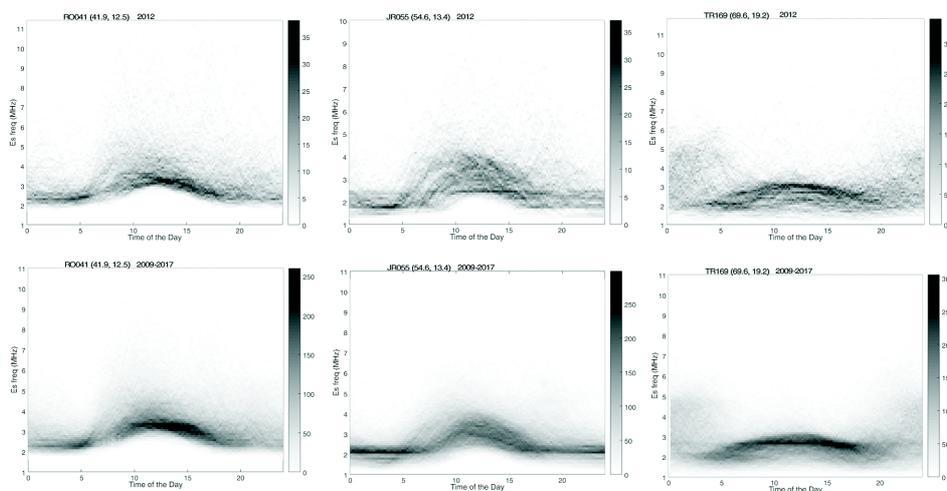


Рис. 2. Распределения критической частоты f_0E_s .

Зависимость распределения критической частоты f_0E_s в течение года от широты показана на примере данных ионозондов (RO041 ($41,9^\circ$ с.ш. $12,5^\circ$ в.д.), JR055 ($54,6^\circ$ с.ш. $13,4^\circ$ в.д.) и

TR169 (69,6° с.ш. 19,20° в.д.). Распределение данных f_0E_s в течение 2012 года изображены на рис. 2 (верхний ряд). Чтобы продемонстрировать устойчивость распределений так же приведены данные за 9 лет (с 2009 по 2017 гг.) (нижний ряд). Структура распределений f_0E_s для среднеширотных станций (RO041 и JR055) весьма похожи, в то время как данные высокоширотной станции (TR169) распределены существенно иным образом (суб авроральный Es).

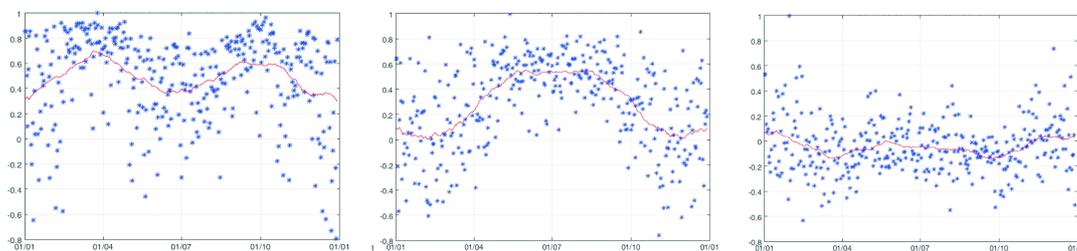


Рис. 3. Распределение коэффициента корреляции критической частоты f_0E_s .

Изменчивость данных Es слоя, связанная с оценкой возможности прогнозирования параметров слоя, что играет важную роль при моделировании, в данной работе рассчитывается с помощью коэффициента корреляции между данными одного дня и данными других дней внутри рассматриваемого периода. Распределение коэффициента корреляции критической частоты f_0E_s может иметь разнообразную структуру. В качестве примера, на рис. 3 показаны три различных вида распределений, рассчитанные на основе данных ионозонда RO041 2012 года. Значения коэффициента корреляции представлены точками, сплошная линия отображает сглаженные данные. Каждая и структура является характерной для какого-то времени года. Например, первый тип структуры (левая панель) наиболее часто встречается весной и осенью, второй тип (средняя панель) характерен для лета, а третий (правая панель) – для зимы.

Чтобы оценить степень разброса коэффициента корреляции f_0E_s , были проведены такие же расчеты для критической частоты слоя F2 и вычислены величины стандартного отклонения коэффициентов корреляции. Оказалось, что летом степень разброса коэффициента корреляции f_0E_s хотя и превосходит степень разброса коэффициента корреляции f_0F_2 , но не существенно (0.29 и 0.25, соответственно), в то время, как в другие сезоны они отличаются в 3 и более раз (0.3 и 0.1 зимой, 0.25 и 0.07 весной и осенью, соответственно).

Анализ влияния различных геофизических параметров (планетарный Kp индекс, количество солнечных пятен, F10.7 индекс) на распределения f_0E_s показал, что некоторая корреляция наблюдается с Kp индексом (и только для высокоширотной станции TR169). На рис. 4 приведены примеры контурных графиков статистических распределений f_0E_s в зависимости от Kp индекса для 2009 года для трех ионозондов (RO041, JR055 и TR169). Можно заметить, что график соответствующий высокоширотной станции TR169 отличается от других наличием определенного тренда f_0E_s с ростом Kp индекса.

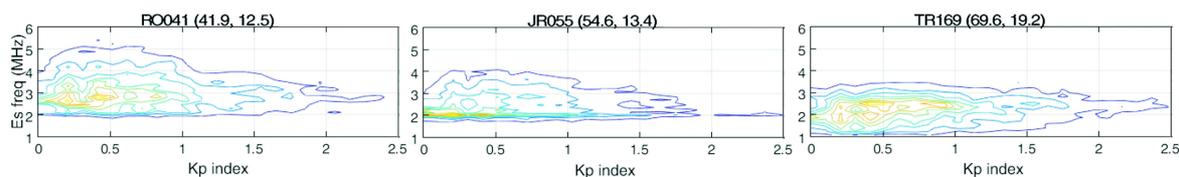


Рис. 4. Контурные графики зависимости распределения f_0E_s от Kp индекса.

Результаты проведенного исследования были применены для разработки модели KB радиоканала с учётом Es слоя. Моделирование ионограмм осуществлялось с помощью пакета NIM-RT [4, 5]. Пакет программ NIM-RT также позволяет моделировать ионограммы вертикального и наклонного зондирования с учетом таких особенностей ионосферы, как главный ионосферный

провал, авроральный овал, «патчи» и «арки» в области полярной шапки. Экспериментальные ионограммы были загружены с сайта SAO Explorer <http://umlcar.uml.edu/SAO-X/SAO-X.html> и соответствующим образом обработаны, для того чтобы получить корректные энергетические характеристики. На рис. 5 приведены экспериментальные (левая панель) и расчетные (правая панель) ионограммы, соответствующие станции JR055 для 6 июня 2016 года 15:58 и 17:58 UT. Модельные ионограммы были рассчитаны с учетом поглощения [6]. Анализ рис. 5 показывает достаточно хорошее совпадение величин критической частоты f_0E_s (3.6 МГц и 5.9 МГц для экспериментальных, 3.7 МГц 5.5 МГц для модельных ионограмм, соответственно).

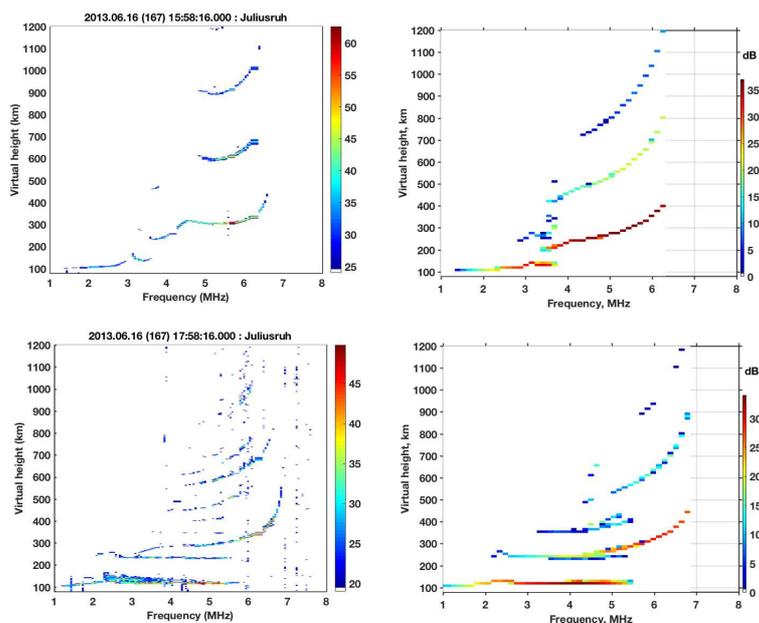


Рис. 5. Экспериментальные и модельные ионограммы.

Заключение

В работе было проведено исследование временной и пространственной зависимости параметров Es слоя и статистический анализ распределения критической частоты Es слоя (f_0E_s) для геофизических параметров и показателей солнечной активности, построены карты распределения f_0E_s в средних широтах. Представлены результаты моделирования КВ радиоканала (ионограмм вертикального зондирования) при наличии слоя Es. Результаты исследования позволяют оценить возможность прогнозирования условий распространения КВ радиоволн с учётом Es слоя.

Список литературы

1. Whitehead J.D. Recent work on mid-latitude and equatorial sporadic-E // J. Atmos. Terr. Phys. – 1989. – Vol. 51. – P. 401–424.
2. Haldoupis C. A tutorial review on Sporadic E layers, in the book: aeronomy of the Earth's atmosphere–ionosphere // IAGA Spec. Sopron Book Series – 2011. – Vol. 22 – P. 381–394.
3. M.C. Kelley The Earth's Ionosphere: Plasma Physics and Electrodynamics. 2nd edn. // Academic Press, San Diego. – 2009.
4. Zaalov N. Y., E. M. Warrington and A. J. Stocker, A ray-tracing model to account for off-great circle HF propagation over northerly paths. // Radio Science – 2005. – Vol. 40. – P. 1-14.
5. Zaalov N.Y., Moskaleva E.V., Burmakina T.S. Application of the IRI model to the HF propagation model with optimization of the ionosphere parameters to day-to-day variation // Adv. Space Res. – 2017. – Vol. 60. – P. 2252–2267.
6. Zaalov N. Y., Moskaleva E. V., Shekhovtsov F. V. Method of the HF wave absorption evaluation based on GIRO network data // Advances in Space Research – 2019. – Vol. 63. – P. 2075–2087.

Том I, с. 397–400
УДК: 550.338.2

МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ В ЗАДАЧЕ ОЦЕНКИ ГРАНИЦЫ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА ПО КАРТАМ ВАРИАЦИЙ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ

А. В. Жуков, Ю. В. Ясюкевич, С. А. Серебrenникова, А. М. Веснин, А. В. Киселёв
Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, ул. Лермонтова, 126А
E-mail: zhukovalex13@gmail.com

Аннотация. Оценка положения границы аврорального овала является актуальной и при этом достаточно сложной задачей. В работе предложен новый подход для решения данной задачи, основанный на использовании данных карт вариаций полного электронного содержания. Одной из особенностей является применения компьютерного зрения и машинного обучения, использующего модель Ovation Prime.

Ключевые слова: ионосфера; ионосферные карты; авроральный овал; полное электронное содержание; GPS; ГЛОНАСС

MACHINE LEARNING FOR THE AURORAL BOUNDARY ESTIMATING BASED ON TOTAL ELECTRON CONTENT VARIATION MAPS

A. V. Zhukov, Y. V. Yasykevich, S. A. Serebrennikova, A. M. Vesnin, A. V. Kiselev

Abstract. Estimation of the auroral oval boundaries position is a relevant and quite challenging problem. In the paper a new approach based on the total electronic content variation maps analysis is proposed. The main feature of this approach is usage of computer vision, machine learning and Ovation Prime model.

Keywords: ionosphere; ionosphere maps; auroral oval; total electron content; GPS; GLONASS

Введение

Глобальные навигационные спутниковые системы (ГНСС), такие как GPS/ГЛОНАСС/Galileo, в последние годы предоставляют обширный материал для изучения ионосферы Земли [1]. Появляются сервисы позволяющие на основе данных ГНСС осуществлять наблюдения ионосферы и ионосферных неоднородностей в глобальном и региональном масштабе. В частности, можно отметить глобальные ионосферные карты полного электронного содержания (ПЭС) GIM [2], карты ROTI [3], карты вариаций ПЭС [4].

Карты вариаций ПЭС указывают на постоянное присутствие ионосферных неоднородностей в области аврорального овала, а динамика области ионосферных неоднородностей соответствует динамике аврорального овала [5]. При этом, можно ожидать, что интенсивность этих неоднородностей будет определяться поступающей в магнитосферу энергией. Это указывает на потенциальную возможность оценки положения границы аврорального овала и распределения поступающей энергии на основе данных ГНСС. Задача моделирования и прогноза положения аврорального овала достаточно сложна, а ее актуальность определяется значительным ухудшением качества работы радарных, навигационных и связных систем в этой области [6].

Для моделирования положения аврорального овала может использоваться, например, модель Старкова [7], которая в качестве входного параметра использует геомагнитный индекс авроральной электроструи AL. Оценка индекса AL может быть получена с помощью метода описанного в [8] на основе часовых усредненных данных солнечного ветра и межпланетного магнитного поля, измеряемых спутником DSCOVR в реальном времени.

Другой популярной моделью является Ovation Prime [9]. Эта модель осуществляет кратковременный прогноз интенсивности аврорального овала как для северного, так и южного полушарий. В качестве входных данных она также использует измерения спутника DSCOVR.

Цель и задачи работы

Целью настоящей работы являлось построение модели, позволяющей на основе карт вариаций ПЭС получать распределение поступающей в магнитосферу энергии. В качестве входной информации о поступающей энергии и интенсивности аврорального овала используется модель Ovation Prime с ассимиляцией данных.

На первом этапе необходимо выбрать признаки (управляющие параметры), на которых может строиться модель, а также подходящие методы машинного обучения. На втором этапе необходимо провести обучение модели и тестирование.

Методика распознавания границы аврорального овала

Подход построения моделей методами машинного обучения с учителем предполагает формирование выборки состоящей из векторов признаков и соответствующим им значениям целевой переменной. В данном случае признаки извлекаются из данных карты ПЭС, а значения целевой переменной генерируются при помощи Ovation Prime.

В качестве параметров или признаков предлагаемой эмпирической модели используются статистические характеристики значений карты ПЭС, попадающих в окрестность целевой точки. Такой подход заимствован из техник машинного зрения. В данном случае, предлагается использовать прямоугольное окно (в двумерной декартовой системе координат широты и долготы) в центре которого находится предсказываемое значение энергетического потока. Размер данного окна подбирается эмпирически и является гиперпараметром предлагаемого метода. В качестве таких стат. характеристик используются среднее значение, СКО, а также значение столбцов гистограммы значений ПЭС. При этом количество столбцов гистограммы также является гиперпараметром предлагаемого метода.

Для аппроксимации такой зависимости предложено использовать метод машинного обучения на основе ансамблей решающих деревьев Random Forest [10]. Выбор именно этого метода обусловлен его высокой точностью в широком ряде различных задач, малым числом настраиваемых гиперпараметров, а также возможностью оценивать информативность каждого входного признака. Таким образом возможно создать набор наиболее значимых входных параметров, а также пронаблюдать, какие из параметров будут наиболее значимы в различных условиях (например, в спокойных и возбужденных условиях).

Одной из важных проблем и ограничений предлагаемого подхода является разреженность измерений ПЭС в некоторых регионах карты, для которых затруднительно получить репрезентативный набор точек, а значит и достоверную оценку потока. Поэтому в данном случае, предлагается на данном этапе исключить их из рассмотрения, то есть не рассматривать окна с малым количеством точек.

Эксперимент

Чтобы оценить, насколько хорошо работает модель машинного обучения с определенными заданными гиперпараметрами и набором признаков, используется значение ошибки на наборе данных неиспользуемом для обучения.

Как метрика качества используется среднеквадратичная ошибка. Оптимизации гиперпараметров модели осуществляется простым поиском по решетке, то есть перебором набора возможных значений с определённым шагом.

Полномасштабное испытание модели (подбор оптимального размера окна, количества значений гистограммы) станет возможным после формирования крупной выборки включающей в себя данные различных времени дня и дня года. Однако, для того, чтобы показать работоспособность предлагаемого подхода была протестирована модель в конфигурации (квадратное окно 5 градусов, 10 столбцов гистограммы) для суточных данных.

На рис.1 и 2 представлен результат работы обученной модели. Как видно из изображения, предлагаемая модель достаточно хорошо аппроксимирует целевую зависимость.

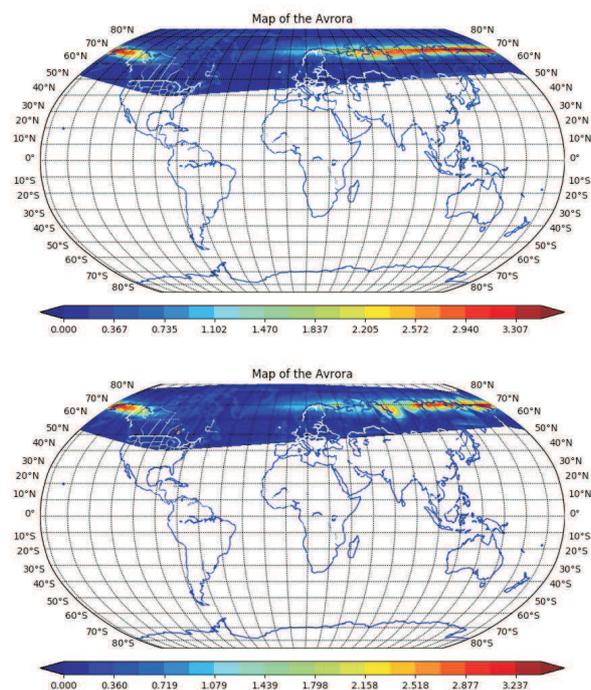


Рис. 1. Сравнение моделей на примере 22 июня 2015 года, в 18:15 UT

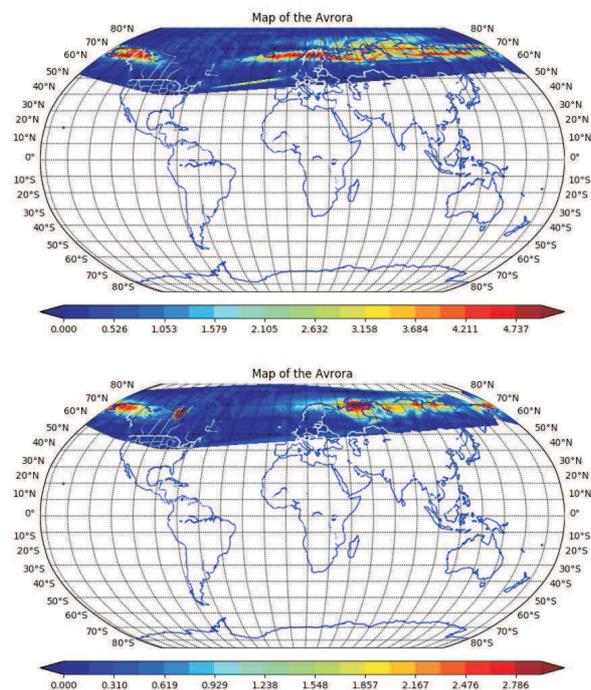


Рис. 2. Сравнение моделей на примере 22 июня 2015 года, в 19:15 UT

Заключение

Таким образом, представлена новая эмпирическая модель на основе машинного обучения позволяющая на основе карт вариаций ПЭС получать распределение энергетического потока. В настоящее время модель опробована лишь на небольшом наборе данных и показала свою работо-

способность. Однако, благодаря отлаженной методике настройки гиперпараметров и адаптивности предлагаемого подхода, есть основания полагать, что она покажет высокую эффективность на крупном наборе данных.

Благодарности

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-77-20005).

Список литературы

1. A review of GPS/GLONASS studies of the ionospheric response to natural and anthropogenic processes and phenomena / E.L. Afraimovich, Astafyeva, E.I., Demyanov, V.V. et al. // *J. Space Weather Space Clim.* — 2013. — Vol. 3. — P. A27. — Access mode: <https://doi.org/10.1051/swsc/2013049>.
2. The IGS VTEC maps: a reliable source of ionospheric information since 1998 / M Hernandez-Pajares, JM Juan, J Sanz et al. // *Journal of Geodesy.* — 2009. — Vol. 83, no. 3-4. — P. 263–275.
3. Cherniak I., Krankowski A., Zakharenkova I. ROTI Maps: a new IGS ionospheric product characterizing the ionospheric irregularities occurrence // *GPS Solutions.* — 2018. — May. — Vol. 22, no. 3. — P. 69. — Access mode: <https://doi.org/10.1007/s10291-018-0730-1>.
4. *Tool for Creating Maps of GNSS Total Electron Content Variations* / Y. V. Yasyukevich, I. V. Zhivetiev, A. V. Kiselev et al. // 2018 Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS-Toyama). — 2018. — Aug. — P. 2417–2421.
5. An interhemispheric comparison of GPS phase scintillation with auroral emission observed at the South Pole and from the DMSP satellite / P. Prikryl, Y. Zhang, Y. Ebihara et al. // *Annals of Geophysics.* — 2013. — Vol. 56, no. 2. — P. R0216.
6. Hunsucker Robert D, Hargreaves John Keith. *The high-latitude ionosphere and its effects on radio propagation.* — Cambridge University Press, 2007.
7. Starkov G.V. Mathematical description of auroral luminosity boundaries // *Geomagnetizm i aeronomiya.* — 1994. — Vol. 34, no. 3. — P. 80–86.
8. Petrukovich A.A. Solar wind density effect on the night-side geomagnetic activity (AL index) // *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics.* — 2006. — Vol. 68, no. 16. — P. 1843–1849.
9. OVATION Prime-2013: Extension of auroral precipitation model to higher disturbance levels / P.T. Newell, K. Liou, Y. Zhang et al. // *Space Weather.* — 2014. — Vol. 12, no. 6. — P. 368–379.
10. Breiman Leo. Random forests // *Machine learning.* — 2001. — Vol. 45, no. 1. — P. 5–32.

Том I, с. 401–404

УДК 550.837.75+551.501.8

АВТОМАТИЧЕСКОЕ КОНВЕРТИРОВАНИЕ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ИОНОГРАММ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМАТОВ

Е. Ю. Зыков

*Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: Evgeniy.Zykov@kpfu.ru*

Аннотация. Данная работа посвящена разработке универсального программного обеспечения для обработки ионограмм вертикального зондирования различных форматов. Были разработаны программные модули для конвертирования, обработки и интерпретации ионограмм, полученных различными ионозондами.

Ключевые слова: ионозонд; ионосфера; ионограмма; автоматическая обработка

AUTOMATIC CONVERSION AND INTERPRETATION OF THE VERTICAL INCIDENT IONOGRAMS OF DIFFERENT FORMATS

E. Yu. Zykov

Abstract. This paper describes a universal software modules for processing ionograms of vertical sounding of various formats. Autoscaling software has been designed for converting, processing and interpreting ionograms obtained by different ionosondes.

Keywords: ionosonde; ionosphere; ionogram; autoscaling

Введение

При исследовании ионосферы возникает ряд задач, решение которых невозможно без организации автоматизированной обработки информации о состоянии ионосферы. Ионограмма, или высотно-частотная характеристика – один из самых распространенных источников информации об ионосфере, представляющий собой набор точек, каждая из которых имеет координаты: частоту и действующую высоту. Данная работа посвящена разработке программного обеспечения для универсальной обработки ионограмм различных форматов.

Содержание доклада

Работы по автоматической обработке ионограмм программными средствами были начаты в Казанском университете в 1990 г. Последний вариант пакета программ «Циклон-GPS» в настоящее время позволяет производить традиционную обработку ионограмм в режиме сетевого ионозонда: первичную очистку ионограмм от шумов, архивацию ионограмм для долговременного хранения на магнитном диске, идентификацию ионосферных слоев с учетом их высотно-частотных параметров, сохранение результатов обработки в международном формате, рекомендованном URSI [1, 2].

В частности, для распознавания ионосферных слоев в настоящее время в программе «Циклон-GPS» реализуется метод быстрого анализа ионосферной информации по высотным (h') и частотным (f) гистограммным распределениям ионограммы (Рис. 1). Предложенный метод отличается намного меньшей трудоемкостью при практической реализации, связанная с меньшим количеством эмпирических правил, по сравнению с методом трафаретных масок. Программа была написана в виде модулей, встраиваемых в программное обеспечение ионосферного комплекса «Циклон», разработанного в Казанском государственном университете. Преимуществом данного

метода является то, что он оперирует с относительно большими областями на ионограмме, а не с отдельными точками и, следовательно, не так чувствителен к помехам. Такие преимущества особенно проявляются при обработке ионограмм с низким отношением сигнал/шум.

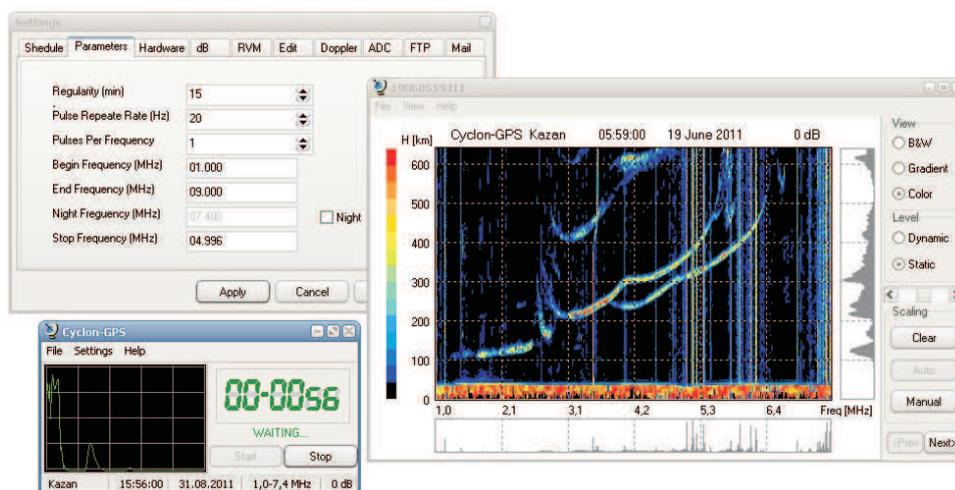


Рис. 1. Программа «Циклон-GPS» во время зондирования и типичная ионограмма

Для проверки устойчивости работы алгоритмов автоматической обработки ионограмм было решено применить его к данным, полученным различными ионозондами, для чего программа обработки была дополнена специальными конверторами форматов. Разработанный алгоритм обработки ионограмм вертикального зондирования при применении созданных конверторов форматов может применяться для обработки данных, полученных различными ионозондами вертикального зондирования, что позволяет упростить процесс создания единых ионосферных баз данных.

В результате работы был написан модуль, позволяющий выводить и обрабатывать ионограммы, полученные комплексами «Сойка» или «Базис». Пример обработанной ионограммы приведен на рис. 2(а). Хорошо видно, что после обработки достаточно хорошо удалились даже те шумы, которые остались после очистки штатным ПО ионозонда «Сойка». Выяснено, что алгоритмы очистки и выделения параметров ионосферных слоев работают устойчиво даже без адаптации ко входным ионосферным данным.

В последнее время алгоритм был протестирован на ионограммах, полученных ионозондами CADI. Использовались данные, полученные ионозондами, установленными ННГУ (п.Васильсурск) и ИЗМИРАН (г.Троицк). Используемое в ионозондах CADI программное обеспечение осуществляет первичную очистку ионограмм от шума по собственным, гибко настраиваемым алгоритмам, и сохраняет в выходные файлы лишь максимумы отраженного сигнала. Несмотря на то, что ионозонды имели различную аппаратную конфигурацию и использовали различные программные методы накопления сигнала и первичной обработки ионограмм, выяснилось, что алгоритмы, используемые для обработки данных ионозонда «Циклон» в состоянии справиться и с такими нестандартными для него ионограммами, что демонстрирует рис. 2(б). Отдельными красными окружностями показаны шумы, найденные и выделенные алгоритмом очистки программы «Циклон-GPS».

Созданная система устойчиво обрабатывает ионограммы, полученные в условиях средневозмущенной ионосферы. Исследования работоспособности программы показали, что в сложных ионосферных условиях она все же может давать недостоверные отсчеты ионосферных параметров.

К сожалению, на большинстве сайтов, содержащих ионосферную информацию, практически все данные, в том числе и ионограммы, приводятся в упрощенном графическом растровом виде, то есть можно получить лишь качественное, а не количественное представление об ионо-

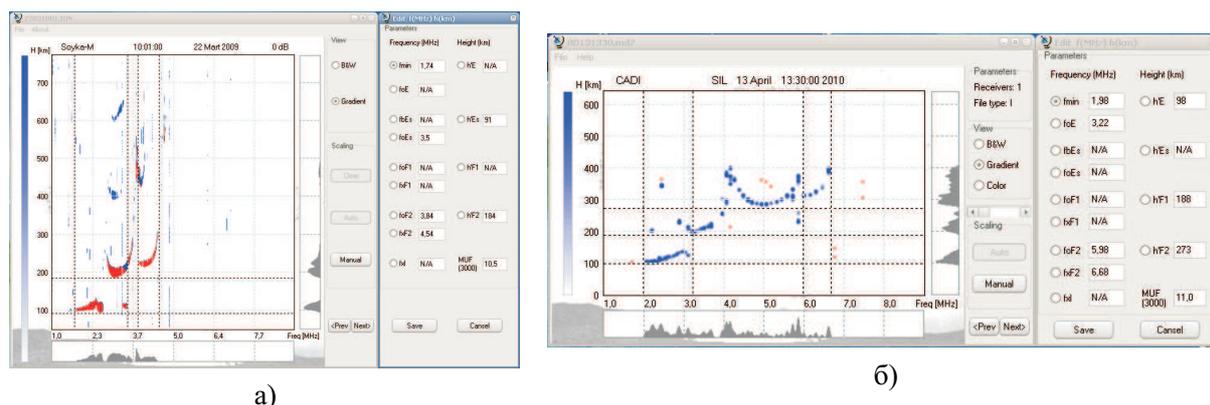


Рис. 2. Пример обработанной ионограммы ионозондов: а) «Сойка», б) CADI

сфере. Если владелец данных выставил графическое представление ионограммы в свободный доступ, то не нарушая авторских и патентных прав при помощи обратной задачи возможно сделать оцифровку, сохранить данные в формате, с которыми исследователь привык работать, и провести повторную переобработку, например, восстановить профиль электронной концентрации по своей методике, для того, чтобы данные, полученные с разных приборов были обработаны единообразно, для их корректного сопоставления. Особенно это касается многоточечных одновременных наблюдений, когда невозможно сразу задействовать всю имеющуюся территориальную аппаратуру, принадлежащую разным ведомствам, или научным коллективам. В качестве примеров подобных наблюдений можно привести эксперименты на ионосферных нагревных стендах, изучение динамики спорадических E-слоев и ионосферных возмущений. Несмотря на то, что таковой метод, который можно назвать *backscaling*, по точности и удобству является шагом назад по сравнению с классическим *autoscaling*, можно надеяться, что он будет применяться в тех случаях когда:

- Исходные цифровые данные уже невозможно восстановить никаким иным образом.
- В начальной стадии исследований, когда нет уверенности, будет ли наблюдаться предсказанный эффект.
- Нет необходимости закупать весь большой объем данных для того, чтобы использовать только их небольшую часть, интересующую экспериментатора.
- Не имеет смысла писать различные конверторы для одноразовой обработки данных.

Для работы с реализованным обратным конвертором необходимо иметь графические изображения ионограмм (например, свободно выложенные на ионосферных сайтах, или архивные оцифрованные аналоговые данные). Размер изображения и количество цветов, или градаций серого при этом не имеет значения. Мышкой выделяется необходимая область изображения, содержащего ионограмму. Программа автоматически пытается определить и удалить рамки ионограммы. Остающаяся на ионограмме разметка дополнительных частотной и высотной сеток, как показала практика, никак не влияют на устойчивость алгоритмов автоматической обработки. Единственными параметрами, которые необходимо ввести оператору при конвертации ионограммы, будут являться начальная и конечная частоты и нижняя и верхняя границы высотного диапазона выбранного участка на изображении ионограммы и время, дата и место зондирования. Основной режим работы с программой конвертации — пакетный. Выделив в каталоге все необходимые графические файлы, сохраненные по порядку времени зондирования, и установив время зондирования начальной ионограммы и период зондирования, можно произвести одновременную конвертацию всех ионограмм, при этом время зондирования каждой последующей ионограммы будет автоматически увеличиваться на период зондирования. В результате конвертирования создаются файлы ионограмм в формате для ионозонда «Циклон-GPS». Модульный принцип программы позволяет легко добавлять другие открытые форматы ионозондов, такие как CADI, «Базис», формат SAO и т.д.

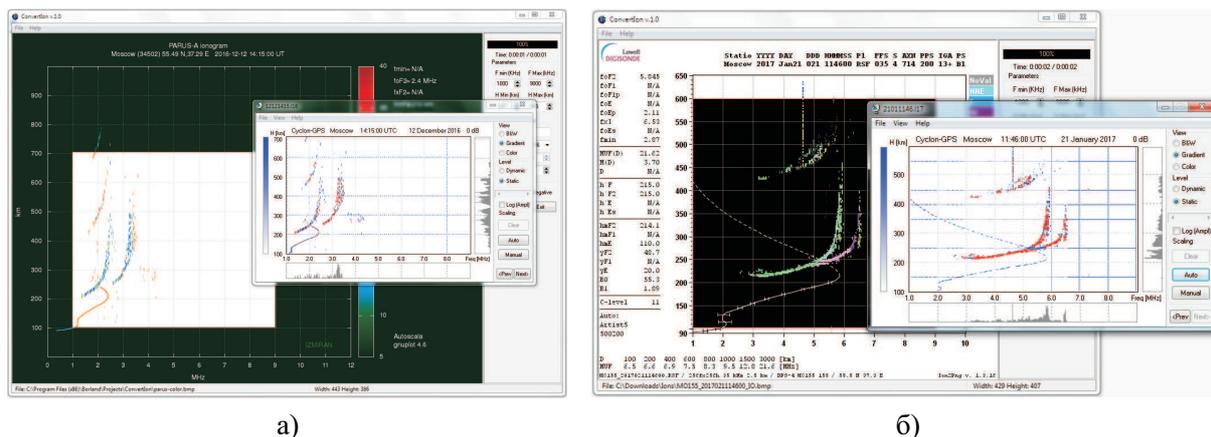


Рис. 3. Пример обратной оцифровки ионограммы формата ионозонда: а) Parus, б) Digisonde

На рис. 3 приведены примеры процесса оцифровки ионограммных изображений популярных ионозондов. Видно, что алгоритмы обработки, используемые в программе «Циклон-GPS», не подвергавшиеся никаким изменениям, даже при смене входных данных, достаточно корректно справились с обработкой, что позволяет судить о достаточной устойчивости применяющихся в них методик, что позволяет надеяться на то, что и иные сторонние программы смогут работать с воссозданными таким образом ионограммами [3].

Благодарности

Авторы выражают признательность сотрудникам ФГАОУ ННГУ и ФГБУН «ИЗМИРАН», предоставившим исходные экспериментальные ионограммы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-02-00343)

Заключение

Разработан, реализован на практике и протестирован алгоритм упрощенного конвертирования и восстановления ионограмм вертикального зондирования. Созданный конвертор форматов может применяться для предварительной обработки данных, полученными различными ионозондами вертикального зондирования, что позволяет упростить процесс создания единых ионосферных баз данных. При модернизации подобная методика может применяться и для воссоздания иных ионосферных и сторонних данных, непосредственный доступ к их цифровым исходникам затруднен.

Список литературы

1. Автоматическая интерпретация ионограмм вертикального зондирования / Е.Ю. Зыков, А.Д. Акчурин, А.Л. Сапаев, О.Н. Шерстюков // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. — 2008. — Т. 150, № 3. — С. 36–45.
2. Зыков Е.Ю., Шерстюков О.Н., Акчурин А.Д. Исследовательский ионозонд «Циклон» Казанского университета и программное обеспечение автоматической обработки ионограмм // Гелиогеофизические исследования. — 2013. — Т. 4. — С. 39–46.
3. Зыков Е.Ю. Простой обратный конвертер для восстановления ионограмм // Труды XXX Всероссийского симпозиума «Радиолокационное исследование природных сред», Санкт-Петербург. — 2017. — Т. 1, № 12. — С. 292–296.

СЕКЦИЯ 2

Распространение радиоволн
метрового — субмиллиметрового
диапазонов в тропосфере
и урбанизированных средах

Том I, с. 406–410

УДК: 621.371.3

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ВКЛАДА ВНЕШНЕ НАВЯЗЫВАЕМОЙ МОДУЛЯЦИИ В ФАЗУ МНОГОЛУЧЕВОГО СИГНАЛА

А. А. Галиев, А. И. Сулимов, А. В. Карпов, В. Л. Симатов

Казанский федеральный университет, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18

E-mail: ggalievv@mail.ru, asulimo@gmail.com, arkadi.karpov@kpfu.ru,

vadim.simatov2016@yandex.ru

Аннотация. Случайные характеристики канала в беспроводных системах связи могут быть использованы для генерации секретных ключей шифрования в заданной паре пунктов. Работа такой системы основана на взаимности радиоканала и предположении о случайных траекториях распространения радиоволн между законными абонентами, которые третья сторона практически не может определить. Измеряя параметры сигнала (например, фазу), абоненты могут сформировать идентичные ключи шифрования, что далее позволяет организовать защищенный обмен информацией. В данной работе исследуется возможность внешнего управления принимаемым многолучевым сигналом, когда посторонний передатчик излучает в эфир имитирующий псевдосигнал, содержащий навязываемую модуляцию. Таким образом, посторонний пункт связи принудительно заставляет фазу сигнала, принимаемого абонентами, изменяться по известному ему закону. В результате исследований, определена зависимость корреляции измерений фазы абонентов с модулирующей последовательностью постороннего пункта связи при различных мощностях навязываемого сигнала.

Ключевые слова: многолучевое распространение; ключ шифрования; фаза; навязывание модуляции; помехоустойчивость, корреляция

CONTRIBUTION ESTIMATION OF MALICIOUS EXTERNAL MODULATION INTO PHASE OF MULTIPATH SIGNAL

A. A. Galiev, A. I. Sulimov, A. V. Karpov, V. L. Simatov

Abstract. Random properties of channel in wireless communication systems can be used to generate secret encryption keys at both sides of radio link. Such possibility is based on reciprocity of the radio channel assuming random paths of radio propagation between the legitimate users, which the third party is unable to determine. Users can generate identical encryption keys, which further allows to organize a secure exchange of information by measuring the multipath signal parameters (e.g. phase). In this paper, we investigate a possibility of malicious manipulation over the received multipath signal when a hostile transmitter emits an imitating pseudo-signal containing an imposing modulation. Thus, an adversary forces the phase of the signal received by users to follow the external modulation known to him. As a result of the research, the cross-correlation of the user phase measurements with the modulating sequence of the adversary were measured at different power levels of the imposing signal.

Keywords: multipath propagation; encryption key; phase; modulation imposition; noise immunity, correlation

Введение

Многолучевая генерация ключей шифрования основывается на случайных флуктуациях параметров радиосигнала в многолучевой среде распространения [1]. Абоненты A и B обмениваются зондирующими сигналами, параметры которых при распространении по многолучевому каналу изменяются случайным образом. На основе измерений этих параметров стороны формируют ключи шифрования K_A и K_B , которые, в силу взаимности радиоканала между A и B , можно считать идентичными и известными только абонентам. Для генерации ключей могут использоваться различные параметры принимаемого сигнала, но одними из наиболее защищенных являются методы, основанные на измерениях фазы [2]. В таких системах наблюдается быстрая

пространственная декорреляция фазы сигнала, при разнесенном радиоприеме. Так, уже на расстояниях более $\lambda/2$ от легального устройства связи измерения слабо коррелированы [3]. Кроме такой пассивной атаки, когда посторонний пункт связи не вмешивается в работу системы формирования ключей, возможна и активная атака, когда он намеренно излучает помеховые или (псевдо)сигналы, которые приводят к падению скорости генерации ключа или (и) к снижению его безопасности.

Примером атак такого рода является внешнее навязывание модуляции. В рамках данной атаки в окрестности легальных абонентов размещается несколько мощных передатчиков, излучающих сигнал, модулированный по известному закону, имитирующему естественные замирания в канале. При этом легальные абоненты, накапливая модулированные измерения фазы, создают ключ, в подавляющей степени определяемый закономерностью, известной атакующей стороне, что снижает защищенность системы.

Целью работы является экспериментальная оценка возможности влияния на процесс создания ключей шифрования законными абонентами путём излучения искусственных псевдосигналов, имитирующих естественные замирания в канале связи. Для достижения поставленной цели был разработан программно-аппаратный комплекс, состоящий из трех идентичных устройств, где два из них – законные абоненты A и B , а третье – посторонний пункт E . За аппаратную основу выбраны программно-конфигурируемые трансиверы. Задача заключалась в выполнении цикла экспериментов по приему и обработке смеси легального и навязываемого сигналов, что позволяло определять вносимую корреляцию фазовых измерений.

Методика эксперимента

Эксперимент проводился в учебном корпусе института физики Казанского федерального университета. План помещения и размещение измерительного оборудования представлены на рис. 1. Стороны A и B зондировали беспроводной канал радиоимпульсами на несущей частоте $f_0=850$ МГц, измеряя начальную фазу несущей при приеме. Для исключения коллизий обмен сигналами между абонентами осуществлялся в полудуплексном режиме. Быстрые замирания в канале приводили к случайным вариациям фазы. Так как задержка между прямым и обратным зондированием канала T была меньше времени когерентности канала τ , то можно утверждать, что канал был взаимным и наборы измерений фазы $\{\varphi_A\}$ и $\{\varphi_B\}$ имели высокую корреляцию. На рис. 2 представлена временная диаграмма одного цикла обмена сигналами. Третья сторона E излучала псевдосигнал одновременно с абонентами. Тактовая и частотная синхронизация всех сторон обеспечивалась посредством коаксиального кабеля.

Случайные флуктуации фазы принимаемого сигнала при быстрых замираниях в канале можно индуцировать путем хаотичного перемещения приемопередающих антенн в пунктах связи. Однако, это привело бы к нарушению однородности условий эксперимента, так как в точке приема непрерывно изменялось бы отношение мощности P сигнала абонентов к мощности P_E навязываемого псевдосигнала. Поэтому в течение всего эксперимента антенны оставались неподвижными. Для имитации быстрых замираний при естественной изменчивости канала начальная фаза несущей в сигнале абонентов от импульса к импульсу изменялась согласно последовательности псевдослучайных чисел $\{\varphi_S\}$ с равномерным распределением в диапазоне $[-\pi; \pi]$. Для формирования навязываемого псевдосигнала использовалась другая псевдослучайная последовательность $\{\varphi_E\}$, не коррелирующая с $\{\varphi_S\}$. Последовательность $\{\varphi_E\}$ модулировала фазу псевдосигнала, излучаемого посторонним передатчиком E . Таким образом, последовательность $\{\varphi_S\}$ моделировала естественные быстрые замирания в канале, а $\{\varphi_E\}$ – внешне навязываемую посторонним источником имитацию естественных замираний $\{\varphi_S\}$.

Для оценки вклада навязываемой модуляции в фазу принимаемого сигнала вычислялись коэффициенты корреляции $corr(\varphi_A, \varphi_E)$ и $corr(\varphi_B, \varphi_E)$ измерений каждого абонента с внешне навязываемыми искусственными замираниями $\{\varphi_E\}$. Оценки проводились при различных мощностях P_E псевдосигнала. В то же время, коэффициенты корреляции $corr(\varphi_A, \varphi_S)$ и $corr(\varphi_B, \varphi_S)$ измерений абонентов с естественными замираниями $\{\varphi_S\}$ характеризовали помехоустойчивость системы генерации ключей, т. е. её способность сопротивляться внешнему навязыванию.

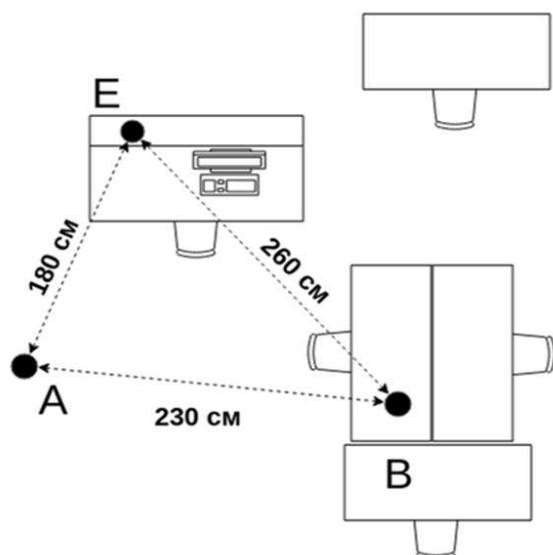


Рис. 1. План эксперимента.

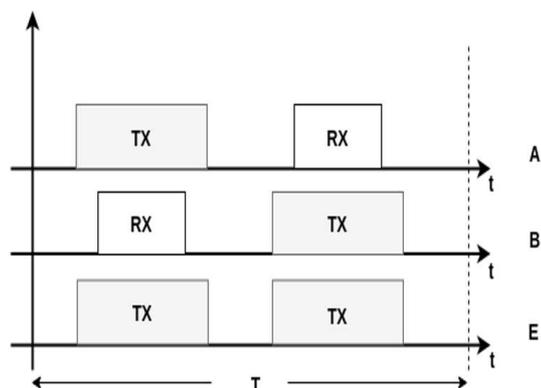


Рис. 2. Временная диаграмма обмена зондирующими сигналами.

Для каждого фиксированного значения мощности P_E накапливалась экспериментальная выборка объемом 10000 измерений фазы $\{\varphi_A\}$ и $\{\varphi_B\}$. Для корректного расчета корреляционных функций $\text{corr}(\varphi_1, \varphi_2)$, оценивался и компенсировался начальный сдвиг фазы $\Delta\varphi$ между опорными генераторами всех трех пунктов A , B и E . Параметр $\Delta\varphi$ оценивался методом максимального правдоподобия, путем максимизации взаимной корреляции выборок $\text{corr}(\varphi_1, \varphi_2 + \Delta\varphi)$.

Интерпретация и анализ результатов

На рис. 3 представлены зависимости остаточной корреляции измерений абонентов с естественными замираниями $\{\varphi_S\}$ – коэффициенты $\text{corr}(\varphi_A, \varphi_S)$ и $\text{corr}(\varphi_B, \varphi_S)$ – от соотношения мощностей псевдо- и зондирующего сигналов (P_E/P). Аналогичная зависимость представлена и для вносимой корреляции с навязываемой фазой $\{\varphi_E\}$ – коэффициенты $\text{corr}(\varphi_A, \varphi_E)$, $\text{corr}(\varphi_B, \varphi_E)$. Хорошо заметно, что функции $\text{corr}(\varphi_A, \varphi_S)$ и $\text{corr}(\varphi_B, \varphi_S)$ спадают с ростом P_E . Это объясняется тем, что по мере увеличения влияния псевдосигнала значимость естественных замираний в структуре фазовых измерений абонентов уменьшалась.

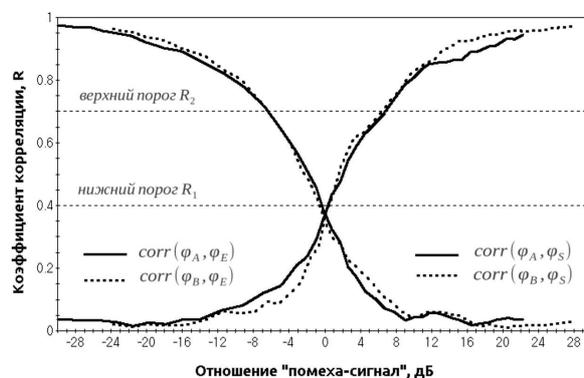


Рис. 3. Зависимость корреляции фазовых измерений от мощности псевдосигнала.

Для оценки стойкости системы генерации ключей к внешне навязываемой модуляции зададим нижний порог корреляции R_1 . При формировании двоичных ключевых последовательностей K_A и K_B происходит сопоставление отсчетам $\{\varphi_A\}$ и $\{\varphi_B\}$ двоичного числа разрядности m . Чем

больше m , тем требовательнее система к идентичности измерений $\{\varphi_A\}$ и $\{\varphi_B\}$. Как известно, доля битов p_e в ключевой последовательности третьей стороны K_E , отличающихся от битов ключевой последовательностью абонентов K , не может превышать 50% (случай угадывания). Если постороннему пункту полностью известен K , то $p_e = 0$. Будем считать что, третья сторона успешно навязывает модуляцию фазы, если доля рассогласования p_e между K_E и K не превосходит 25%. Именно такой доле p_e соответствует нижний порог R_1 .

Для оценки помехоустойчивости зададим верхний порог R_2 исходя из условия, что последовательности абонентов K_A и K_B отличаются не более чем в 10% битов. Именно такой доле p_e соответствует верхний порог R_2 . В работе [3] были выполнены оценки доли рассогласования ключевых последовательностей p_e при различных коэффициентах корреляции фазовых измерений. Наименьшее рассогласование наблюдалось при бинарном квантовании измерений фазы ($m=1$), причем указанным выше долям рассогласования последовательностей 25% и 10% соответствовали корреляции выборок фазовых измерений, равные $R_1=0.4$ и $R_2=0.7$.

Из рис. 3 видно, что верхний порог R_2 , при котором количество ошибок критически снижает скорость создания ключей, достигается при мощности помехи относительно сигнала минус 6 дБ. Дальнейший рост P_E приводит к тому, что сигнал, излучаемый абонентами, не вносит значимого вклада в измерения фазы $\{\varphi_A\}$ и $\{\varphi_B\}$. Для вносимой корреляции $corr(\varphi_A, \varphi_E)$ и $corr(\varphi_B, \varphi_E)$ наблюдается обратная ситуация - с ростом P_E увеличивается вклад псевдосигнала от стороннего устройства в измеряемые фазы $\{\varphi_A\}$ и $\{\varphi_B\}$. Согласно рис. 3, успешное навязывание фазы происходит при небольшом преобладании псевдосигнала (0.5 дБ). При этом третьей стороне E становится известным более 75% ключевой последовательности K абонентов и такую систему генерации ключей нельзя считать безопасной, с точки зрения прикладных задач.

Хотя имитационный псевдосигнал и оказался эффективным, стоит отметить, что условия эксперимента были благоприятными для постороннего пункта связи E — на абонентов A и B воздействовала синхронная имитационная помеха, что трудно осуществить на практике. В случае несинхронного навязывания фазы, стойкость системы предположительно будет выше, так как фазовые спектры легального и псевдо- сигналов в некоторые моменты времени будут ортогональными, что значительно ослабит воздействие на систему.

Заключение

В данной работе экспериментально исследовалась возможность внешнего управления принимаемым многолучевым сигналом путем излучения искусственных псевдосигналов, имитирующих естественные замирания в канале связи. Были получены зависимости корреляции измерений абонентов с фазой имитационного псевдосигнала от постороннего передатчика, которые позволили оценить стойкость системы к внешнему навязыванию. Выяснено, что при примерном равенстве мощностей полезного и псевдо- сигналов, третьей стороне теоретически становится известной большая часть формируемой абонентами ключевой последовательности. Если псевдосигнал используется в качестве имитационной помехи, то критический уровень ошибок вносится, когда помеха на 6 дБ меньше полезного сигнала. В этом случае, остаточная корреляция измерений абонентов (соответствующих естественным замираниям канала) снижается до предельного значения, при котором резко падает скорость создания симметричной ключевой последовательности. Таким образом, использование синхронной имитационной помехи является эффективной атакой. Тем не менее, идеализированные условия проведенного эксперимента маловероятны на практике. В случае несинхронной имитационной помехи, стойкость системы будет выше, так как фазовые спектры сигналов абонента и постороннего пункта в некоторые моменты времени будут ортогональными, что значительно ослабит воздействие на систему. В будущем планируется проверить это предположение на эксперименте, а также исследовать воздействие на систему заградительной помехи в виде белого шума.

Благодарности

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

Список литературы

1. Zhang J., Doung T., Marshall A., Woods R. Key generation from wireless channels: a review // IEEE Access. – 2016. – Vol. 4. – P. 614–626.
2. Hassan A.A., Stark W.E., Hershey J.E., Chennakeshu S. Cryptographic key agreement for mobile radio // Digital Signal Processing. – 1996. – Vol. 6. – P. 207–212.
3. Sulimov A.I., Smolyakov A.D., Karpov A.V., Sherstyukov O.N. Experimental study of performance and security constraints on wireless key distribution using random phase of multipath radio signal // Proc. 11th Int. Conf. on Security and Cryptography. – 2014. – P. 411–416.
4. Sulimov A.I., Sherstyukov O.N., Karpov A.V. Analysis of frequency-correlation properties of multipath channel for encryption key generation using samples of differential phase // Proc. Moscow Workshop on Electronic and Networking Technologies. – 2018. – P. 1–7.

Том I, с. 411–413

УДК: 537.86

О ВОЗМОЖНЫХ РЕЗОНАНСАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ВНУТРИ КОРПУСА МИКРОАВТОБУСА

Д. А. Полетаев, Б. В. Соколенко, А. А. Нудьга, А. В. Старосек

Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского,

295007, г. Симферополь, пр. академика Вернадского, 4

E-mail: poletaevda@cfuv.ru

Аннотация. В работе проводится оценка степени увеличения модуля напряженности электрического поля электромагнитной волны в замкнутой проводящей структуре, размеры которой много больше длины электромагнитной волны. Делается вывод о формировании локальных участков с большими, по сравнению со свободным пространством значениями модуля напряженности электрического поля.

Ключевые слова: добротность, модуль напряженности электрического поля, магнитное поле, четверть-волновый вибратор

ABOUT THE POSSIBLE RESONANCE OF ELECTROMAGNETIC WAVES INSIDE MINIBUS

D. A. Poletaev, B. V. Sokolenko, A. A. Nudga, A. V. Starosek

Abstract. In this paper we estimate the degree of increase of electric field's module in a closed conducting structure, the dimensions of which are much larger than the length of the electromagnetic wave. It is concluded that the formation of local areas with large, compared with the free space, the values of the modulus of the electric field.

Keywords: quality factor, electric field intensity modulus, magnetic field, quarter-wave vibrator

Введение

Современные люди активно используют технические средства передвижения и мобильные телефоны GSM-диапазона, являющиеся источниками электромагнитных волн. Функционирование сети мобильной связи обеспечивается за счет наличия сети базовых станций. Величина излучения базовых станций на порядок больше, чем излучение мобильного телефона [1]. Влияние электромагнитного излучения на биологические организмы полностью не исследовано, однако ученые выделяют несколько механизмов его действия: химическое – ионизация молекул, тепловое – разогрев тканей, находящихся под влиянием излучения, информационное [2]. Кроме того, повышенная концентрация электромагнитных волн может приводить к разогреву биологических объектов.

Из общих физических представлений известно, что проводящие поверхности формируют в пространстве резонаторы электромагнитных волн [3]. Причем линейные размеры резонаторов много больше длин волн резонирующих электромагнитных волн. Так, резонаторами могут выступать корпуса автомобилей, пространства между домами, ограниченные железобетонными плитами и пр. В объеме указанных объектов могут формироваться локальные участки с большими, по сравнению со свободным пространством, значениями модуля напряженности электрического и магнитного полей. Очевидно, что степень увеличения напряженности электрического и магнитного полей зависит от добротности резонатора.

Целью работы является анализ возможности формирования локальных максимумов напряженности электрического поля в объеме, ограниченном проводящими поверхностями и выявление их особенностей.

Исследуемая модель

Рассмотрим замкнутую проводящую структуру с размерами: высота 2 м, ширина 2 м, длина 3,5 м (размеры среднего микроавтобуса). Проводимость стенок составляет 10^7 См/м – проводимость железа. Проанализируем сначала существующие собственные резонансные частоты данной структуры.

В основе математического описания электромагнитного поля в резонансных структурах лежат уравнения Максвелла с соответствующими граничными условиями [4]. Наиболее рационально решать данные уравнения с использованием метода конечных элементов. В ходе численного расчета, пространство модели разбивается на тетраэдры, решаются уравнения Максвелла, с учетом заданных граничных условий [4].

Результаты и обсуждение

Результаты предварительных расчетов позволяют сделать вывод о том, что описанная выше структура представляет собой резонатор, резонансные частоты которого соответствуют частотам мобильной связи GSM-диапазона: 900 и 1800 МГц. При добавлении в данную модель структуры с электрофизическими параметрами, соответствующим параметрам тела человека средней комплекции, резонансная частота несколько изменяется, однако значения по прежнему находятся вблизи частот мобильных сетей GSM-диапазона.

Для численного моделирования резонатора в режиме вынужденных колебаний, в модель дополнительно вводятся источники электромагнитных волн, с частотами 900 и 1800 МГц, мощностью 1 Вт, нагруженные на соответствующие длине волны четвертьволновые вибраторы. Источники располагаются строго по центру описанного выше корпуса. Внутренний объем резонатора заполнен воздухом. На рис. 1 приведены графики модуля напряженности электрического поля на линии, соединяющей четвертьволновый вибратор с центром меньшей стороны параллелепипеда указанных выше размеров. Значения модуля напряженности нормировано на значение модуля напряженности электрического поля вблизи четвертьволнового вибратора для каждой из частот. Из графиков явно видно значительное увеличение амплитуды электрического поля, особенно для частоты 900 МГц – до 12 раз!

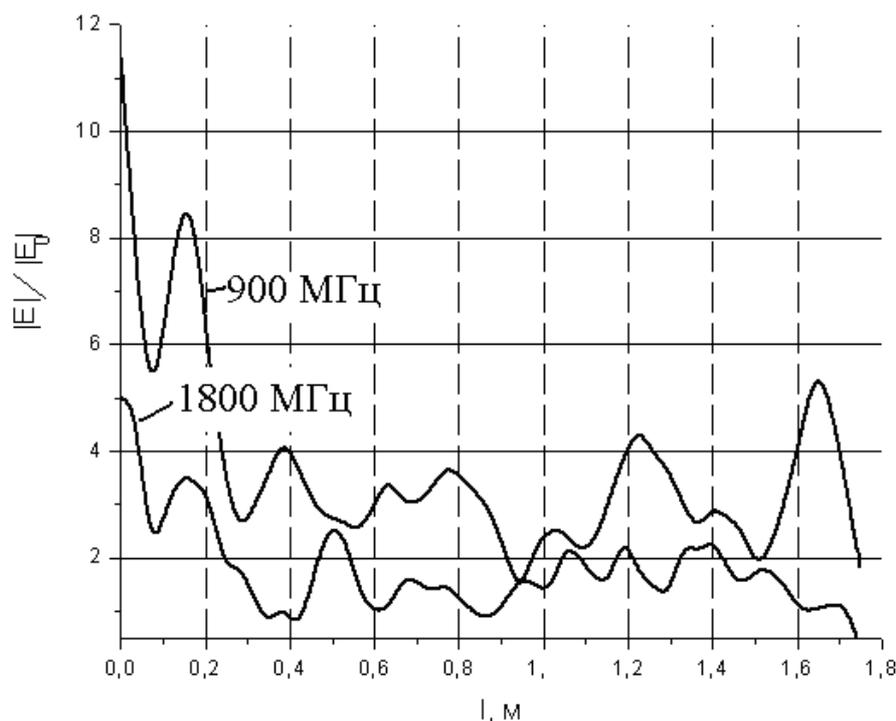


Рис. 1. Распределение модуля напряженности электрического поля.

На рис. 1 также прослеживается интерференционный характер распределения модуля напряженности электрического поля. Следует отметить, что на графиках имеются ряд паразитных всплесков, обусловленных погрешностью расчета. Действительно, для построения адекватной численной модели, требуется, чтобы величина элементарной ячейки разбиения составляла минимум третью часть от длины волны. Однако при указанных размерах структуры, выполнение данного условия проблематично на стационарном компьютере, ввиду ограниченного объема оперативной памяти. В дальнейшем предполагается существенно уточнить результаты численного моделирования за счет использования кластерных систем.

Заключение

Проведенное численное исследование показало, что в замкнутых проводящих структурах присутствует возможность формирования локальных максимумов напряженности электрического поля. Установлено, что величина максимумов превосходит аналогичные значения напряженности электрического поля вне проводящей структуры в 12 раз.

Благодарности

Исследование выполнено в рамках поддержанного федеральным государственным автономным образовательным учреждением высшего образования «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского» гранта № ВГ18/2018.

Список литературы

1. Nara S., Prasad R. Multicarrier techniques for 4g mobile communications. – New York: Artech house, 2003. – 268 p.
2. Старостенко В.В. Воздействие мощных импульсных полей на биологические объекты и среды // Радиофизика и электроника. – 2002. – Т.7, № 1. – С. 158 – 161.
3. Кураев А.А., Попкова Т.Л., Сеницын А.К. Электродинамика и распространение радиоволн. – Минск: бестпринт, 2013. – 500 с.
4. Itoh T. Numerical techniques for microwave and millimeter-wave passive structures. – New York: John Wiley & Sons, 1989. – 708 p.

Том I, с. 414–417

УДК: 537.877

МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПРОСТРАНЕНИЯ УКВ В РАЗЛИЧНЫХ РАДИОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ НА ОСНОВЕ МЕТОДА НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН

В. А. Светличный, О. В. Смирнова

*АО «СПИИРАН-Научно-техническое Бюро Высоких технологий»,
199178, г. Санкт-Петербург, 14-линия Васильевского острова, 39
E-mail: sov@oogis.ru*

Аннотация. На основе метода нормальных волн проведено исследование закономерностей формирования и характеристик распространения УКВ в неоднородной тропосфере для трилинейной модели вертикального профиля индекса преломления.

Ключевые слова: тропосферные радиоволны; трилинейная модель волновода; метод нормальных волн

CHARACTERISTICS OF ULTRAHIGH FREQUENCY RADIO WAVES PROPAGATION MODELLING IN VARIOUS RADIOMETEOROLOGICAL CONDITIONS ON THE BASIS ON MODE THEORY

V. A. Svetlichny, O. V. Smirnova

Abstract. The study of regularities of ultrahigh frequency waves forming and their propagation characteristics in inhomogeneous troposphere on the basis of mode theory is presented. The trilinear model of vertical profile of refractive index is used.

Keywords: tropospheric radio wave propagation; trilinear duct model; mode theory

В настоящей работе на основе метода нормальных волн (МНВ) исследуются закономерности формирования и характеристики распространения УКВ в неоднородной тропосфере на протяженных загоризонтных трассах на примере трилинейной модели вертикального профиля индекса преломления среды $N(z)$, позволяющей описать как приповерхностные, так и приподнятые волноводы. При этом используется созданный авторами программный комплекс для ЭВМ, а также предложенный ими новый метод нахождения постоянных распространения нормальных волн для кусочно-линейных профилей $N(z)$ [1]. Ранее трилинейная модель $N(z)$ использовалась в работе [2], однако в ней не приведены окончательные формулы для функции ослабления поля, поэтому пришлось решать краевую задачу теории электромагнитного поля заново. В работе используются обозначения, принятые в книге В.А. Фока [3], задача решается в декартовой системе координат, кривизна Земли учитывается в параболическом приближении, в качестве источников поля служат вертикальные электрический и магнитный диполи, зависимость поля от времени – гармоническая ($e^{-i\omega t}$).

Исходным в задаче является уравнение Гельмгольца для однокомпонентного потенциала Герца $\Pi = \Pi e_z$:

$$\frac{\partial^2 \Pi}{\partial z^2} + \Delta_{\perp} \Pi + k_0^2 [1 + 2M(z)] \Pi = -A_0 \delta(\mathbf{r}) \delta(z - z_0) \quad (1)$$

где $A_0 = M_0$ – комплексная амплитуда дипольного момента магнитного диполя (в случае электрического диполя $A_0 = P_0/\varepsilon_0$), вертикальный профиль модифицированного индекса преломления описывается формулой

$$M(z) = N(z) + \frac{z}{a} = \begin{cases} N_1 + g_1 z, & 0 \leq z \leq h_1; \\ N_2 + g_2 z, & h_1 \leq z \leq h_2; \\ g_3 z, & z \geq h_2. \end{cases} \quad (2)$$

На подстилающей поверхности $z = 0$ задаются импедансные граничные условия, при $z \rightarrow +\infty$ – условия излучения в трактовке В.А. Фока.

Опуская детали решения граничной задачи, приведем окончательные расчетные формулы для функции ослабления поля $V(x, y, y_0)$, связанной с потенциалом Герца соотношением $\Pi = \frac{A_0 \exp(ik_0 r)}{4\pi r} V(x, y, y_0)$:

$$V(x, y, y_0) = 2\sqrt{i\pi x} \sum_{s=1}^{\infty} \Lambda_s \exp(it_s x) f_s(y) f_s(y_0); \quad (3)$$

$$f_s(y) = \frac{i}{2} \left[F_1^{(0)} w_2 \left(\frac{t_s - y}{p_1^2} \right) - F_2^{(0)} w_1 \left(\frac{t_s - y}{p_1^2} \right) \right], \quad 0 \leq y \leq y_{h1};$$

$$f_s(y) = \left\{ \left[F_{22}^{(1)} F_1^{(0)} - F_{21}^{(1)} F_2^{(0)} \right] w_1 \left(\frac{t_s - y_2}{p_2^2} - p_2 y \right) - \left[F_{12}^{(1)} F_1^{(0)} - F_{11}^{(1)} F_2^{(0)} \right] w_2 \left(\frac{t_s - y_2}{p_2^2} - p_2 y \right) \right\}, \quad (4)$$

$$y_{h1} \leq y \leq y_{h2}$$

$$f_s(y) = 2i \frac{p_1 F_2^{(0)} w_1 (t_s - y_3 - y)}{p_2 F_{12}^{(2)} F_{12}^{(1)} - F_{11}^{(2)} F_{22}^{(1)}}, \quad y \geq y_{h2}$$

$$\Lambda_s^{-1} = \frac{1}{p_1} \left(\frac{t_s - y_1}{p_1^2} - \tilde{q}^2 \right) + \left(\frac{t_s - y_2}{p_2^2} - \frac{t_s - y_1}{p_1^2} \right) f_s^2 \left(\frac{t_s - y_2}{p_2^2} - p_2 y_{h1} \right) + p_1^2 \left(\frac{1}{p_1^3} - \frac{1}{p_2^3} \right) \times \\ \times \left[f_s' \left(\frac{t_s - y_2}{p_2^2} - p_2 y_{h1} \right) \right]^2 + \left(t_s - y_{h2} - \frac{t_s - y_2}{p_2^2} \right) f_s^2 (t_s - y_3 - y_{h2}) + \left(\frac{1}{p_2^3} - 1 \right) [f_s' (t_s - y_3 - y_{h2})]^2 \quad (5)$$

$$F_{nm}^{(1)} = w_n'(\tilde{t}_2) w_m(\tilde{t}_1) - \frac{p_1}{p_2} w_n(\tilde{t}_2) w_m'(\tilde{t}_1), \quad F_{nm}^{(2)} = \frac{1}{p_2} w_n'(\tilde{t}_4) w_m(\tilde{t}_3) - w_n(\tilde{t}_4) w_m'(\tilde{t}_3)$$

$$F_n^{(0)} = w_n'(\tilde{t}_0) - \frac{q}{p_2} w_n(\tilde{t}_0), \quad \tilde{t}_0 = \frac{t_s - y_1}{p_1^2}, \quad \tilde{t}_1 = \tilde{t}_0 - p_1 y_{h1}, \quad t_{2,3} = \frac{t_s - y_2}{p_2^2} - p_2 y_{h1,2}, \quad \tilde{t}_4 = t_s - y_{h2}. \quad (6)$$

Здесь x, y, y_0 – приведенные горизонтальная дальность и высоты источника и точки наблюдения, $w_{1,2}$ – функции Эйри [3], Λ_s – коэффициенты возбуждения нормальных волн, $f_s(y)$ – высотные множители, $y_j = 2m^2 N_j$ ($j = 1, 2, 3$), $y_{h1,2} = k_0 h_{1,2} / m$, $m = \sqrt[3]{k_0 a_M / 2}$, $p_{1,2} = \sqrt[3]{g_{1,2} / g_3}$, $a_M = g_3^{-1}$ – эквивалентный радиус Земли. Комплексные постоянные распространения t_s нормальных волн являются корнями следующего уравнения:

$$F_{12}^{(2)} \left[F_{12}^{(1)} F_1^{(0)} - F_{11}^{(1)} F_2^{(0)} \right] - F_{11}^{(2)} \left[F_{22}^{(1)} F_1^{(0)} - F_{21}^{(1)} F_2^{(0)} \right] = 0 \quad (7)$$

В левой части (7) стоит целая трансцендентная функция комплексного переменного t_s , которая имеет бесконечное множество корней, образующих две ветви – вертикальную, соответствующую дифракционным волнам соскальзывания, и горизонтальную, соответствующую волноводным волнам различного типа.

Основными задачами исследования являлись:

- выяснение закономерностей поведения спектра нормальных волн и изменения характеристик распространения УКВ в зависимости от параметров профиля $N(z)$, длины радиоволны и высоты расположения источника и точки наблюдения;
- изучение возможности появления слабозатухающих нормальных волн в случае приподнятых волноводов, высотной структуры поля этих волн и их влияния на характеристики затухания поля наибольших загоризонтных расстояниях.

Проиллюстрируем результаты численного исследования характеристик распространения УКВ. На рис. 1 приведены результаты расчетов спектра нормальных волн (на рис. 1 слева, корни t_s обозначены звездочками) и дистанционных зависимостей множителя ослабления поля источника над морем (на рис. 1 справа), расположенного на высоте 25 м. Параметры модели тропосферы указаны в подрисуночной подписи. Поляризация поля – вертикальная, длина волны

30 см. Рис. 1 наглядно демонстрирует наличие в спектре горизонтальной и вертикальной ветвей, причем два корня горизонтальной ветви имеют малые мнимые части. Для сравнения на тех же рисунках показаны спектр в случае однородной тропосферы (корни обозначены кружочками) и дистанционная зависимость на высоте 25 м для однородной тропосферы (сплошная кривая). Наличие некоторого излома на кривых рис. 1 объясняется тем, что вертикальная структура поля нормальных волн с наименьшими коэффициентами затухания иная, чем у волноводных мод: их поле в большей степени сосредоточено вблизи верхней границы волновода, что подтверждает исследование высотных множителей, поэтому источник, расположенный существенно ниже, возбуждает эти моды гораздо слабее, вследствие чего их вклад в общее поле становится доминирующим, начиная с расстояний порядка 200 км, на которых другие волноводные моды уже вносят незначительный вклад из-за их затухания.

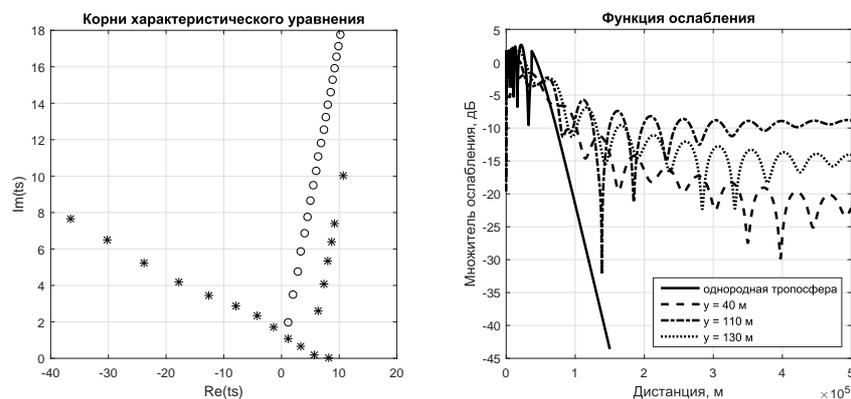


Рис. 1. Корни уравнения (7) и дистанционные зависимости функции ослабления для параметров волновода $N(0) = 320 N$ -ед., $N(h_1) = 330 N$ -ед., $N(h_2) = 315 N$ -ед., $h_1 = 100$ м, $h_2 = 120$ м.

На рис. 2 представлены спектр нормальных волн и дистанционные зависимости функции ослабления поля в волноводе с другими параметрами, а на рис. 3 – графики высотных множителей нескольких из них ($t_1 = 10.149 + 0.328 \cdot 10^{-5}i$, $t_8 = -9.827 + 3.789i$, $t_2 = 6.908 + 0.322 \cdot 10^{-2}i$, $t_9 = 6.645 + 4.127i$, моды нумеруются в порядке роста $Im(t_s)$); поляризация поля – вертикальная, длина волны 50 см. Рис. 4 иллюстрирует вертикальную структуру функции ослабления поля на разных расстояниях от источника.

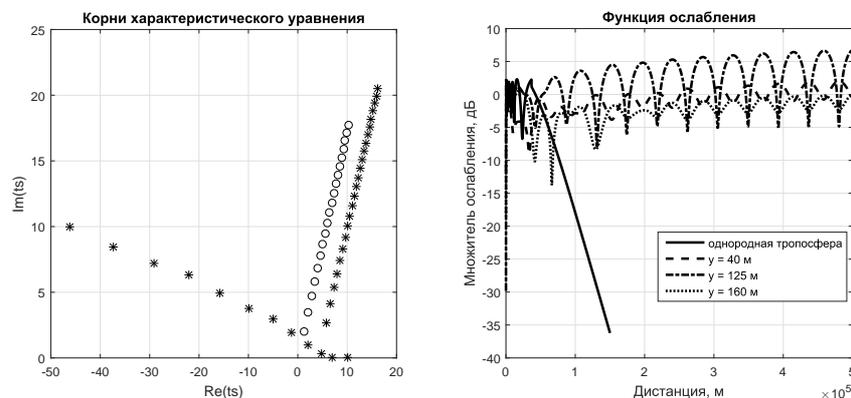


Рис. 2. Корни уравнения (7) и дистанционные зависимости функции ослабления для параметров волновода $N(0) = 315 N$ -ед., $N(h_1) = 340 N$ -ед., $N(h_2) = 305 N$ -ед., $h_1 = 100$ м, $h_2 = 150$ м.

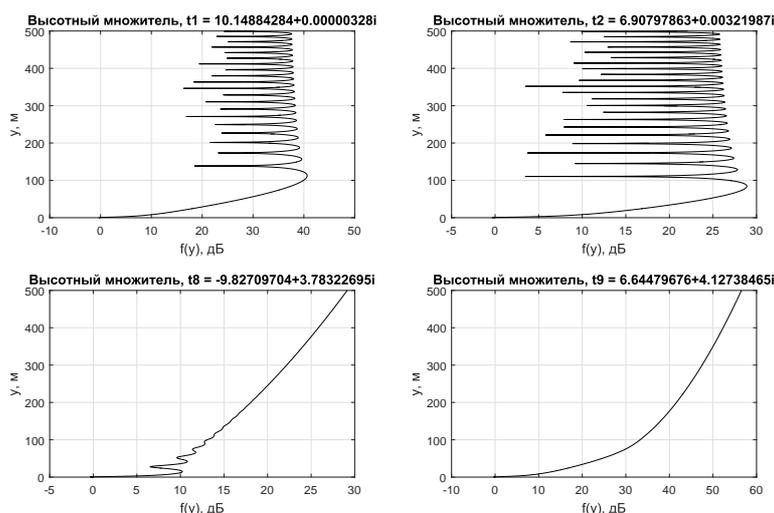


Рис. 3. Графики высотных множителей для различных мод спектра, приведенных на рис. 2.

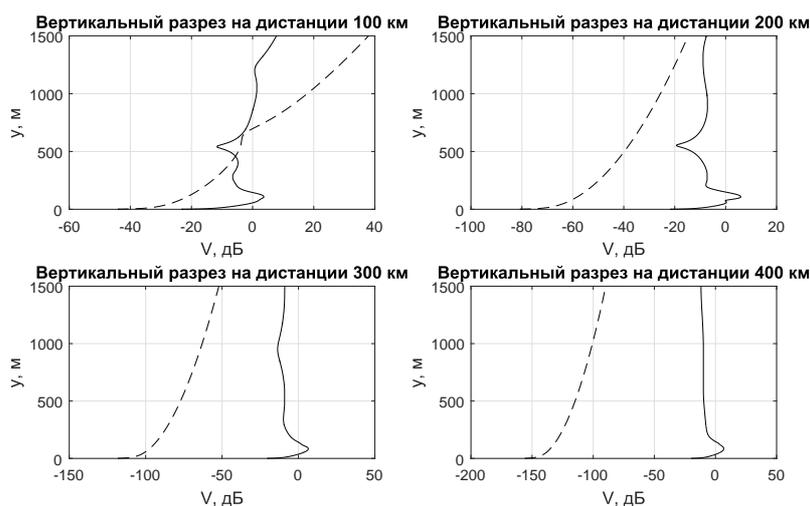


Рис. 4. Вертикальные разрезы функции ослабления на различных расстояниях от источника.

Отмеченные особенности характеристик распространения УКВ в тропосферных волноводах – наличие слабозатухающих модов, поле которых мало на небольших высотах – являются типичными для данной модели профиля $N(z)$. Это представляет интерес с практической точки зрения: поскольку их поле незначительно вблизи морской поверхности, то малы потери энергии из-за поглощения и рассеяния на взволнованной морской поверхности, в отличие от потерь других волноводных мод. Поэтому эти моды могут обеспечить повышенные дальности распространения радиоволн за горизонт. Следует отметить также сложную структуру поля этих мод в зависимости от высоты.

Список литературы

1. Светличный В.А., Смирнова О.В. Исследование характеристик распространения ультракоротких радиоволн в приводном волноводе // Радиотехника и электроника. – 2018. Т. 63. № 7. – С. 682–690.
2. Baumgartner G.B. A waveguide program for trilinear tropospheric ducts // NCCOSC RDT&E Div. (formerly PlaceNameNaval PlaceTypeOcean PlaceNameSystems PlaceTypeCenter), placeCitySan Diego, StateCA, tech. doc. #610, 1982.
3. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Советское радио, 1970.

Том I, с. 418–421

УДК: 550.388.2

ЗАГОРИЗОНТНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН НАД ЗОНАМИ СЕЙСМИЧЕСКОЙ И ГРОЗОВОЙ АКТИВНОСТИ

В. М. Сорокин, А. К. Ященко

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова
(ИЗМИРАН), 108840, г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе, 4
E-mail: sova@izmiran.ru*

Аннотация. Развита теория рассеяния УКВ радиоволны на случайных разрядах в тропосфере. В рамках теории получена модель разряда. Она позволяет рассчитывать пространственно–временное распределение проводимости канала разряда в зависимости от величины протекающего в нем электрического тока. Рассмотрено рассеяние электромагнитной волны УКВ диапазона на случайных электрических разрядах в тропосфере. Выведены уравнения и разработан метод расчета среднего значения поля электромагнитной волны, рассеянной на случайных разрядах. Расчеты показали, что амплитуда поля рассеянной волны значительно превышает амплитуду поля волны дифракции за линией горизонта. Результаты теории подтверждаются данными наблюдения сигналов УКВ передатчиков за горизонтом относительно эпицентров готовящихся землетрясений и областей грозовой активности.

Ключевые слова: распространение УКВ радиоволн; сейсмическая активность; грозовая активность; микро-разряды

OVER-THE-HORIZON RADIO WAVE PROPAGATION OVER ZONES OF SEISMIC AND THUNDERSTORM ACTIVITY

V. M. Sorokin, A. K. Yaschenko

Abstract. The theory of scattering of VHF radio wave by random electric discharges in the troposphere has been developed. In frame of this theory the model of discharge has been obtained. This model allows to calculate the spatial temporal distribution of discharge conductivity depends on electric current in this discharge. We have derived the equations for VHF electromagnetic wave scattering and the method for calculation of average value of electromagnetic field scattered by random discharges. The calculations show that the amplitude of scattered wave is much larger than the amplitude of diffracted wave behind the horizon. The theoretical results are confirmed by observation data of the VHF transmitter signals behind the horizon relative to epicenter of preparing earthquakes and thunderstorms.

Keywords: VHF radio wave propagation; seismic activity; thunderstorm activity; micro-discharges

Введение

В настоящее время известно много электромагнитных явлений в различных диапазонах частот, которые связаны с проявлениями сейсмической активности. Существуют два типа аномалий: аномалии излучений и аномалии распространения электромагнитных сигналов. Эти явления охватывают широкую область частот, от квазистатических полей до высоких частот. Приведем некоторые результаты наблюдения аномальных явлений. Используя радиолокатор, в [1] обнаружено появление распределенных зарядов в атмосфере над эпицентром Спитакского землетрясения за 1 – 3 дня до его начала. Данные наблюдения, приведенные в работах [2, 3], показали, что сигналы передатчиков в УКВ диапазоне, трасса распространения которых проходят над эпицентральной областью подготовки землетрясений, значительно усиливаются в период роста сейсмической активности. Подготовка землетрясений в окрестности трассы распространения УКВ радиоволн от радиовещательной станции Сендаи Сити до обсерватории Татеяма сопровождалась аномалиями их характеристик [4]. В работе [5], с использованием данных обсерватории за

линией горизонта, подтверждено, что случаи аномального распространения были результатом рассеяния УКВ радиоволн непосредственно перед землетрясением. Используя направленные антенны для приема сигналов, было показано [6, 7], что рассеяние УКВ радиоволн происходит в средней атмосфере. Ниже рассмотрен механизм загоризонтного распространения сигнала УКВ передатчика в результате их рассеяния на случайных разрядах над областью сейсмической активности.

Содержание доклада

В работе [8] показано, что на высотах 5-10 км над эпицентром землетрясения во время его подготовки возможно возникновение тонких (порядка единиц километров) слоев с горизонтальным размером порядка сотни километров, в которых величина квазистатического электрического поля приближается к пробойным значениям. Механизмы генерации электрического поля в процессе подготовки землетрясений подробно изложены в работах [9, 10]. В результате турбулентности атмосферы в этой области высот возможна генерация последовательности статистически независимых электрических разрядов. Величина пробойного поля определяется плотностью атмосферы, поэтому флуктуация плотности в турбулентном вихре приводит к электрическому разряду в том случае, когда величина внешнего электрического поля близка к его пробойному значению. Аналогичные электрические разряды наблюдаются перед молниевым разрядом в грозовых облаках. Они получили название «preliminary breakdown pulse trains» [11]. Они приводят к аномальному распространению радиоволн УКВ передатчика в результате рассеяния радиоволн на случайных разрядах, расположенных в области тропосферы вблизи трассы распространения.

Развита модель электрического разряда, позволяющая находить пространственно-временное распределение его проводимости, возникающей в результате нагрева воздуха током разряда. Пространственно-временная зависимость тока разряда аппроксимировалась модельным импульсом, распространяющимся с постоянной скоростью вдоль его канала. Для расчета параметров канала после прекращения тока использовался полуэмпирический закон Теплера [12]. Остывание канала разряда, определяющее динамику релаксации его проводимости, происходит в результате двух процессов: теплопроводности и конвекции остывающего газа к оси канала. Расчет динамики остывания осесимметричного канала разряда основан на приближении, предложенном и обоснованном в работе [13]. Оно состоит в равенстве давления в канале разряда невозмущенному атмосферному давлению. На его основе получено уравнение, определяющее безразмерную температуру канала разряда:

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} = -2 \left(\frac{\partial f}{\partial \xi} \right)^2 + \frac{f}{\xi} \frac{\partial f}{\partial \xi} + f \frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2}; \quad f(\xi, \tau) = T/T_0$$

$$\xi = \frac{r}{r_0}, \quad \tau = \frac{t}{t_0}, \quad t_0 = \frac{r_0^2}{kT_0}$$

где T_0 - начальная температура на оси канала разряда, r_0 - его характерный радиус, константа $k = 6.6 \times 10^{-7} <^2 / (A \times K)$. Расчет проводимости канала разряда, как функции его температуры производился на основе работы [14]. Электрическое поле волны, рассеянной на проводящем разряде, генерируется током, наведенным в разряде падающей волной. Расчет наведенного тока в разряде производился в приближении длинных линий передачи, в котором потенциал поверхности проводника V и протекающий вдоль проводника электрический ток I определяются системой уравнений:

$$-\frac{\partial V}{\partial z} - L \frac{\partial I}{\partial t} = RI + E_0 \cos(\omega_0 t); \quad C \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial z} = 0;$$

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(l/a)}; \quad L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln(l/a) = \epsilon_0\mu_0/C = c^2/C$$

где, C, L - емкость и индуктивность единицы длины проводника, E_0, ω_0 - амплитуда и круговая частота падающей волны. Расчет нестационарного погонного сопротивления канала разряда $R(t)$ производился с использованием развитой модели его остывания. Было рассмотрено электромагнитное излучение, генерируемое рассеянием падающей электромагнитной волны на совокупности проводящих каналов микрозарядов. Предполагалось, что они возникают в случайных точках в случайные моменты времени в пределах области тропосферы, в которой напряженность

квазистатического электрического поля приближается к пробойному значению. Для расчета статистических характеристик рассеянного излучения предполагалось, что случайные моменты времени генерации разрядов образуют пуассоновскую последовательность. Спектр мощности вертикальной компоненты электрического поля определяется как Фурье-образ ее корреляционной функции, а пространственное распределение среднего значения величины вертикальной компоненты поля волны определяется его интегрированием по частоте:

$$P_z^{(E)}(r, t) = \langle E_z(r, t + \tau) E_z(r, \tau) \rangle ; \tilde{P}_z^{(E)}(r, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} P_z^{(E)}(r, t) \exp(i\omega t) dt$$

$$\bar{E}_z(r) = \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{P}_z^{(E)}(r, \omega) d\omega \right]^{1/2}$$

Расчеты на основе изложенной модели показали, что для УКВ-передатчика с несущей частотой $f = 60$ Г и мощностью $P = 5$ В амплитуда поля рассеянного излучения составляет ~ 40 мкВ/м на эпицентральной расстоянии 100 км, убывая до ~ 10 мкВ/м на расстоянии 300 км.

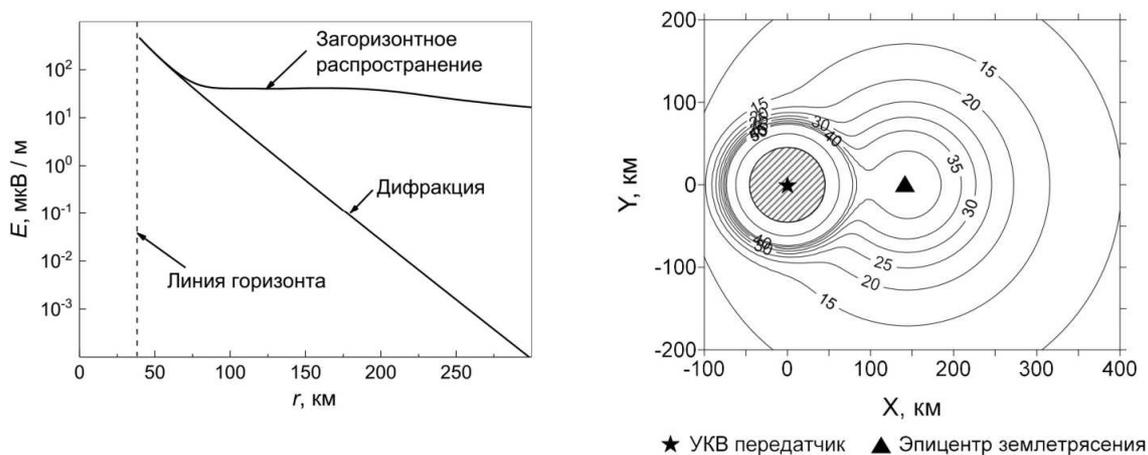


Рис. 1. Амплитуды рассеянного УКВ поля и поля дифракции, как функции расстояния от передатчика (левый график). Пространственное распределение амплитуды рассеянного УКВ поля (правый график).

Заключение

Проведенные исследования показали, что сигналы УКВ передатчика рассеиваются на случайных разрядах, так как они обладают значительной электрической проводимостью. Толщина области, охваченной разрядами, составляет величину порядка несколько километров. Наблюдаемый аномальный рост амплитуды сигнала УКВ передатчика за горизонтом объясняется рассеянием падающей волны на разрядах в тропосфере и распространением ее за горизонт относительно передатчика. Развитая в работе теория позволила рассчитать пространственное распределение среднего значения электрического поля волны, рассеянной на случайных разрядах. Результаты расчетов среднего значения поля передатчика за горизонтом подтверждаются данными наблюдения УКВ сигналов в сейсмической зоне. Теория также может быть использована для интерпретации характеристик УКВ сигналов, связанных с грозовой активностью.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-05-00962).

Список литературы

1. Voinov V.V., Gufeld I.L., Kruglikov V.V. Ionospheric and atmospheric events prior to the Spitak // Изв.АН СССР.Физика Земли. – 1992. – № 3. – Р. 96.

2. Fukumoto Y., Hayakawa M., Yasuda H. Investigation of over-horizon VHF radio signals associated with earthquakes // *Natural Hazards and Earth System Science*. – 2001. – Vol. 1, № 3. – P. 107–112.
3. Moriya T., Mogi T., Takada M. Anomalous pre-seismic transmission of VHF-band radio waves resulting from large earthquakes, and its statistical relationship to magnitude of impending earthquakes // *Geophysical Journal International*. – 2010. – Vol. 180, № 2. – P. 858–870.
4. Sakai K., Takano T., Shimakura S. Observation system for anomalous propagation of FM radio broadcasting wave related to earthquakes and preliminary result // *J. Atmos. Electr.* – 2001. – Vol. 21. – P. 71–78.
5. Hayakawa M. et al. Characteristics of VHF over-horizon signals possibly related to impending earthquakes and a mechanism of seismo-atmospheric perturbations // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. – 2007. – Vol. 69, № 9. – P. 1057–1062.
6. Fujiwara H. Atmospheric anomalies observed during earthquake occurrences // *Geophysical Research Letters*. – 2004. – Vol. 31, № 17.
7. Pilipenko V. et al. Possible mechanism of the over-horizon reception of FM radio waves during earthquake preparation period // *Proceedings of the Japan Academy. Ser. B: Physical and Biological Sciences*. – 2001. – Vol. 77, № 7. – P. 125–130.
8. Sorokin V. et al. Model of electric discharge formation in the lower atmosphere over a seismic region // *Geomatics, Natural Hazards and Risk*. – 2012. – Vol. 3, № 3. – P. 225–238.
9. Sorokin V.M., Yaschenko A.K., Hayakawa M. A perturbation of DC electric field caused by light ion adhesion to aerosols during the growth in seismic-related atmospheric radioactivity // *Natural Hazards and Earth System Science*. – 2007. Vol. 7, № 1. – P. 155–163.
10. Sorokin V., Hayakawa M. Generation of Seismic-Related DC Electric Fields and Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling // *Modern Applied Science*. – 2013. – Vol. 7, № 6.
11. Nag A., Rakov V.A. Pulse trains that are characteristic of preliminary breakdown in cloud-to-ground lightning but are not followed by return stroke pulses // *J. Geophys. Res.* – 2008. – Vol. 113, № D1.
12. Voldman S.H. ESD: physics and devices. – Chichester, West Sussex, England; Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2004. – 398 p.
13. Uman M.A., Voshall R.E. Time interval between lightning strokes and the initiation of dart leaders // *Journal of Geophysical Research*. – 1968. – Vol. 73, № 2. P. 497–506.
14. Yos J.M. Transport Properties of Nitrogen, Hydrogen, Oxygen, and Air to 30,000 K. Defense Technical Information Center, 1963.

Том I, с. 422–425

УДК: 621

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭМУЛЯТОРОВ КАНАЛА ДЛЯ ЛАБОРАТОРНОГО ТЕСТИРОВАНИЯ СИСТЕМ СВЯЗИ

М. А. Соковишин

ООО «Кейсайт Текнолоджиз», г. Москва

Аннотация. Современные системы телекоммуникаций являются сложнейшим высокотехнологичным продуктом, создаваемым в условиях растущих требований к широкополосной передаче данных для аэрокосмической, спутниковой и бортовой систем связи. Тестирование в контролируемых лабораторных условиях предоставляет разработчикам систем беспроводной связи надежное и экономически эффективное решение для верификации каналов связи «воздух–воздух» и «воздух–земля» с задействованием широкого спектра сценариев вариантов использования.

Ключевые слова: канал связи; эмулятор канала; системы связи; телекоммуникации; широкополосные сигналы; передача данных; моделирование канала

CHANNEL EMULATORS FOR COMMUNICATION SYSTEMS LABORATORY VERIFICATION

M. A. Sokovishin

Abstract. Modern communications systems reveal to be complex high-tech products being developed to meet the growing levels of broadband data in aerospace, satellite and airborne applications. Testing in a controlled laboratory environment provides wireless communications systems developers with a reliable and cost-effective solution for testing air-to-air and air-to-ground communication links using a vast range of use case scenarios.

Keywords: radio channel; channel emulator; communication systems; wideband signals; data transmission; channel modeling

Сбой в канале связи может привести к утрате ключевых данных, поэтому системы аэрокосмической, спутниковой и бортовой связи должны отвечать самым строгим требованиям в отношении надежности. Ремонт авиационно-космических и спутниковых устройств зачастую является весьма сложной, а в некоторых случаях практически невыполнимой и дорогостоящей задачей. В этой связи крайне важно в максимальной степени точно смоделировать все различные явления, которые могут повлиять на работоспособность радиоустройства в реальных условиях применения. В лаборатории бортовые и космические системы связи могут тестироваться в условиях реальной окружающей среды, например, с эффектом Доплера при высоких скоростях, при длительных задержках и в широком спектре значений изменения динамического диапазона уровней сигналов. Решение для эмуляции каналов Prosim компании Keysight является основой для выполнения указанных требований к испытаниям (см. рис. 1)



Рис. 1. Тестирование на основных этапах технологического процесса с помощью Prosim.

Наиболее принципиально воспроизводить следующие эффекты, связанные с проверкой работоспособности систем аэрокосмической связи в условиях имитации реальной эфирной обстановки [1].

Во-первых: *эффект Доплера при высоких скоростях.*

Величина доплеровского сдвига пропорциональна скорости движения и используемой несущей частоте. Решение Prosim с инструментом моделирования каналов аэрокосмической связи самостоятельно эмулирует доплеровские сдвиги для каждого тракта в канале, с одновременным сохранением на постоянной основе фазовой целостности при динамическом изменении времени задержки. Благодаря этому обеспечиваются реалистичные изменения скорости передачи элементов сигнала, которые требуются при тестировании производительности приемника спутниковой связи.

Во-вторых: *длительные задержки.*

По сравнению с наземными линиями связи каналы аэрокосмической связи в целом характеризуются большей протяженностью. Точная эмуляция задержек имеет важное значение при определении производительности телеметрических систем. Решение Prosim с инструментом моделирования каналов аэрокосмической связи эмулирует задержки и позиции между подвижными объектами и отражателями в зависимости от задачи теста.

В-третьих: *характер перемещения приемников/передатчиков.*

Высокая скорость изменения дальности оказывает динамический эффект на амплитуду, задержки и доплеровский сдвиг частоты в радиоканале. В зависимости от области применения скорость изменения дальности может основываться на функции — линейной, синусоидальной или полностью произвольной формы, как, например, при маневрировании самолетов.

В-четвёртых: *многолучевость и наличие нескольких одновременных каналов передачи.*

Среди различных типов организации каналов связи приемопередающих устройств применяются такие схемы как точка-точка, точка-множество точек, а также используются смешанные топологии сети. При этом необходимо также учитывать помеховую обстановку и специфические эффекты, связанные с распространением и интерференцией сигналов в радиоэфире. Решение Prosim для эмуляции каналов аэрокосмической связи может моделировать ситуации, в которых широкий набор различных приложений взаимодействует друг с другом или несколько систем используют одни и те же радиоканалы.

Для реализации указанных свойств к имитатору предъявляются весьма жесткие технические требования, которые в приборе Prosim F8 нашли свое отражение в следующих функциональных возможностях устройства:

- число каналов: до 8;
- количество трактов с затуханием 1 (LOS) +3 (отражатели) трактов на канал;
- частотный диапазон: 220 МГц ÷ 6 ГГц;
- полоса модуляции до 160 МГц;
- задержка распространения сигнала до 1300 мс;
- скорость изменения дальности до 20 км/с;
- ускорение до 100 g;
- доплеровский сдвиг частоты: до $\pm 1,5$ МГц;
- генератор помех: АБГШ, независимый, на канал;
- значение модуля вектора ошибок OFDMA, в диапазоне 20 МГц: менее -45 дБ.

Кроме того, инструмент Prosim для моделирования систем аэрокосмической связи от компании Keysight (см. рис. 2) поддерживает любые маршруты, определенные инженером, или встроенные функции для периодических моделей. Открытый текстовый формат файлов позволяет импортировать определенные заказчиком параметры радиоканала и местоположения, такие как сведения об орбите спутника или любая информация о маршруте полета.



Рис. 2. Имитаторы каналов серии PropSim.

Инструмент PropSim для моделирования систем аэрокосмической и спутниковой связи может также учитывать диаграмму направленности антенны и принимать данные о модели в различных форматах (в том числе из САПР). Это позволяет определить и эмулировать каналы связи на маршрутах полетов или тестировать беспроводное соединение на борту самолетов с использованием эмуляции на основе виртуальных каналов или записанных баз данных по каналам связи. В модели на базе системы координат эффекты распространения сигнала для передатчика, приемника и отражателей определяются исключительно исходя из их местоположения. Задержка, скорость изменения дальности и параметры доплеровского сдвига рассчитываются исходя из движения между заданными координатами (см. рис. 3). В модели, основанной на функции, доплеровский сдвиг изменяется по линейному, синусоидальному или треугольному закону. Произвольная модель предполагает, что значения доплеровского сдвига, задержки и коэффициента усиления в зависимости от времени заданы инженером, при этом значения даны отдельно для передатчика, приемника и отражателей.

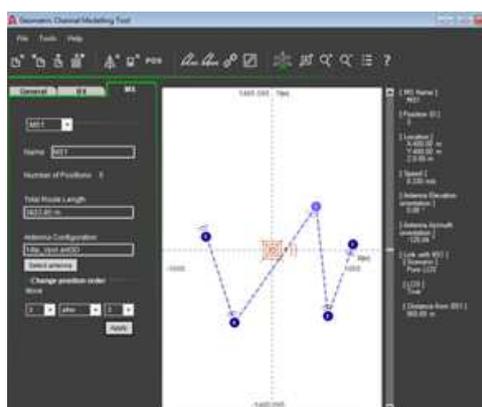


Рис. 3. Создание сценария перемещения приемника по заданным координатам.

Также в линейке эмуляторов канала PropSim доступна наиболее передовая модель PropSim F64. Данный прибор спроектирован с учетом перспективного развития систем связи и телекоммуникаций, особенностью его является наличие большого количества как физических, так и логических каналов. Кроме этого, прибор допускает расширение частотного диапазона за счет внешних преобразователей частоты. Параметры данного эмулятора приводятся ниже:

- число физических каналов: до 64;
- количество сигнальных лучей: до 4096 (с полосой 10 МГц);

- собственный частотный диапазон: 220 МГц ÷ 6 ГГц;
- частотный диапазон с модулем E7770A: 8 ÷ 12 ГГц;
- частотный диапазон с приемопередающими модулями M1740A: 24, 28, 29 и 40 ГГц;
- полоса модуляции: до 1280 МГц.

Внешний вид эмулятора Prosim F64 с возможностями по расширению частоты за счет модулей E7770A и M1740A представлен на рис. 4.

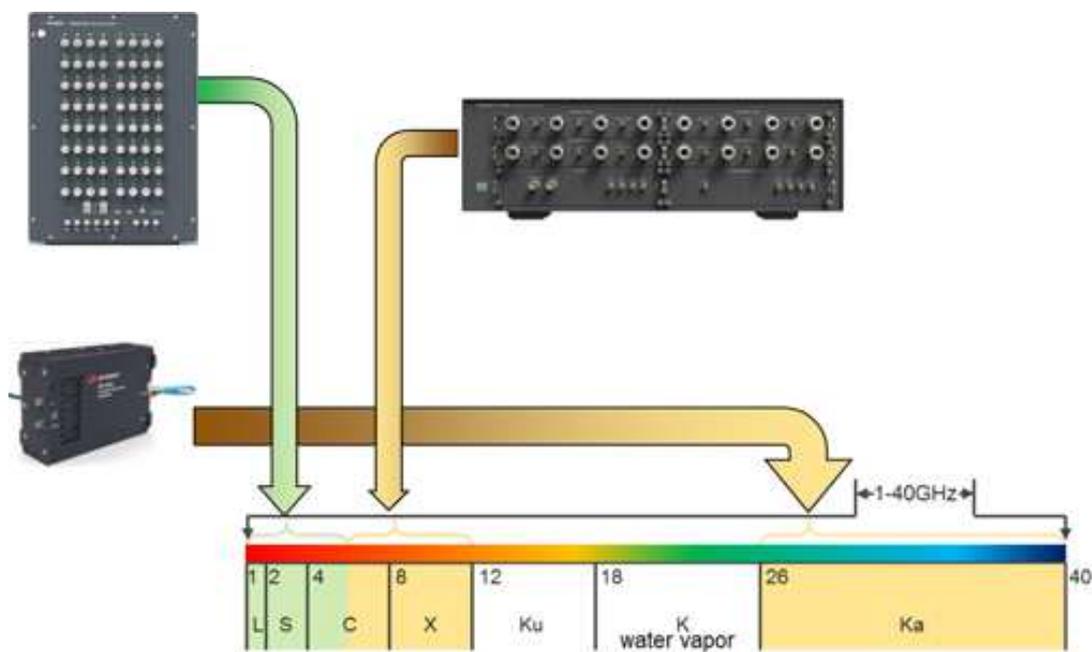


Рис. 4. Частотные диапазоны каналов с использованием эмуляторов Prosim F64.

Таким образом, эмуляторы каналов Prosim производства компании Keysight Technologies позволяет моделировать беспроводные радиоканалы в различных режимах функционирования в условиях лабораторий или виртуального полигона при моделировании систем связи. Обеспечивая наивысшую целостность сигнала в отрасли, файловая эмуляция тестовых сценариев средствами Prosim гарантирует точные, реалистичные и воспроизводимые условия испытаний для телеметрии, аэрокосмической, спутниковой связи и высокомобильной связи с широкополосным доступом.

Список литературы

1. Keysight Technologies. Prosim Channel Emulation Aerospace, Satellite and Airborne Radio System Testing. — Keysight Technologies, 2016. — Режим доступа <http://literature.cdn.keysight.com/litweb/pdf/5992-1606EN.pdf> (Дата обращения: 31.05.2017).

СЕКЦИЯ 3

Распространение оптических волн
в атмосфере и лазерное зондирование
природных сред

Том I, с. 427–430

УДК: 681.7.012.1 + 520.16

ОБЛАСТЬ ИЗОПЛАНАТИЗМА АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ В АТМОСФЕРЕ С АНИЗОТРОПНОЙ НЕКОЛМОГОРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

Л. А. Больбасова^{1,2}, В. П. Лукин²

¹ *Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, 634050, г. Томск, пл. Зуева, 1*

² *Томский государственный университет, 630055, г. Томск, пр. Ленина, 36*

E-mail: sla@iao.ru, lukin@iao.ru

Аннотация. В настоящее время все больше исследований обнаруживают отклонение от классической модели турбулентности Колмогорова-Обухова в приземном слое атмосферы, получившее в литературе название неколмогоровская турбулентность. В данной работе исследуется размер зоны изопланатизма адаптивной оптической системы, работающей в приземной атмосфере на горизонтальной трассе в условиях неколмогоровской анизотропной турбулентности. Для этого в терминах полиномов Цернике с использованием модели спектральной плотности флуктуаций показателя преломления атмосферы для неколмогоровской турбулентности рассчитывается пространственная корреляционная функция волновых aberrаций для различных значений спектральных коэффициентов. Выполнено сравнение с результатами для модели, соответствующего теории Колмогорова-Обухова.

Ключевые слова: распространение оптического излучения, неколмогоровская турбулентность, атмосферная адаптивная оптика

ISOPLANATIC PATCH OF ADAPTIVE OPTICAL SYSTEM IN ATMOSPHERE WITH ANISOTROPIC NON-KOLMOGOROV TURBULENCE

L. A. Bolbasova, V. P. Lukin

Abstract. In last decades more and more studies in real atmosphere detected the presence of turbulence with spectrum different from the classical Kolmogorov-Obukhov turbulence model in atmospheric boundary layer, which has named the non-Kolmogorov turbulence in the literature. In this paper the size of the isoplanatic path for an adaptive optical system operating in the surface atmospheric layers with the non-Kolmogorov anisotropic turbulence is investigated. For it the spatial correlation functions of wave aberrations are calculated in terms of Zernike polynomials using the non-Kolmogorov model for the spectral density of fluctuations of the atmospheric refractive index for the various spectral coefficients. Also the comparisons with the classical spectrum model corresponding to the Kolmogorov-Obukhov turbulence theory are performed.

Keywords: optical wave propagations, non-Kolmogorov turbulence, atmospheric adaptive optics

Введение

Большое количество работ в последние годы экспериментально и теоретически свидетельствуют, что атмосферная турбулентность в приземном слое является анизотропной [1, 2]. В литературе это отклонения в реальной атмосфере от классической модели турбулентности Колмогорова-Обухова получило название неколмогоровская турбулентность. В связи с чем расчеты характеристик оптического излучения распространяющегося в атмосфере при использовании моделей неколмогоровской турбулентности для спектральной плотности флуктуаций показателя преломления атмосферы становятся все более актуальными и неуклонно растет [3–7].

Цель данной работы исследование размера области изопланатизма адаптивной оптической системы, работающей в условиях неколмогоровской анизотропной турбулентности на горизонтальной приземной атмосферной трассе, что является типичным для лазерных систем.

В теории оптических систем термин изопланатизм или изопланатическая зона определяет область, в которой сохраняется постоянство aberrаций оптической системы по полю. В адаптивных оптических системах, работающих в атмосфере, где aberrации распространяющегося по трассе излучения обусловлены атмосферной турбулентностью, размер области изопланатизма традиционно определяют через изопланатический угол толщи атмосферы. Выражение, для которого также было получено в рамках теории изотропной турбулентности Колмогорова-Обухова. Этот угол ограничивает, предельно допустимое угловое расстояние между источником опорной волны и наблюдаемым объектом в атмосфере, и определяет максимальный угол, который может корректироваться адаптивной оптической системой. Поскольку на большем угловом расстоянии оптическое излучение от опорного источника проходит через другие турбулентные неоднородности и не несет информации об искажениях излучения от объекта (рис. 1). Таким образом, область изопланатизма для системы атмосферной адаптивной оптики, можно определять как размер области, где существует постоянство aberrаций или корреляция фазовых искажений волнового фронта излучения распространяющегося в атмосфере [8].

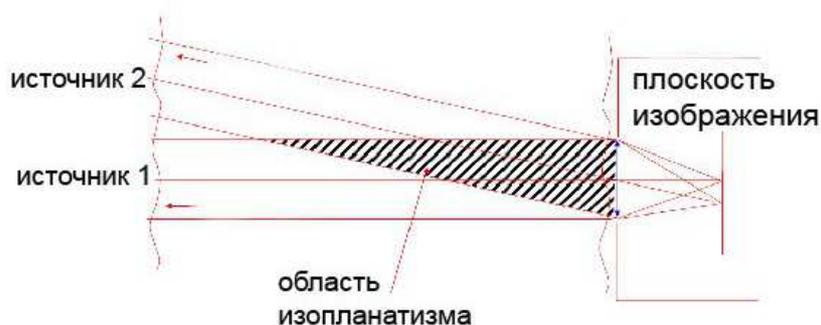


Рис. 1. Угловой неизопланатизм фазовых флуктуаций оптического излучения распространяющегося в атмосфере.

Аналитические и численные расчеты

Пусть оптическое излучение, распространяющееся на горизонтальной приземной трассе от двух источников 1 и 2, падает на приемную апертуру размером D под углами 0 и θ , соответственно как изображено на рисунке 1. Считая, что зона изопланатизма – это область где сохраняется постоянство aberrаций, рассчитаем пространственную корреляцию волновых aberrаций, используя модель спектральной плотности флуктуаций показателя преломления для некомогоровской турбулентности из работ [4–7, 9]. Для этого воспользуемся моделью aberrаций, где функция волновых aberrаций представляется в виде ряда по полиномам Цернике, где каждый член ряда характеризует aberrацию определенного порядка, поскольку на практике всегда мы имеем дело с частичной фазовой коррекцией.

Волновой фронт оптической волны в терминах полиномов Цернике определяется следующим выражением :

$$S(\rho) = \sum_{j=1}^{\infty} a_j Z_j\left(\frac{2\rho_1}{D}\right) \quad (1)$$

Тогда пространственная корреляционная функция $B(\theta) = \langle a_j(\rho_1, 0)a_j(\rho_2, \theta) \rangle$ запишется следующим образом:

$$B = \langle a_j(\rho_1, 0)a_j(\rho_2, \theta) \rangle = \int \int d^2\rho_1 d^2\rho_2 W(\vec{\rho}_1)W(\vec{\rho}_2) \langle S(\vec{\rho}_1, 0)S(\vec{\rho}_2, \theta) \rangle Z_j\left(\frac{2\vec{\rho}_1}{D}\right)Z_j\left(\frac{2\vec{\rho}_2}{D}\right) = \left(\frac{1}{\pi R^2}\right)^2 \int_R d^2\rho_1 d^2\rho_2 \langle S(\vec{\rho}_1, 0)S(\vec{\rho}_2, \theta) \rangle Z_j\left(\frac{2\vec{\rho}_1}{D}\right)Z_j\left(\frac{2\vec{\rho}_2}{D}\right) \quad (2)$$

Подобные расчеты (2) можно найти в нашей работе [8]. Здесь приведем только результат:

$$B(\theta) = 8\pi \int_0^\infty \kappa d\kappa F(\kappa) \frac{J_{n+1}^2(\kappa)}{\kappa^2} \left[J_0\left(\frac{2\theta h_\xi}{D}\kappa\right) \mp J_{2n}\left(\frac{2\theta h_\xi}{D}\kappa\right) \right] \quad (3)$$

где J - функции Бесселя, n - порядок aberrаций, D -размер приемной апертуры.

Используя следующую модель спектральной плотности флуктуаций показателя преломления для некомогоровской турбулентности [9]:

$$\Phi_n(\kappa, \alpha) = h(\alpha)\kappa^{-\alpha} \quad (4)$$

где $h(\alpha) = -\frac{C\kappa^{-\alpha}(\alpha)(\frac{k}{L})^{\alpha/2-11/6}}{8\pi^2(1-0.5\alpha)(0.5\alpha)^2 \sin 0.25\pi\alpha}$, κ - волновое число для турбулентных неоднородностей ($\kappa > 0$), L - длина трассы, $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число, λ -длина волны излучения, α - спектральный индекс, $3 \leq \alpha \leq 4$, Γ -Гамма функция.

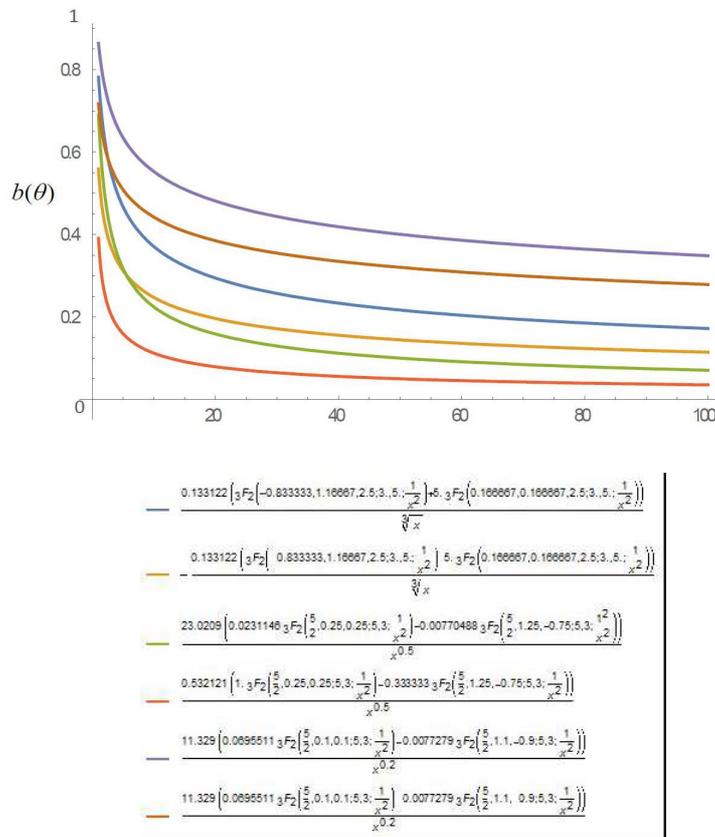


Рис. 2. Нормированная функция пространственной корреляции наклонов волнового фронта в направлении X и Y для различных α . Сверху вниз $\alpha = 3.8$ Y, X; Колмогоровский $\alpha = 11/3$ Y, X; $\alpha = 3.5$ Y, X .

При спектральном индексе $\alpha = 11/3$ выражение (5) переходит в изотропный спектр соответствующий теории Колмогорова-Обухова:

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033C_n^2(\xi)\kappa^{-11/3} \quad (5)$$

Пусть рабочая длина волны оптического излучения равна 1.55мкм, а длину трассы выберем таким образом, что произведение $\lambda L = 10$ см. Выполним расчет для различных спектральных индексов $\alpha = 3.5$, $\alpha = 3.8$ и $\alpha = 11/3$ (Колмогоровская турбулентность). Результаты представлены рис. 2.

Аналитические расчеты были выполнены для нормированной величины пространственной корреляции $b_{x,y}(\theta) = B(\theta)/B(0)$ для двух положения наклонов волнового фронта ($n=1$) по оси X и по оси Y а затем численные для $\alpha = 3.8$, $\alpha = 11/3$, $\alpha = 3.5$. Ниже также представлены аналитические выражения после интегрирования, где ${}_pF_q[\dots]$ - обобщенная гипергеометрическая функция. Из рисунка 2 видно, что корреляции растут с увеличением спектрального индекса α . Размер области изопланатизма меньше для $\alpha = 3.5$, чем в условиях распространения в колмогоровской турбулентности и больше для $\alpha = 3.8$. Это означает, что влияние низких пространственных частот усиливается, а высоких – уменьшается.

Аналогично были выполнены расчеты нормированной пространственной корреляции высших aberrаций. В результате было обнаружено, что область, где сохраняется корреляция, уменьшается с увеличением порядка aberrации, так же как в случае колмогоровской турбулентности. При этом чем выше порядок aberrации, тем меньше отличие для случая Колмогоровской и неколмогоровской турбулентности, то есть область, где сохраняется постоянство aberrаций, а значит зона изопланатизма.

Заключение

В результате исследования зоны изопланатизма адаптивной оптической системы, как области где сохраняется пространственная корреляция aberrаций волнового фронта оптического излучения распространяющегося в неколмогоровской анизотропной турбулентности, обнаружено, что зона изопланатизма увеличивается с увеличением спектрального индекса α отвечающего за степень анизотропии и уменьшается с увеличением порядка aberrации. При этом, чем выше порядок aberrации, тем меньше различия в размере в условиях распространения излучения в изотропной и анизотропной турбулентности.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-79-20077).

Список литературы

1. Носов В.В., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Торгаев А.В. Атмосферная когерентная турбулентность. // Оптика атмосферы и океана. – 2012. – Т. 25. – № 09. – С. 753–759.
2. Gladysz, S., Stein, K., Sucher, E., Sprung, D., Measuring Non-Kolmogorov Turbulence, Proceedings of SPIE – 2013 – Vol. 8890. – P.889013-1
3. Toselli I., Gladysz S. On the General Equivalence of the Fried Parameter and Coherence Radius for Non-Kolmogorov and Oceanic Turbulence // OSA Continuum. – 2019 – Vol.2. – P. 43–48
4. Toselli I., Gladysz S., Filimonov G. Scintillation Analysis of Lidar Systems Operating in Weak-To-Strong Non-Kolmogorov Turbulence: Unresolved Target Case// SPIE Journal of Applied Remote Sensing. – 2018. – Vol.12 – P. 042407-1–042407-1 042407-16
5. Wang Wanjun, Wu Zhensen, Shang Qingchao, and Bai Lu Propagation of Bessel Gaussian beams through non-Kolmogorov turbulence based on Rytov theory// Opt. Express – 2018. – Vol.26. – P. 21712–21724
6. Baykal Y. Scintillations of higher order laser beams in non-Kolmogorov medium. // Opt. Lett. – 2014. – Vol. 39. – P.2160–2163.
7. Gerçekcioğlu H. and Baykal Y. Scintillation and BER for optimum sinusoidal Gaussian beams in weak non-Kolmogorov turbulence // Opt. Commun. – 2014. – Vol. 320. – P.1–5
8. Большасова Л.А., Лукин В.П. Модовый изопланатизм фазовых флуктуаций. // Оптика атмосферы и океана. – 2008. – Т. 21. – № 12. – С. 1070–1075.
9. Baykal Y, Gerçekcioğlu H. Equivalence of structure constants in non-Kolmogorov and Kolmogorov spectra // Opt. Lett. – 2011 – Vol.36. – P. 4554–4556

Том I, с. 431–434

УДК: 681.78 + 551.465.153

ИЗМЕРЕНИЕ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПО ДРОЖАНИЮ ИЗОБРАЖЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА ДАТЧИКОМ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ШЭКА-ГАРТМАНА

Л. А. Больбасова^{1,2}, А. Н. Грицута^{1,2}, В. В. Лавринов¹, В. П. Лукин¹, А. А. Селин¹,
Е. Л. Соин^{1,2}

¹ *Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, 634050, г. Томск, пл. Зуева, 1*

E-mail: sla@iao.ru, gan@iao.ru, lvv@iao.ru, lukin@iao.ru

² *Томский государственный университет, 630055, г. Томск, пр. Ленина, 36*

Аннотация. Рассмотрена задача оперативного измерения величины структурной постоянной показателя преломления воздуха, характеризующей уровень оптической турбулентности. Для ее решения предложено использовать датчик волнового фронта Шэка-Гартмана как дифференциальный измеритель дрожания изображения лазерного пучка. Сконструирован компактный датчик волнового фронта Шэка-Гартмана и макет мобильного трассового измерителя, использующий оригинальные конструкторские решения и программное обеспечение. Обсуждаются практические аспекты использования датчика для атмосферных измерений. Представлены результаты измерений атмосферной турбулентности с одновременными акустическими измерениями на трассе 100 метров.

Ключевые слова: атмосферная турбулентность, датчик волнового фронта

MEASUREMENTS OF ATMOSPHERIC TURBULENCE FROM DIFFERENTIAL IMAGE MOTION OF LASER BEAM BY SHACK-HARTMANN WAVEFRONT SENSOR

L. A. Bolbasova, A. N. Grizuta, V. V. Lavrinov, V. P. Lukin, A. A. Selin, E. L. Soin

Abstract. The problem of real-time measurement of the structural constant of the refractive index of air characterizing the level of optical turbulence is considered. To solve this problem, it is proposed to use the Shack-Hartmann wavefront sensor as a differential measurement of image motion of the laser beam image. The mobile route meter has been created, for this purpose a compact Shack-Hartmann wavefront sensor using original design solutions and software has been designed. Practical aspects of using the sensor for atmospheric measurements are discussed. The results of measurements of atmospheric turbulence with simultaneous acoustic measurements on a 100-meter path are presented.

Keywords: atmospheric turbulence, wavefront sensor

Введение

Атмосферная турбулентность оказывает существенное влияние на распространение звуковых, оптических и радиоволн. Оперативный контроль уровня оптической турбулентности атмосферы важен для оценки влияния на работу оптико-электронных приборов и комплексов, работающих через атмосферу, необходим при выборе места установки наземных телескопов оптического диапазона, а также представляет интерес для климатических и экологических исследований. При этом необходимы мобильные малогабаритные измерители, работающие в реальном масштабе времени.

Для экспериментальной оценки оптической турбулентности атмосферы наибольшее распространение получили приборы, работа которых основана на измерении дрожания изображения астрономического источника на вертикальных трассах или лазерного излучения на горизонтальных атмосферных трассах [1–3]. При этом требуется существенная модификация приемного телескопа установкой на приемную апертуру маски с субапертурами и разделением оптического

излучения далее в оптическом тракте. Затем было предложено датчик волнового фронта Шэка-Гартмана как дифференциальный измеритель дрожания изображения солнца для измерения оптической турбулентности непосредственно в контуре адаптивной оптической системы коррекции флуктуаций излучения в астрономическом солнечном телескопе. Такие системы были реализованы на ряде крупных астрономических телескопах [4, 5]. При этом разработка системы адаптивной оптики для атмосферных приложений сложный и длительный процесс, поскольку проектируются такие системы индивидуально под конкретные турбулентные условия места расположения, а сами компоненты являются дорогостоящими.

В данной работе представлены экспериментальные результаты применения датчика волнового фронта (ДВФ) Шэка-Гартмана (Ш-Г) как дифференциального измерителя дрожания изображения лазерного излучения для измерения уровня атмосферной турбулентности без системы адаптивной оптики и модификации телескопа. Для этого в настоящей работе предложено оригинальное конструкторское решение, и создан компактный датчик волнового фронта Шэка-Гартмана и соответствующее программное обеспечение. Выполнены теоретические исследования влияния параметров раstra на диапазон измеряемых значений.

Датчик волнового фронта Шэка-Гартмана

Классический ДВФ Шэка-Гартмана использующийся в адаптивных оптических системах, для измерения искажений волнового фронта, конструктивно состоит из массива микролинз и светочувствительного устройства. Растр микролинз разделяет падающее излучение на несколько локальных участков. Наличие искажений волнового фронта в некоторой области приводит к фокусировке излучения в точке, отличающейся от теоретического фокуса, или к пересечению с осью в плоскости, не совпадающей с плоскостью для случая идеального волнового фронта. Светочувствительное устройство – матрица камеры расположена в фокальной плоскости раstra и регистрирует смещения энергетических центров тяжести (ЭЦТ) каждого фокального пятна, сформированного отдельной микролинзой, называемое гартманограммой. По смещениям координат ЭЦТ фокальных пятен рассчитываются локальные наклоны волнового фронта, по ним восстанавливается волновой фронт.

ДВФ Шэка-Гартмана характеризуется динамическим диапазоном и чувствительностью. При этом как неоднократно указывалось, эти характеристики датчика должны быть определены и изучены детально для рассматриваемой задачи. В представленной работе были выполнены такие исследования.

Динамический диапазон ДВФ это наибольший наклон волнового фронта, который ДВФ может измерять без пересечения с соседними субапертурами. В рассматриваемой задаче эта характеристика обусловлена атмосферной турбулентностью и определяет верхний предел измеряемых значений. Смещение пятна вызывается локальным градиентом волнового фронта на субапертуре, соответствующий максимальный градиент волнового фронта определяется в соответствии с [6]:

$$\beta_{x,\max} = \frac{d_x}{2f} - 1.22 \frac{\lambda}{d_s}, \quad (1)$$

где f -фокусное расстояние микролинзового раstra, d -размер микролинзы. Оценку углового поля отдельного микролинзового элемента в пространстве изображений необходимо проводить с учетом угловых смещений изображения вызванных атмосферной турбулентностью. Из теории оптических систем

$$tgw' = \Gamma tgw, \quad (2)$$

где Γ - угловое увеличение телескопической системы. Для локальных углов наклона волнового фронта вызванных атмосферной турбулентностью, тангенс угла можно заменить углом. Угловое поле в пространстве предметов определится максимальным углом прихода по уровню 5.

$$\frac{d_x}{2f} - 1.22 \frac{\lambda}{d_s} = \beta_{\max} = \Gamma \times 5 \times \sigma^2, \quad (3)$$

где σ^2 – дисперсия угловых смещений вызванных атмосферной турбулентностью. Тогда для дисперсии угловых смещений получим выражение:

$$\sigma^2 = \left(\frac{1}{5} \times \beta_{x,\max} \frac{1}{\Gamma} \right)^2 = \left(\frac{1}{5\Gamma} \left(\frac{d_x}{2f} - 1.22 \frac{\lambda}{d_s} \right) \right)^2, \quad (4)$$

Дисперсия углов прихода в турбулентной атмосфере для коллимированного лазерного пучка:

$$\sigma^2 = 2.88 C_n^2 L D^{-1/3}, \quad (5)$$

где L – длина трассы, D – диаметр субапертуры, C_n^2 – структурная постоянная показателя преломления. Тогда использование (5) и (4) позволяет оценить максимальное измеряемое значение оптической турбулентности атмосферы датчиком волнового фронта Шэка-Гартмана, в зависимости от параметров растра и длины трассы, а также исследовать их влияние. Важным преимуществом конструкции разработанного ДВФ является возможность замены растров с различным фокусным расстоянием, так как такая замена позволяет менять диапазон измеряемых значений.

Экспериментальные исследования

Идеология использования ДВФ для измерений атмосферной турбулентности основана на применении дифференциального метода, что позволяет исключить влияние инструментальных дрожаний изображения, связанных с вибрацией конструкций прибора [1]. Теоретическое обоснование применения дифференциального метода в ДВФ Шэка-Гартмана для оценки оптической турбулентности атмосферы и скорости ветра можно найти в работе [7].

Экспериментальные исследования проводились на атмосферной трассе 100 метров. Лазерный источник с длиной волны 532 нм располагается в конце трассы. Схема экспериментов представлена на рисунке 1. Разработанный ДВФ жестко крепится к телескопу, являющейся приемной апертурой излучения (рис. 2а). Для согласования размеров используется линза с рассчитанным фокусным расстоянием. Для работы в первую очередь необходимо обеспечить соосность оптической системы лазерного источника и телескопической системы. Для этого использовался лазерный источник, представляющий собой автономный прибор с возможностью юстировки по осям, затем выполнялась юстировка камеры, смещение вдоль по оптической оси в фокальную плоскость растра, смещение согласующей линзы вдоль оптической оси в сопряженную плоскость, а также юстировка растра микролинз.

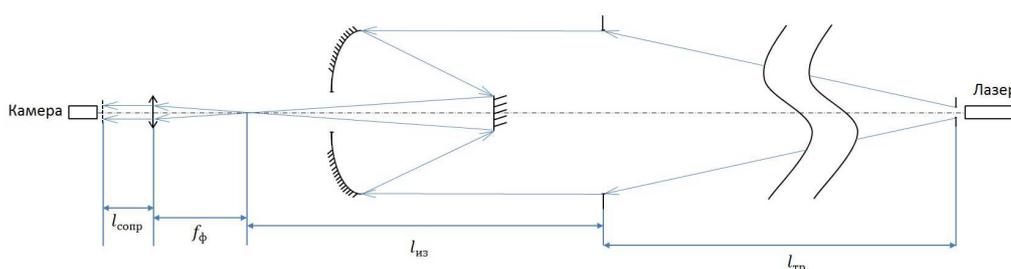


Рис. 1. Схема эксперимента.

Оперативные вычисления уровня атмосферной турбулентности производятся на основе вычисления дисперсии дрожания σ^2 . Измеряемыми величинами являются угловые смещения двух изображений в фокальной плоскости растра. Положение изображения в фокальной плоскости микролинзового растра регистрируется камерой. Положение каждого регистрируемого изображения определяется положением ЭЦТ изображения, то есть характеризуется координатами ЭЦТ изображения в системе координат, связанной с матрицей приемника. Для измерений атмосферной турбулентности используются данные двух субапертур ДВФ на параллельном разное, в результате отсутствует необходимость использования данных всех ЭНЦ на гартманограмме. Поэтому использование ДВФ Ш-Г для измерения атмосферной турбулентности, несколько уменьшает требования к качеству гартманограммы по сравнению с применением для измерения фазовых

искажений оптического излучения вызванных атмосферной турбулентностью в адаптивных системах и уменьшает время на математические вычисления. Пример полученной гартмограммы представлен на рисунке 2б. Одновременно проводились синхронные измерения акустическим методом структурной постоянной показателя преломления атмосферы проводились с помощью сертифицированного прибора автоматизированной ультразвуковой станцией. В результате было получено хорошее согласие между измеренными величинами двумя методами.



Рис. 2. а) Внешний вид макета измерителя с ДВФ. б) Полученная гартмограмма.

Заключение

Предложено использовать датчик волнового фронта Шэка-Гартмана как дифференциальный измеритель дрожания изображения лазерного пучка. Результаты измерения оптической турбулентности атмосферы по дрожанию изображения лазерного пучка датчиком волнового фронта Шэка-Гартмана на горизонтальной трассе с одновременными измерениями акустическим методом сертифицированным прибором показали хорошее согласие. В заключении отметим, что представленный метод может использоваться на вертикальных трассах, для астрономических приложений, а сконструированный ДВФ для измерения искажений волнового фронта излучения в адаптивных оптических системах.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант № 17-79-20077).

Список литературы

1. Sarazin, M. & Roddier, F. The ESO differential image motion monitor // *Astronomy and Astrophysics*. – 1990. – Vol. 227. – P. 294–300.
2. Tokovinin A. Tokovinin A., Kornilov V. Accurate seeing measurements with MASS and DIMM// *MNRAS*. – 2007. – Vol. 381. – P. 1179–1189
3. Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Лавринова Л.Н., Лукин В.П. Дифференциальный оптический измеритель параметров атмосферной турбулентности.// *Оптика атмосферы и океана*. – 1998. – Т.11, № 11. – С. 1219–1223.
4. G. V. Scharmer, T. I.M. van Werkhoven S-DIMM+ height characterization of day-time seeing using solar granulation // *Astronomy & Astrophysics*. – 2010. – Vol.513. – P. A25
5. Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Большасова Л.А., Емалеев О.Н., Коняев П.А., Копылов Е.А., Ковадло П.Г., Колобов Д.Ю., Кудряшов А.В., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П., Чупраков С.А., Селин А.А., Шиховцев А.Ю. Адаптивная оптическая система для солнечного телескопа, обеспечивающая его работоспособность в условиях сильной атмосферной турбулентности. // *Оптика атмосферы и океана*. - 2016.- Т. 29.- № 11. – С. 895–904.
6. ГОСТ Р ИСО 15367-2-2012 Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерения формы волнового фронта пучка лазерного излучения. Ч.2 Датчики Шока-Гартмана. М. Стандартинформ. – 2013
7. Антошкин Л.В., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П. Дифференциальный метод в измерении параметров турбулентности и скорости ветра датчиком волнового фронта. // *Оптика атмосферы и океана*. – 2008. – Т. 21. – № 01. – С. 75–80.

Том I, с. 435–439

УДК: 621.38

ИСТОЧНИК ПОЛИГАРМОНИЧЕСКОГО ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕМ, ПОСТРОЕННЫЙ НА ОСНОВЕ ТЕХНОЛОГИЙ МИКРОВОЛНОВОЙ ФОТОНИКИ

Л. М. Фасхутдинов

*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева –
КАИ 420111, Республика Татарстан, г. Казань, ул. Карла Маркса, д. 10
E-mail: fatum.fl@gmail.com, n2i2@mail.ru, microoil@mail.ru, artem.a.kuznetsov@bk.ru*

Аннотация. В данной работе рассматриваются вопросы: получения полигармонических излучений с двумя, тремя и более составляющими в спектре на основе технологий микроволновой фотоники; их поляризационного мультиплексирования; применения в волоконно-оптических измерительных системах и подсистемах мониторинга телекоммуникационных систем. Показана возможность получения полигармонических излучений с подавлением только четных или только нечетных составляющих в спектре, различным по ортогональным поляризациям. Разработан эффективный и простой способ преобразования одночастотного колебания в полигармоническое с поляризационным мультиплексированием, характеризующийся высоким коэффициентом преобразования частоты, высокой степенью спектральной чистоты выходного колебания, полностью подавленной несущей, малыми изменениями амплитуд полезных спектральных составляющих при отклонении параметров преобразования от оптимальных, возможностью получения разностной частоты, равной частоте модуляции.

Ключевые слова: радиофотонное звено, поляризационное мультиплексирование, полигармоническое зондирование, модулятор Маха-Цендера

MICROWAVE PHOTONIC POLYHARMONIC PROBING RADIATION SOURCE WITH POLARIZATION MULTIPLEXING

L. M. Faskhutdinov

Abstract. This paper addresses the following issues: obtaining polyharmonic radiation with two, three or more components in the output spectrum by microwave photonics technology; their polarization multiplexing; applications in fiber-optical measuring systems and monitoring subsystems of telecommunication systems. The possibility of obtaining polyharmonic radiations with the suppression of only even or only odd components in the spectrum with orthogonal polarizations is shown. An efficient and simple method of converting single-frequency oscillations into polyharmonic with polarization multiplexing has been developed.

Keywords: radiophotonic unit, polarization multiplexing, polyharmonic probing, Mach-Zehnder Modulator

Введение

Поляризационные характеристики волоконно-оптических измерительных и телекоммуникационных систем и их элементов стали объектом детального изучения последних лет. С возобновлением интереса к когерентным системам передачи информации, развитием квантовых технологий кодирования, созданием сверхскоростных линий связи на первый план выходит необходимость построения систем мониторинга поляризационных характеристик селективных элементов и передающей линии в целом.

Существующие решения [1] по формированию полигармонических поляризационно-мультиплексированных зондирующих излучений основаны на параллельном каскадировании, либо интерферометрическом включении нескольких электрооптических модуляторов, как правило, сложной структуры. При этом они модулируются радиосигналами разной частоты (для обеспечения разделения поляризационных каналов на приемном конце), а для выделения нужной

поляризации используют поляризационные контроллеры. Данные решения не учитывают поляризационные свойства непосредственно самих электрооптических кристаллов. Для устранения указанных недостатков предлагается решить задачу формирования перестраиваемых по разностной частоте полигармонических лазерных излучений с поляризационным мультиплексированием путем применения тандемного амплитудно-фазового модуляционного преобразования (АФМП) одночастотного лазерного излучения в стандартных телекоммуникационных электрооптических модуляторах 2.

Амплитудно-фазовое модуляционное преобразование одночастотного излучения в полигармоническое

Формирование симметричного излучения с подавленной несущей можно осуществить за счет переключения фазы амплитудно-модулированного сигнала в момент достижения его огибающей нулевого значения. Двухчастотное излучение может быть получено с помощью тандемной схемы: амплитудного модулятора, работающего на линейном участке рабочей характеристики, и фазового. При этом для управления фазовым модулятором используется блок преобразования синусоидального сигнала с частотой Ω в меандр с частотой $\Omega/2$ для фазовой коммутации с соответствующими амплитудами управляющих напряжений.

Спектр излучения для двух составляющих на выходе модуляторов в данном случае описывается выражением:

$$E_{\text{АФМ}}(t) = 0.49E_0 [\sin(\omega + \Omega/2)t - \sin(\omega - \Omega/2)t] + 0.007E_0 [\sin(\omega + 3\Omega/2)t - \sin(\omega - 3\Omega/2)t] + \dots \quad (1)$$

Разностная частота между составляющими двухчастотного излучения Ω равна частоте модулирующего сигнала. Составляющие высших гармоник можно не учитывать в силу малости их амплитуд. Получено сужение разностной частоты в два раза по сравнению с классическими схемами ее удвоения, применяемыми в практике известных радиопотонных систем, например, при использовании одного амплитудного модулятора, работающего для подавления несущей в «нулевой» точке модуляционной характеристики. Спектрально чистое излучение может быть получено с использованием последовательного радиопотонного звена, предложенного в [3] и показанного на рис. 1. Амплитудный модулятор работает в точке квадратуры, фазовый модулятор коммутирует фазу полученного АМ-излучения на 180° при каждом прохождении его огибающей минимума.

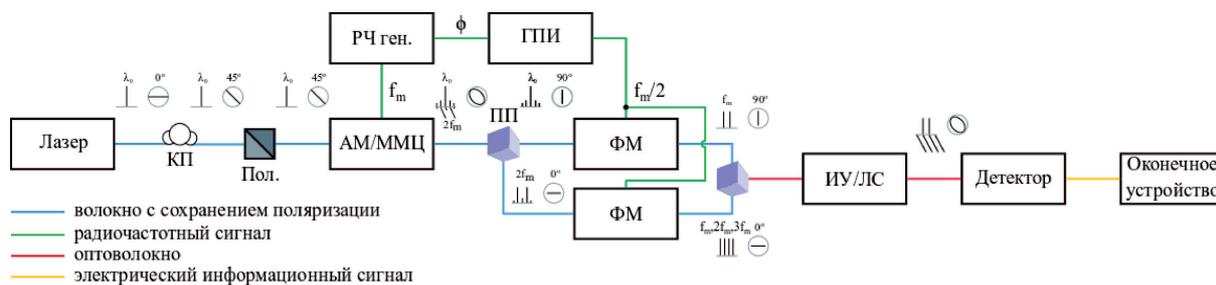


Рис. 1. Радиопотонное звено последовательного типа с полным подавлением несущей: КП – контроллер поляризации, ГПИ – генератор прямоугольных импульсов, АМ/ФМ – амплитудный/фазовый модулятор, ИУ/ЛС – исследуемое устройство.

Максимальный коэффициент преобразования первой полезной составляющей равен 0,64. При коэффициенте преобразования 0,58 коэффициент нелинейных искажений не превышает 1%. Есть еще два важных момента, которые стоит отметить, – это равенство амплитуд спектральных составляющих и противоположность их фаз, вне зависимости от расположения рабочей точки, и простоты перестройки частоты, что объясняется использованием одного модулирующего сиг-

нала. На рис. 2 показ спектры излучения в различных точках работы схемы и соответствующие им поляризационные состояния.

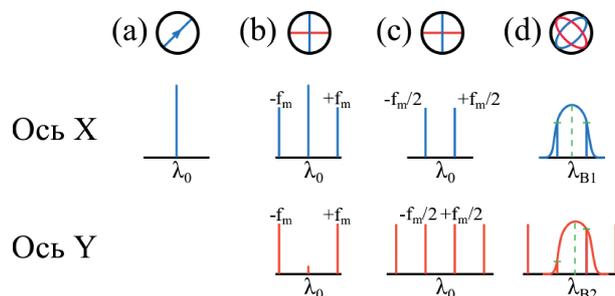


Рис. 2. Поляризация и соответствующие спектры при АФМП.

Данная схема формирователя полигармонического излучения с поляризационным мультиплексированием обладает следующим рядом преимуществ:

- возможность получения разностной частоты равной модулирующей;
- возможность полного подавления несущей;
- простота реализации.

Следующим соотношением описывается спектральный состав выходного излучения формирователя:

$$\begin{aligned}
 E_{out}(t) &= -2E_0 \sin(\omega_0 t) \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1} \left(\frac{\pi}{2} \right) \sin((2k+1)\omega_{RF}t) = \\
 &= 2E_0 \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1} \left(\frac{\pi}{2} \right) \begin{bmatrix} \cos((\omega_0 + (2k+1)\omega_{RF})t) \\ -\cos((\omega_0 - (2k+1)\omega_{RF})t) \end{bmatrix} \approx \\
 &\approx E_0 J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) [\cos((\omega_0 + \omega_{RF})t) - \cos((\omega_0 - \omega_{RF})t)].
 \end{aligned} \tag{2}$$

Управляя параметрами модуляционного преобразования можно получить подавление только четных или только нечетных гармоник спектра. Данные параметры сведены в таблицу 1.

Таблица 1. Параметры модуляционного преобразования для случаев подавления только нечетных (слева) или только четных (справа) гармоник

Параметры модуляции и амплитуда	Количество спектральных составляющих N				Параметры модуляции и амплитуда	Количество спектральных составляющих N			
	Одна	Три	Пять	Семь		Две	Четыре	Шесть	Восемь
X	0	1,828	4,22	6,59	X	1,84	3,05	5,31	7,90
J ₀ (X)	1	0,323	-0,373	0,27	J ₁ (X)	0,582	0,319	-0,346	0,220
J ₂ (X)	0	0,323	0,323	-0,31	J ₃ (X)	0,105	0,319	0,302	-0,289
J ₄ (X)	0	0,025	0,323	0,27	J ₅ (X)	-	0,046	0,300	0,210
J ₆ (X)	0	0	0,06	0,31	J ₇ (X)	-	-	0,073	0,314

Экспериментальные результаты

Структурная схема экспериментальной установки изображена на рис. 3. В установке используется узкополосный лазерный источник ЛД с распределенной обратной связью с центральной длиной волны 1550 нм и шириной спектра менее 10 МГц.

Выход устройства изначально контролировался с помощью оптического анализатора спектра. Однако, в связи с низкими частотами модуляции (менее 1 ГГц), разрешающая способность анализатора не позволила выделить боковые составляющие в спектре. По этой причине контроль осуществлялся после гетеродинирования; с помощью осциллографа, включенного на выходе

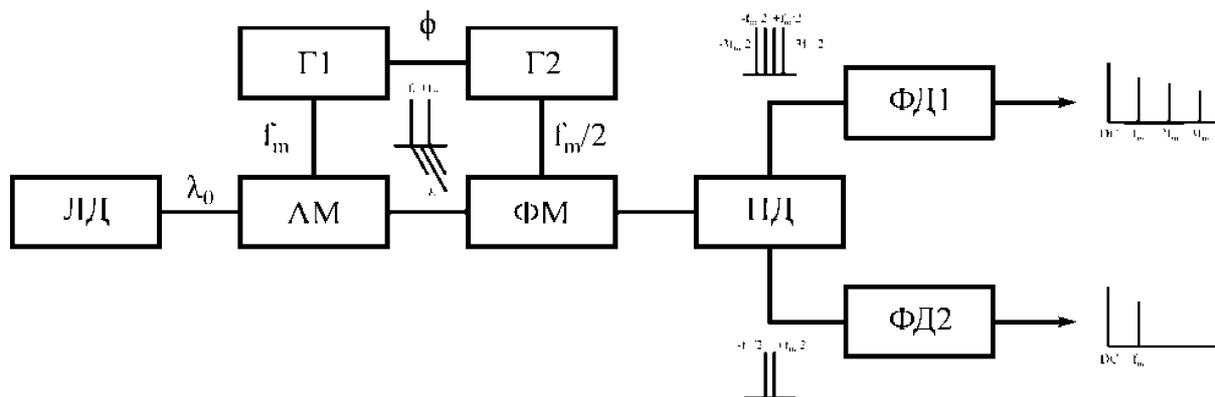


Рис. 3. Структурная схема экспериментальной установки: ЛД – лазерный диод; АМ/ФМ – амплитудный/фазовый модулятор; Г1, Г2 – генераторы радиочастоты; ПД – поляризационный делитель; ФД1, ФД2 – фотодиоды.

фотодиода ФД. На рис. 4 представлен испытательный стенд для реализации метода амплитудно-фазовой модуляции. В качестве амплитудного модулятора АМ был использован модулятор Маха-Цендера предоставленный ПАО «ПНППК». Фазовая модуляция осуществлялась с помощью электрооптического модулятора ФМ Thorlabs LN53S-FC. Фазы генераторов синхронизированы. АМ модуляция осуществлялась с частотой 480 МГц, фазовая – с частотой в два раза меньше – 240 МГц. Используемый осциллограф имеет встроенную операцию фурье-преобразования, позволяющую наблюдать спектр сигнала биений в реальном времени.



Рис. 4. Испытательный стенд.

В результате были получены сигналы со спектрами, изображенными на рис. 5, для медленной и быстрой осей поляризации.

Частота биений в канале быстрой оси поляризации равна удвоенной частоте фазовой модуляции и, соответственно, одинарной частоте амплитудной модуляции, несущая была подавлена. В канале медленной оси поляризации возникли дополнительные гармоники, так как произошла независимая фазовая модуляция боковых частот, частоты биений при этом составили: f_m , $2f_m$ и $3f_m$.

Заключение

Был предложен способ формирования полигармонических зондирующих излучений с поляризационным мультиплексированием на основе тандемной амплитудно-фазовой модуляции. Показано, что его использование позволяет: добиться высокой степени подавления несущей и «чистоты» выходного спектра; получить различные по структуре полигармонические излучения, разделенные по поляризационным осям; формировать излучения с разностной частотой составляющих, равной частоте модуляции, что важно при решении задач зондирования узкополосных

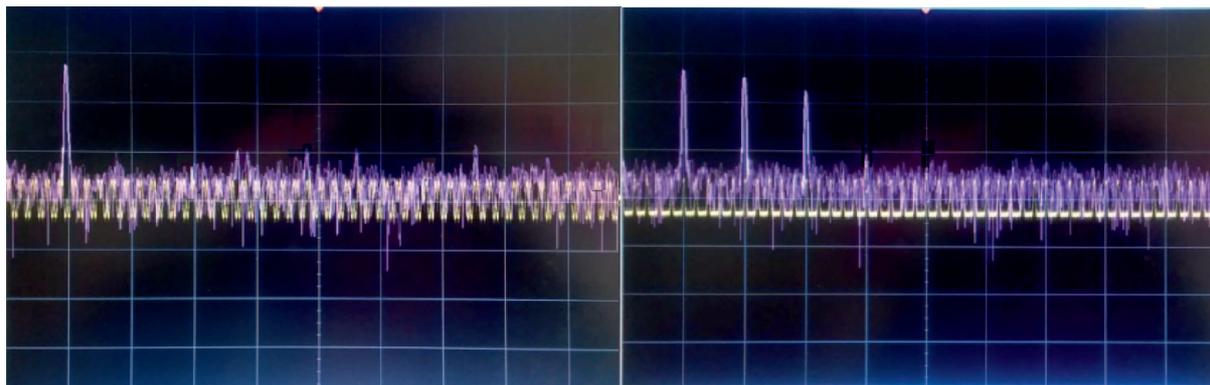


Рис. 5. Спектры сигналов на выходе фотодиода после амплитудно-фазовой модуляции: сигнал биений для быстрой (слева) и медленной (справа) осей поляризации.

структур и позволяет избежать сложной структуры построения опорного канала измерений. Результаты теоретических исследований были подтверждены результатами физических экспериментов, что позволило разработать структуры и макеты формирователей указанного класса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания КНИТУ-КАИ № 8.6872.2017/8.9.

Список литературы

1. Yu Xiang, Shilong Pan. GaAs-based polarization modulators for microwave photonic applications // *Front. Optoelectron.* – 2015. – V.11. – P. 1-11.
2. Морозов О.Г., Айбатов Д.Л., Садеев Т.С. Синтез двухчастотного излучения и его применение в волоконно-оптических системах распределенных и мультиплексированных измерений // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы.* – 2010. – Т. 13. – № 3. – С. 84-91.
3. Фасхутдинов Л.М. Модуляционные методы формирования спектрально чистого двухканального полигармонического излучения с одинаковой разностной частотой и поляризационным мультиплексированием. Экспериментальные результаты // *Инженерный Вестник Дона.* – 2017. – № 4. URL: <http://www.ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4y2017/4578>.

Том I, с. 440–443

УДК: 550.388.2; 554.510.535

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ФЛУКТУАЦИЙ ФАЗЫ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРНУЮ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

В. В. Лавринов, Л. Н. Лавринова

¹ *Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, 634050, г. Томск, пл. Зуева, 1
E-mail: lvv@iao.ru*

Аннотация. При адаптивной коррекции турбулентных искажений оптического излучения измерения, полученные датчиком волнового фронта Шэка–Гартмана, обладают корреляционными свойствами. В пространственно-временной корреляционной зависимости от флуктуаций фазы оптического излучения находятся координаты фокальных пятен на гартманограммах, которые зарегистрированы видеокамерой в течение определенного времени. С другой стороны, координаты центров тяжести фокальных пятен рассчитываются с помощью алгоритмов центрирования. Для оценивания координат центров тяжести по изображению фокальных пятен следует использовать корреляционный подход, который опирается на сравнение тех же фазовых флуктуаций. Представлены результаты численных экспериментов.

Ключевые слова: адаптивная оптическая система, атмосферная турбулентность, фазовые флуктуации, координаты центроида

STATISTICAL PROPERTIES OF PHASE FLUCTUATIONS OF OPTICAL RADIATION PROPAGATING THROUGH ATMOSPHERIC TURBULENCE

V. V. Lavrinov, L. N. Lavrinova

Abstract. With the adaptive correction of turbulent distortions of optical radiation, measurements obtained by the Shack–Hartman wavefront sensor have correlation properties. The spatio-temporal correlation dependence on the phase fluctuations of optical radiation contains the coordinates of the focal spots on the hartmanograms, which were recorded by a video camera during a certain time. On the other hand, the coordinates of the centers of gravity of the focal spots are calculated by the centering algorithms. To estimate the coordinates of the centers of gravity from the image of focal spots, one should use the correlation approach, which relies on the comparison of the same phase fluctuations. The results of numerical experiments are presented.

Keywords: adaptive optical system, atmospheric turbulence, phase fluctuations, centroid coordinates

Введение

Функционирование оптических систем в атмосфере сопровождается различного рода помехами: поглощением и рассеянием света молекулами, регулярной и случайной рефракцией лучей, турбулентными флуктуациями амплитуды и фазы оптических волн. Одни из них приводят к невозможным энергетическим потерям и могут быть минимизированы путем соответствующего выбора параметров оптической системы. Другие помехи, связанные с искажением фазовой структуры оптического сигнала, ведут к перераспределению энергии поля в сечении пучка и могут быть устранены методами адаптивной оптики.

Любая система адаптивной оптики (АО) является динамической системой и обладает ограниченной полосой частот, то есть конечным временем запаздывания [1]. Зная скорость ветра и параметры атмосферной турбулентности можно управлять процессом коррекции турбулентных искажений оптического излучения в реальном времени. С одной стороны, корреляционные свойства измерений датчика волнового фронта (ДВФ) Шэка–Гартмана позволяют определить скорость ветра и параметры атмосферной турбулентности на входной апертуре системы. С другой стороны, использование корреляционного подхода к измерениям волнового фронта на этапе

извлечения информации об искажениях волнового фронта, по которой выполняется его реконструкция, значительно сокращает время обработки измерений датчика. Алгоритмическая часть датчика обрабатывает двумерные распределения фазы, визуально представленные как цифровыми изображениями или в виде двумерных функций, значениями которых являются интенсивности пикселей. Для идентификации цифровых изображений с целью извлечения дополнительной информации в виде меры их совпадения применяется вычисление корреляции рассматриваемых цифровых изображений.

Численная модель фазовых флуктуаций светового поля

Фазовые искажения светового поля представляют случайное поле коэффициентов показателя преломления из интервала $l_0 \ll \rho \ll L_0$ и соответствуют спектральной плотности фазовых флуктуаций светового поля, которая задается спектром фон Кармана [2]:

$$F_S(\varepsilon_{K,M}) = 0,489r_0^{-5/3} (\varepsilon_{K,M}^2 + \varepsilon_0^2)^{-11/6} \exp(-\varepsilon_{K,M}^2/\varepsilon_m^2), \quad (1)$$

где $\varepsilon_0 = 2\pi/L_0$, $\varepsilon_m = 5.92/l_0$; L_0, l_0 – внешний и внутренний масштабы неоднородностей.

Поступательное движение случайного поля фазовых флуктуаций, описываемого спектром фон Кармана (1), выражается смещением распределения двумерного массива $\Phi_{L,M}$ из коэффициентов Фурье для случайного поля фазовых флуктуаций вдоль входной апертуры адаптивной системы в момент времени t и соответствует добавлению линейной составляющей к фазе Фурье – образа, т.е.:

$$\Phi_{L,M} = [F_S(\varepsilon_{L,M})]^{1/2} \Delta\varepsilon \exp(i\varphi_{rand}) \exp(i\Delta\varepsilon t [v_x L + v_y M]), \quad (2)$$

где $\varepsilon_{L,M} = \Delta\varepsilon\sqrt{L^2 + M^2}$; φ_{rand} – равномерно распределенная фаза Фурье – образа в интервале $[0, 2\pi]$; L, M – индексы, соответствующие узлам расчетной сетки; $\Delta\varepsilon = 2\pi/(N_{grid} \cdot \Delta\rho)$; $\Delta\rho$ – расстояния между разнесенными точками с координатами $\rho = (x, y)$. $v_x = |\mathbf{v}| \cos(\theta)$, $v_y = |\mathbf{v}| \sin(\theta)$ – поперечные составляющие скорости ветра; θ – угол между направлением вектора скорости ветра и осью абсцисс. Компонента v_y невелика, и ею можно пренебречь, полагая, что $\theta = 0$.

Корреляционный алгоритм определения скорости ветра

Скорость ветра и процессы изменения турбулентных искажений под действием ветра связаны корреляционными соотношениями, которые проявляются в измерениях датчика волнового фронта (ДВФ) Шэка–Гартмана. Чтобы выявить статистические свойства пространственно-временной корреляционной связи флуктуаций фазы оптического излучения и измерений, полученных датчиком, в численных экспериментах будет применена модель динамической турбулентности [1]. Суть данной модели в следующем: турбулентность, движущаяся в поперечном направлении со скоростью ветра, согласно с гипотезой «замороженности» турбулентности [2] представляет совокупность коррелированных случайных фазовых экранов, каждый из которых, начиная со второго, фактически в течение времени τ (время «замороженности») является результатом смещения в поперечном направлении первого экрана.

В плоскости регистрации датчика локальные наклоны волнового фронта, проходящего на входную апертуру системы, представляются в виде смещений координат центроидов (энергетических центров тяжести фокальных пятен) измеряемого волнового фронта относительно опорного. Для каждого фокального пятна путем несложных вычислений определяются координаты k – го центроида (ξ_k, η_k – для измеряемого и ξ_k^0, η_k^0 – для опорного волновых фронтов).

Разности координат измеряемого волнового фронта, относительно опорного $\Delta\xi_k = \xi_k - \xi_k^0$ образуют матрицу в момент времени t . Такие матрицы, соответствующие каждой из зарегистрированных N_{scr} гартманограмм, последовательно размещаются в матрице C_ξ . Поперечная составляющая скорости ветра v_x в плоскости линзового раstra, состоящего из $N_{lens} \cdot N_{lens}$ микролинз с размером субапертуры D_a , соответствует скорости ветрового переноса турбулентности вдоль входной апертуры системы и определяется из корреляционного анализа матрицы C_ξ .

Между последним (или первым) столбцом матрицы C_ξ и всеми предыдущими (или последующими) столбцами, вычисляются коэффициенты корреляции, которые образуют поле корреляции $R_{\xi\xi}$. Вычисление скорости ветрового переноса турбулентности выполняется в результате анализа корреляционного поля $R_{\xi\xi}$. Полагаем, что конкретные турбулентные искажения волнового фронта за время τ переместились на расстояние, соответствующее N_s столбцам матрицы C_ξ . В матрице C_ξ – это расстояние между анализируемым столбцами, которому соответствует расстояние между двумя коэффициентами корреляции с максимальными значениями на корреляционном поле $R_{\xi\xi}$.

При вычислении скорости поперечного ветрового переноса турбулентных неоднородностей целесообразно использовать дифференциальный подход [3], поскольку смещение изображения, определяемое дрожанием измерителя, может быть много больше смещений, обусловленных атмосферной турбулентностью. Суть применения дифференциального метода в корреляционном анализе измерений датчика заключается в том, что в расчетах используются разности между элементами соседних строк матрицы C_ξ . Матрица C_ξ образована значениями смещений центроидов измеряемого волнового фронта относительно опорного. Строки и столбцы матрицы нумеруются сверху вниз и слева направо, соответственно: $i = 1, 2, \dots, N_{lens}$; $j = 1, 2, \dots, N_{lens}$. Скорость ветра определяется в результате анализа данной матрицы.

Фазовые флуктуации светового поля в плоскости линзового раstra соответствуют флуктуациям угла прихода. Дисперсия флуктуаций угла прихода на субапертуру диаметром D_a вычисляется по формуле [4]:

$$\sigma_\alpha^2 = A_\alpha \lambda^2 r_0^{-5/3} D_a^{-1/3}, \quad (3)$$

где в рамках модели турбулентности Колмогорова $A_\alpha = \frac{A}{1,692\pi^2}$; $A = 1,46$ при $l_0 < D_a < \sqrt{\lambda L}$; $A = 2,9$ при $L_0 > D_a > \sqrt{\lambda L}$.

Дисперсия разности угловых смещений центроидов для двух субапертур диаметром D_a , расположенных в плоскости входного зрачка на расстоянии d друг от друга в направлении разноса субапертур выражается в виде:

$$\sigma_l^2 = 2r_0^{-5/3} \lambda^2 (A_\alpha D_a^{-1/3} - 0,097d^{-1/3}). \quad (4)$$

Для $A = 1,46$, с учетом $\alpha = \frac{\Delta\xi}{f}$ дисперсия флуктуаций координаты ξ имеет вид:

$$\sigma_\xi^2 = 0,022 \left(\frac{\lambda f}{D_a} \right)^2 \left(\frac{D_a}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (5)$$

По измерениям дисперсии флуктуаций координаты ξ рассчитываются параметры турбулентности: параметр Фрида r_0 и C_n^2 .

Исходя из целесообразности дифференциального подхода дисперсия разностей координат центроидов $\xi_l - \xi_m$ выражается в виде:

$$\sigma_{\Delta\xi}^2 = 0,194 \lambda^2 f^2 r_0^{-5/3} \left(0,227 D_a^{-1/3} - d^{-1/3} \right). \quad (6)$$

В линзовом растре с плотной упаковкой линз диаметром D_a расстояние между центрами анализируемых субапертур и, соответственно, расстояние между столбцами в матрице C_ξ определяется выражением $d = D_a \cdot (n_{scr} - n_{corr}) = D_a N_s$, где N_s – число столбцов в матрице C_ξ , при этом номера n_{corr} , n_{scr} соответствуют номерам столбцов с максимальным значением коэффициента корреляции. Таким образом, имеет место выражение:

$$\sigma_{\Delta\xi}^2 = 0,194 \left(\frac{\lambda f}{D_a} \right)^2 \left(\frac{D_a}{r_0} \right)^{5/3} \left(0,227 - N_s^{-1/3} \right). \quad (7)$$

Корреляция случайных функций ξ_l и ξ_m , представляющих столбцы в матрице C_ξ , имеет максимальное значение, если $\sigma_{\Delta\xi}^2 = 0$, т.е. если $0,227 - N_s^{-1/3} = 0$. Тогда имеет место следующее выражение:

$$R(\xi_l, \xi_m) = 1, 0 - \frac{\sigma_{\Delta\xi}^2}{\sigma_{\xi_l}^2 + \sigma_{\xi_m}^2}. \quad (8)$$

Корреляционный алгоритм центрирования фокальных пятен

Оптическим элементом в датчике Шэка–Гартмана является микролинзовый растр, который разбивает световое поле с фазовыми искажениями в приближении геометрической оптики на парциальные пучки. Пучки фокусируются в плоскости регистрации видеокамеры, где образуют матрицу из фокальных пятен или гартманограмму.

Микролинза соответствует субапертуре размерностью $N_{rastr} \cdot N_{rastr}$; $N_{rastr} = N_{grid}/N_{lens}$, где $N_{grid} \cdot N_{grid}$ – размерность фазовых распределений на входной апертуре системы и в результате реконструкции; $N_{lens} \cdot N_{lens}$ – число субапертур в растре. На субапертуре формируется распределение интенсивности, которое представляет информацию об искажениях светового поля, попадающего в пределы субапертуры, интегрируемое к виду локального наклона, пропорционального смещению центра тяжести соответствующего фокального пятна относительно номинального центра тяжести.

Суть корреляционного подхода к центрированию фокальных пятен заключается в том, что, используя корреляционную связь измеряемого фазового распределения, попадающего в пределы субапертуры, с фазовым распределением в пределах той же субапертуры, например, для плоского волнового фронта, определить смещение центроида. Такая корреляционная связь определяется в виде свертки. Физический смысл функций свертки и корреляции состоит в том, что они являются количественной мерой совпадения (сходства) двух анализируемых распределений. Теоремы о свертке и корреляции [4] дают возможность вычисления функций свертки и корреляции через преобразование Фурье. Тем самым на основе преобразования Фурье определяется смещение центроида для измеряемого волнового фронта в пределах субапертуры относительно центроида для опорного волнового фронта.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-79-20077).

Список литературы

1. Лавринов В.В. Динамическое управление адаптивно-оптической коррекцией турбулентных искажений лазерного излучения // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т.30, № 10. С. 893-901.
2. Лукин В.П., Фортес Б.В. Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН. 1999. – 211 с.
3. Антошкин Л.В., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П. Дифференциальный метод в измерении параметров турбулентности и скорости ветра датчиком волнового фронта // Оптика атмосферы и океана. – 2008. – Т.21, № 1. – С. 75–80.
4. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. Москва: Наука. 1976. – 277 с.
5. Тропченко А Ю., Тропченко А.А. Цифровая обработка сигналов. Методы предварительной обработки. Учебное пособие по дисциплине «Теоретическая информатика». – СПб: СПбГУ ИТМО, 2009. – 100 с.

Том I, с. 444–447

УДК: 550.388.2; 554.510.535

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ «СИЛЬНОЙ» ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИЗМЕРЕНИЯ ДАТЧИКА ВОЛНОВОГО ФРОНТА ШЭКА-ГАРТМАНА

В. В. Лавринов, Л. Н. Лавринова

¹ *Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, 634050, г. Томск, пл. Зуева, 1
E-mail: lvv@iao.ru*

Аннотация. В качестве инструмента для исследований адаптивной коррекции турбулентных искажений оптического излучения в датчике волнового фронта Шэка–Гартмана используется реконструкция волнового фронта на основе аппроксимации волновой функции набором из полиномов Цернике. Точность реконструкции фазового распределения светового поля, приходящего на входную апертуру системы, определяется информацией о световом поле, формируемой в плоскости видеокамеры в виде гартманогаммы. Ряд внешних факторов, таких как, конструктивные особенности оптоэлектронной системы, выражающиеся виньетированием линзового раstra, круглая форма входной апертуры системы, а также наличие «сильной» турбулентности на трассе распространения оптического излучения влияют на заполнение гартманогаммы фокальными пятнами и ее представление в плоскости регистрации. На основе численных экспериментов выполнены исследования, оценивающие точность реконструкции фазового распределения светового поля в зависимости от интенсивности турбулентных искажений оптического излучения с учетом обозначенных внешних факторов.

Ключевые слова: адаптивная оптическая система, атмосферная турбулентность, фазовые флуктуации, координаты центраида

ANALYSIS OF THE INFLUENCE OF «STRONG» TURBULENCE IN THE PROPAGATION OF OPTICAL RADIATION ON THE MEASUREMENTS OF THE SHACK-HARTMAN WAVEFRONT SENSOR

V. V. Lavrinov, L. N. Lavrinova

Abstract. As a tool for investigating the adaptive correction of turbulent distortions of optical radiation in the Shack – Hartmann wavefront sensor, wavefront reconstruction is used based on the approximation of the wave function by a set of Zernike polynomials. The accuracy of the reconstruction of the phase distribution of the light field arriving at the entrance aperture of the system is determined by the information about the light field formed in the plane of the video camera in the form of a hartmanogram. A number of external factors, such as the design features of the optoelectronic system, expressed by the vignetting of the lens raster, the round shape of the entrance aperture of the system, and the presence of «strong» turbulence on the optical propagation path affect the filling of the hartmanogram with focal spots and its representation in the recording plane. On the basis of numerical experiments, studies were performed evaluating the accuracy of reconstructing the phase distribution of the light field depending on the intensity of turbulent distortion of optical radiation, taking into account the identified external factors.

Keywords: adaptive optical system, atmospheric turbulence, phase fluctuations, centroid coordinates

Введение

Датчик волнового фронта (ДВФ) Шэка–Гартмана является одним из элементов в системе адаптивной оптики (АО), выполняющей коррекцию фазовых искажений оптического излучения при распространении в турбулентной атмосфере. Задача ДВФ – измерение аберраций волнового фронта в процессе работы адаптивной системы и их передача на корректирующее устройство.

Оптическим элементом в ДВФ Шэка–Гартмана является линзовый растр, который в приближении геометрической оптики разбивает приходящее на входную апертуру системы световое

поле на парциальные пучки. Каждая микролинза фокусирует отдельный парциальный пучок в плоскость видеокамеры. В плоскости камеры формируется гартманограмма в виде матрицы из фокальных пятен, по смещениям которых относительно опорной гартманограммы реконструируется на основе аппроксимации волновой функции набором из полиномов Цернике фазовое распределение, являющееся результатом приближения волнового фронта, пришедшего на входную апертуру системы.

Исследования эффективности реконструкции волнового фронта по измерениям ДВФ Шэка–Гартмана в зависимости от различного заполнения гартманограммы фокальными пятнами, а также от объема и качества информации о световом поле в пределах субапертуры проводятся на основе численной модели ДВФ Шэка–Гартмана, варьируя условия численных экспериментов: турбулентные неоднородности и их интенсивность, базис разложения измеряемого волнового фронта.

Описание численных экспериментов

Сценарий численных экспериментов следующий: на входной апертуре системы формируется световое поле с амплитудным распределением в виде константы и фазовым распределением волнового фронта, искаженного турбулентностью.

Фазовые искажения светового поля представляют случайное поле коэффициентов показателя преломления из интервала $l_0 \ll \rho \ll L_0$ и соответствуют спектральной плотности фазовых флуктуаций светового поля, которая задается спектром фон Кармана [1]:

$$F_S(\varepsilon) = 0,489r_0^{-5/3} (\varepsilon^2 + \varepsilon_0^2)^{-11/6} \exp(-\varepsilon^2/\varepsilon_m^2), \quad (1)$$

где $\varepsilon_0 = 2\pi/L_0$, $\varepsilon_m = 5.92/l_0$; L_0, l_0 – внешний и внутренний масштабы неоднородностей.

Двумерное распределение фазы $\Phi(x,y)$ формируются из спектральных отсчетов:

$$\Phi(\varepsilon) = [F_S(\varepsilon)]^{1/2} \Delta\varepsilon \exp(i\varphi_{rand}), \quad (2)$$

где φ_{rand} – равномерно распределенная фаза Фурье образа в интервале $[0,2\pi]$.

В плоскости наблюдения формируется матрица из фокальных пятен – гартманограмма. Координаты каждого энергетического центра тяжести фокального пятна (центроида) вычисляются по формулам [2]:

$$\xi_k = \sum_{i=1}^{n_i} iI_i / \sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} I_{ij}, \eta_k = \sum_{j=1}^{n_j} jI_j / \sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} I_{ij}, I_i = \sum_{j=1}^{n_j} I_{ij}, I_j = \sum_{i=1}^{n_i} I_{ij}, \quad (3)$$

где I_{ij} – измеренное значение интенсивности сигнала элемента с координатами i, j ; $i = 1, 2, \dots, n_i$; $j = 1, 2, \dots, n_j$; n_i, n_j – размерности субапертур в пикселах.

Искомое фазовое распределение обычно представляется в виде разложения волновой функции по базисным модам, в качестве которых здесь используется N_{basis} полиномов Цернике $Z_j(x, y)$, ортогональные в круге единичного радиуса:

$$W(x, y) = \sum_{j=1}^{N_{basis}} !j Z_j(x, y) \quad (4)$$

с локальными наклонами относительно центра k – ой субапертуры.

В численных экспериментах число полиномов или модовых составляющих равно 35, это означает, что каждая из модовых составляющих до 7 –го порядка включительно входит в разложение волновой функции в виде вкладов, пропорциональных весовым коэффициентам $!j$. Причем модовые составляющие 1 –го и 2 –го порядков считаются aberrациями низкого порядка, 5 –го, 6 –го и 7 –го – aberrациями высокого порядка.

Эффективность реконструкции волнового фронта на основе измерений датчика Шэка–Гартмана в зависимости от различного заполнения раstra субапертурами здесь оценивается через:

1. визуальное сравнение профилей фазовых распределений для измеряемого волнового фронта $\Phi(x,y)$ и для реконструированного $W(x,y)$;
2. сравнение весовых коэффициентов в разложениях волновой функции по 35-ти и 14-ти полиномам Цернике;
3. вычисление среднеквадратической остаточной ошибки распределения реконструированного волнового фронта $W(x,y)$ относительно распределения измеряемого волнового фронта $\Phi(x,y)$ выполняется по формуле:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N_r \cdot N_r - 1} \cdot \sum_{-N \leq i \leq N} \sum_{-N \leq j \leq N} [\Phi(x_i, y_j) - W(x_i, y_j)]^2, \quad (5)$$

где N_r – число значений в распределении размерностью $N_{grid} \cdot N_{grid}$, нормированных на $N = N_{grid}/2$ и входящих в круг единичного радиуса.

Анализ влияния объема и качества информации, регистрируемой в плоскости видеокамеры, на точность реконструкции волнового фронта

Поскольку измерения ДВФ Шэка–Гартмана в плоскости регистрации представлены гартманограммой, то имеет смысл более пристально рассмотреть область фокального пятна, согласованную с субапертурой для единичной микролинзы из плотной упаковки раstra. На рис. 1 представлена гартманограмма, полученная при измерении волнового фронта с учетом трех проблем, возникающих при фазосопряженной адаптивной коррекции турбулентных искажений оптического излучения.

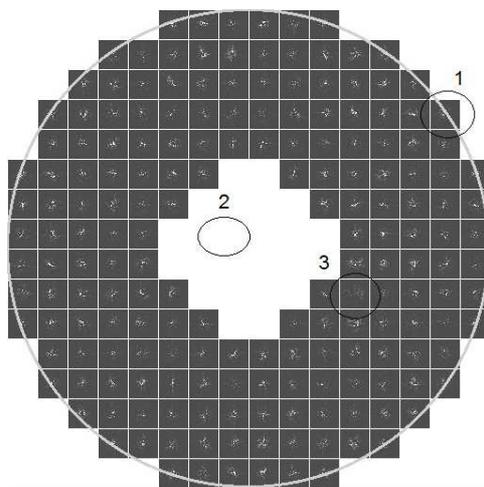


Рис. 1. Гартманограмма в результате использования в качестве приёмника телескопов схемы Кассегрена или Ньютона при «сильной» атмосферной турбулентности: $r_0=5$ мм.

Под номером 1 представлена область фокального пятна, соответствующего субапертуре, которая частично входит в пределы круглой апертуры системы, и часть информации о световом поле оказывается недоступна. Под номером 2 обозначена область фокального пятна для субапертуры, которая перекрывается первичным зеркалом телескопа. В данном случае информация о световом поле отсутствует полностью.

Не менее значимым является третий вариант фокального пятна в плоскости регистрации, где распределение интенсивности «размазывается» по всей области фокального пятна. Форма «пятна» практически отсутствует и в этом случае информация о световом поле приобретает такой вид, что становится нежелательной для использования ее в реконструкции волнового фронта. Отсутствие пятен на гартманограммах наблюдается при распространении оптического излучения в условиях «сильной» турбулентности. Парциальные пучки в плоскости регистрации предстают расфокусированными. На рис. 2 представлены изображения интенсивности, взятой в виде строки

двумерного распределения $I_{N_{rastr}/2j}$ при $j = 1, 2, \dots, N_{rastr}$, где область фокального пятна составляет 64×64 . Ряд 1 соответствует распределению интенсивности для неискаженного светового поля; 2 – для искаженного светового поля с интенсивностью, характеризующей «сильные» турбулентные искажения $r_0 = 1\text{см}$; 3 – с интенсивностью характеризующей «слабые» турбулентные искажения $r_0 = 10\text{см}$;

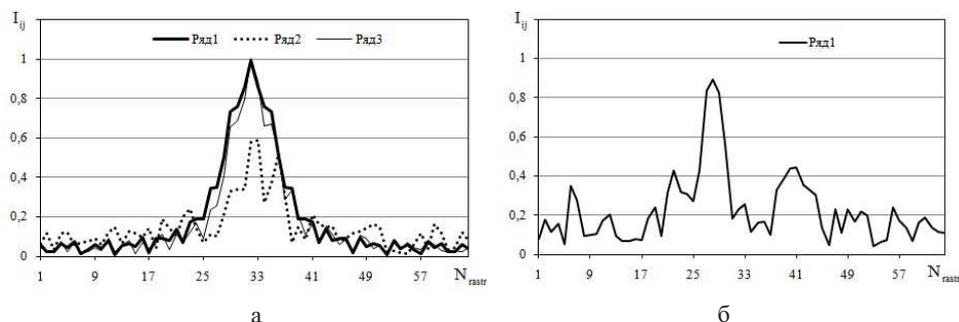


Рис. 2. Распределение интенсивности: (а) для неискаженного светового поля (ряд 1); 2,3 – для искаженного светового поля ($r_0 = 1\text{см}$ и $r_0 = 10\text{см}$, соответственно); (б) для искаженного светового поля с интенсивностью, характеризующей «сильные» турбулентные искажения $r_0 = 5\text{мм}$.

Для оценки фокального пятна по распределению интенсивности в пределах субапертуры определяются не только координаты центра тяжести, но и максимальная пиковая интенсивность, эффективный радиус пучка, а также относительная доля световой мощности, попадающей в пределы эффективного радиуса пучка. Именно эти критерии позволят оценить уровень информации о световом поле в пределах субапертуры и использовать методы, повышающие критерий фокусировки парциальных пучков в плоскости регистрации фокальных пятен [4].

Заключение

В работе обозначены три проблемы, обуславливающие объем и качество информации, регистрируемой в плоскости видеокамеры, поскольку именно объем и качество информации о световом поле, регистрируемое видеокамерой, определяют точность реконструкции волнового фронта в ДВФ Шэка–Гартмана. С целью восстановления информации о световом поле в центре реконструированного фазового распределения, следует увеличить вклад дефокусировки в разложении волновой функции, что реализуется на основе прогнозирующих алгоритмов управления коррекцией турбулентных искажений оптического излучения [5].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-79-20077).

Список литературы

1. Лукин В.П., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Корольков В.П., Лавринова Л.Н., Насыров Р.К., Полецук А.Г., Черкашин В.В. Датчик Шэка–Гартмана на основе раstra низкоапертурных внеосевых дифракционных линз. // Автометрия. 2009. Т.45. № 2. С. 88–98.
2. Лукин В.П., Фортес Б.В. Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН. 1999. 211 с.
3. Антошкин Л.В., Коняев П.А., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П. Адаптивная коррекция и обработка изображений на основе датчика Гартмана. // Методы и устройства передачи и обработки информации. 2008. № 10. С.187–196.
4. Антипов О.Л., Канев Ф.Ю., Лукин В.П., Макенова Н.А. Зависимость эффективности компенсации турбулентных искажений многоканального излучения от метода управления фазой. Повышение эффективности при управлении амплитудой. // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29. № 11. С. 911–917.
5. Лавринов В.В. Динамическое управление адаптивно-оптической коррекцией турбулентных искажений лазерного излучения // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т.30. № 10. С. 893–901.

Том I, с. 448–450
УДК: 533.6.011

ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ЛИФ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫМ SPAD ФОТОДЕТЕКТОРОМ

А. А. Лисенко, Г. Г. Матвиенко, В. С. Шаманаев, С. В. Бабченко

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, 634050, г. Томск, пл. Зуева, 1
E-mail: lisenko@iao.ru, matvienko@iao.ru, shvs@iao.ru*

Аннотация. Предложена концепция гиперспектрального ЛИФ лидара на базе времяпролетной SPAD камеры высокого пространственного разрешения. Проведено численное моделирование гиперспектральной регистрации спектра ЛИФ нефти времяпролетной SPAD камерой. Показана зависимость обнаруживаемой концентрации нефти от дистанции и технических характеристик приемо-передающей системы лидара.

Ключевые слова: лидар; лазерно-индуцируемая флуоресценция (ЛИФ); гиперспектральное (ГС) изображение; SPAD камера

HYPERSPECTRAL REGISTRATION OF LIF BY TIME-OF-FLIGHT SPAD PHOTODETECTOR

A. A. Lisenko, G. G. Matvienko, V. S. hamanaev, S. V. Babchenko

Abstract. The concept of a hyperspectral LIF lidar based on a time-of-flight SPAD camera of high spatial resolution is proposed. A numerical simulation of the hyperspectral registration of spectrum of the LIF of oil by a time-of-flight SPAD camera has been performed. The dependence of the detected oil concentration on the distance and technical characteristics of the lidar receiving-transmitting system is shown.

Keywords: lidar; laser-induced fluorescence (LIF); hyperspectral (HS) image; SPAD camera

Метод лазерно-индуцируемой флуоресценции может представлять интерес для спектроскопии атмосферы, земной и водной поверхности с точки зрения его возможностей по обнаружению и идентификации биологических, химических и радиоактивных соединений по их спектрам эмиссии. На данном этапе лидарное зондирование остается пока единственным методом, оставляющим возможность заблаговременного предупреждения угрозы экологической катастрофы или биотерроризма. ЛИФ лидары позволяют уверенно детектировать локальные аэрозольные образования, шлейфы промышленных выбросов, идентифицировать присутствие в них повышенного содержания органических примесей, составляющих потенциальную угрозу.

В настоящее время актуальной задачей является разработка и создание вариантов лидаров, в том числе и ЛИФ лидара для БПЛА, позволяющего разрешить проблему по обнаружению, распознаванию по спектрам ЛИФ и картографированию патогенных органических примесей и аэрозолей на больших территориях.

Для автомобильных и авиа лидарных систем используются достаточно дорогостоящие и громоздкие системы сканирования и регистрации и мощные УФ лазеры. Несомненным достоинством такого рода систем является дальность действия, чувствительность и хорошее пространственное разрешение, например лидар размещенный на автомобильной платформе, способен проводить полевые измерения в любом доступном месте в любое время суток, осуществлять исследование аэрозольных слоёв до высот 20-25км [1]. К недостаткам можно отнести высокую стоимость комплектации, а так же недостаточную мобильность, контроль только за одним объектом в случае автомобильного варианта исполнения ЛИФ лидара.

Одним из решений, позволяющих на наш взгляд создать компактный и более дешевый ЛИФ лидар, допускающий его установку на БПЛА - это применение при ЛИФ лидарном зондировании метода ГС съемки. Этот метод позволит получить спектры ЛИФ от исследуемой подстилающей поверхности с пространственным и спектральным разрешением - ГС изображение (гиперкуб данных), включающее в себя пространственную информацию об объекте, дополненную

Таблица 1. Основные технические характеристики SPAD камеры.

Разрешение изображения	64x32
Чувствительность сенсора	50% (420 нм) , 20% (300 и 650 нм), 5% (800 нм)
Частота кадров, f Гц	100 kfps (импульсный), 10 kfps (непрерывный)
Максимальная f Гц в 3D режиме	33 kfps
Динамический диапазон	130 dB (для 100 kfps)
Пространственное разрешение	±0.2 м (для 50 kfps)
Скорость темного счета фотонов	100 cps (темных фотонов/сек)
Стробируемый сбор данных	с шагом от 80 ps до 20 ns

спектральной информацией по каждой пространственной координате. Для получения ГС изображения в современных бортовых оптико-электронных системах с высоким пространственным разрешением используется сканирование с использованием многоэлементных фотоприемников (чаще всего ПЗС). Линейка приемников располагается перпендикулярно направлению полета. Кадр строится построчным сканированием, при этом могут использоваться как линейки, так и матрицы фотоприемников. При этом спектральное и пространственное разрешение получаемых ГС данных будет зависеть от количества пикселей матричного приемника, поля зрения приемной оптической системы и скорости авианосителя.

Для осуществления ГС лидарного зондирования методом ЛИФ с пространственным разрешением, т.е. возможностью получения спектра ЛИФ не только от поверхности, но и из атмосферы, необходимы матричные фотоприемники с высоким пространственным разрешением, максимальной чувствительностью и минимальным собственным шумом. Наиболее перспективно для решения данной задачи выглядят времяпролетные матричные SPAD (Single Photon Avalanche Photodiode) камеры обладающие высоким пространственным разрешением, высокой квантовой эффективностью, низким уровнем шума и большим динамическим диапазоном. Объединение ГС и SPAD технологии позволит получить спектры ЛИФ с пространственным и временным разрешением, т.е. 4-х мерный куб данных, включающий три пространственных измерения и одно спектральное.

SPAD технологии исследуются и разрабатываются несколькими компаниями в мире. Наиболее продвинутой по заявленным характеристикам коммерческая продукция принадлежит итальянской компании SPAD Labs [2], являющейся ответвлением компании MPD (Micro Photon Devices). Основные технические характеристики SPAD камеры приведены в таблице 1.

Предложенная концепция объединения ГС съемки и SPAD камеры для дистанционного зондирования методом ЛИФ, на наш взгляд, способна вывести на качественно новый уровень, как научные исследования, так и прикладные задачи, связанные с оперативным получением информации о степени и составе загрязнения окружающей среды, как при обследовании больших территорий, так и локальном контроле за утечками с био-химических предприятий и разливами нефти.

Произведем расчет отношения сигнал/шум для установленного на авианосителе ЛИФ – лидара, движущимся со скоростью $V = 80$ км/ч на высоте $H = 100$ м и работающего по земле в условиях атмосферы (пропускание атмосферы $T = 0.9$) в ночное время без стробирования и дневное время с использованием стробирования. Ширина зондируемой полосы 16 м. Коэффициент отражения от поверхности земли $\rho = 0.1$. Расчеты произведем для нефти марки Brent с сечением флуоресценции 3.07×10^{-20} см²/ср. Данные по нефти марки Brent взяты из базы данных [4] включают спектры поглощения и эмиссии на трех длинах волн 308, 337, 365 нм и плотность в единицах API из которой было вычислено сечение флуоресценции. Лидарное уравнение для ЛИФ запишем в общем виде [3].

$$P_c(\lambda, R) = P_L K_1 \Delta R A_0 T(\lambda_L, R) T(\lambda, R) (d\sigma/d\Omega) N_a / R^2 \quad (1)$$

где $P_c(\lambda, R)$ – мощность сигнала ЛИФ на фотоприемнике на длине волны λ , приходящего с расстояния R , P_L – мощность лазерного излучения и λ_L – длина волны, K_1 – постоянная лидара, $\Delta R = c\tau_L/2$ – шаг по расстоянию, c – скорость света, τ_L – длительность импульса лазерного излучения; A_0 – площадь приемного телескопа, $T(\lambda_L, R), T(\lambda, R)$ – пропускание атмосферы соответственно на длине волны лазерного излучения и сигнала ЛИФ, $d\sigma/d\Omega$ – дифференциальное сечение флуоресценции молекулы, N_a – концентрация молекул.

Приемо-передающая система ЛИФ лидара имеет следующие основные технические параметры: длина волны излучения лазера $\lambda = 263$ нм, энергия в импульсе $E = 50$ мкДж, частота повторения, $f = 4$ кГц, длительность зондирующего импульса $\tau = 4$ нс, импульсная мощность $P_{им} = 12$ кВт, средняя мощность $P_{ср} = 0.2$ Вт, диаметр зеркала приемной антенны $A_r = 10$ см, фокусное расстояние зеркала $F = 2.5$ м, поле зрения $F_i = 5$ мср, пропускание оптической системы $= 0.7$, число спектральных каналов 64, спектральное разрешение 8 нм, число каналов по пространству 32, поперечное разрешение 0.5 м, продольное разрешение 1 м.

Полученные результаты расчета отношения сигнал/шум (Рис. 1, Рис. 2) показывают, что SPAD матрицы, работающие в режиме счета фотонов по своим техническим параметрам, позволяют сформировать ГС изображение при зондировании методом ЛИФ, и при соответствующем выборе параметров приемо-передающей системы регистрировать сигналы ЛИФ даже от относительно небольшой концентрации нефти. При этом габариты такого рода системы дадут возможность размещения ее на БПЛА.

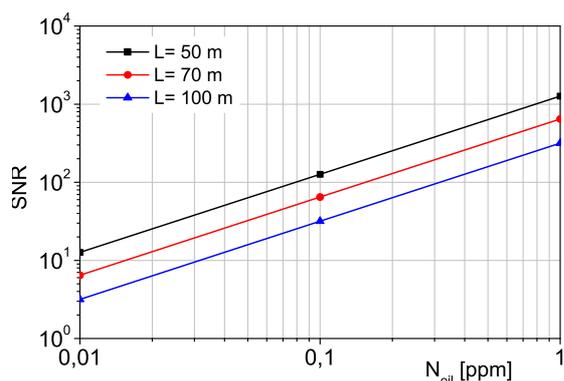


Рис. 1. Отношение сигнал/шум в зависимости от расстояния 50, 70, 100 м.

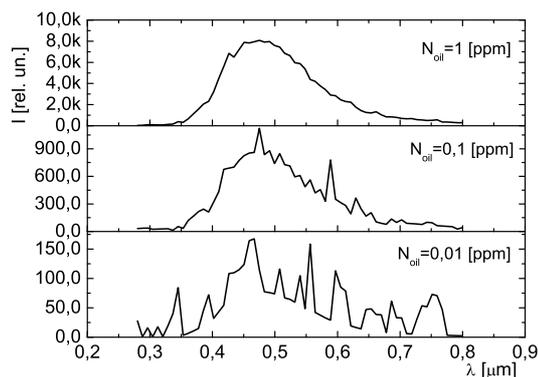


Рис. 2. Спектры флуоресценции для трех концентраций 1, 0.1, 0.01 ppm. Расстояние 100 м.

Список литературы

1. Коханенко Г. Флуоресцентно-аэрозольный лидар «Фаран-М1» — Фотоника 2010, № 4.
2. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. — М.: Мир, 1987.
3. <http://www.everyphotoncounts.com>
4. <http://www.earsel.org/SIG/CZ/data/oil-spectra/spectra.htm>

Том I, с. 451–454

УДК: 551.558.74: 551.508.95: 528.837

ОЦЕНКИ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРИМЕНЕНИЯ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ В ЗАДАЧЕ ЗОНДИРОВАНИЯ CO₂ КОСМИЧЕСКИМ ЛИДАРОМ С ГЕТЕРОДИННЫМ ПРИЕМНИКОМ

А. Я. Суханов

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, 634050, г. Томск, пл. Зуева, 1
E-mail: say@iao.ru*

Аннотация. Приведены оценки возможностей нейронных сетей при решении обратной задачи лидарного зондирования атмосферы при измерениях профилей и средней концентрации углекислого газа. Приводятся технические характеристики лидарной системы с гетеродинным приемником достаточные для получения средней концентрации с погрешностью порядка 1.37-1.44 ppm, что соответствует ошибке измерений 0.35% при разрешении 60 км.

Ключевые слова: IPDA лидар; углекислый газ; нейронные сети; обратная задача; гетеродинный прием

POSSIBILITIES APPLICATION OF NEURAL NETWORKS IN THE PROBLEM OF CO₂ SOUNDING BY THE SPACEBORNE LIDAR WITH A HETERODYNE DETECTOR

A. Ya. Sukhanov

Abstract. Estimates are given of the neural networks capabilities in solving the inverse problem of atmospheric lidar sensing when measuring profiles and average carbon dioxide concentrations. The technical characteristics of a lidar system with a heterodyne receiver are sufficient to obtain an average concentration with an error of about 1.37-1.44 ppm which corresponds to 0.35% error and resolution 60 km.

Keywords: IPDA lidar; carbon dioxide; neural networks; inverse task; heterodyne detection

Введение

За последние несколько десятков лет резко возросла концентрация парниковых газов, в частности концентрация CO₂. В настоящее время величина относительного содержания углекислого газа составляет уже 410 ppm, тогда как в 2000 году она составляла еще 360 ppm [1–4]. Усилия мирового сообщества в настоящее время направлены на глобальное изучение его стоков и истоков, с этой целью создаются средства пассивного и активного наблюдения. В настоящее время функционирующая лаборатория пассивного зондирования ОСО-2 позволяет измерять среднюю концентрацию углекислого газа с погрешностью порядка 0.3% [5]. Так же планируется создание активных лидарных методов [6–8]. В нашей работе [9] проведены оценки возможностей нейронных сетей при восстановлении концентрации углекислого газа при зондировании IPDA лидаром с приемником прямого детектирования, как с борта космической платформы, так и со стратосферных и тропосферных высот. Проведено сравнение со стандартным подходом, а также реализована процедура предобучения нейронной сети, ускоряющая процесс ее обучения. В данной работе анализируются возможности нейронной сети для лидара с гетеродинным приемом, приводятся технические характеристики IPDA лидара для зондирования CO₂.

Численный эксперимент и результаты

Как известно гетеродинный прием основан на смешении принимаемого излучения с излучением локального источника гетеродина на квадратичном приемнике, в результате чего возникают

Таблица 1. Технические параметры лидарной системы

Параметр	Значение
Длины волн (on, off), нм	1572.025; 1572.185
Длительность между импульсами, мс	0.1-0.2
Длительность импульса, нс	30
Расходимость лазерного пучка, мрад	0.1
Квантовая эффективность приемника	0.8
T , температура	290 К
R_F , сопротивления с обратной связью	1MΩ
Полоса пропускания, МГц	3
i_D , плотность темнового тока	160 fA/Hz ^{0.5}
Мощность осциллятора, Вт	10 ⁻⁵
Высота, км	450
Скорость спутника, км/с	7.64
Ширина фильтра, нм	1
Коэффициент отражения, стр ⁻¹	0.08

так называемые биения на разностной частоте гетеродина и принимаемого сигнала. Соответственно в качестве приемного элемента рассматриваются PIN диоды. В этом случае отношение сигнал шум с учетом теплового и дробового шумов определяется следующим образом:

$$SNR = \frac{2 \left(\frac{Qe}{h\nu} \right)^2 P \cdot P_{LO} R}{2e \left[\frac{Qe}{h\nu} (P + P_{LO} + P_f) + I_d \right] R \cdot B + 4k \cdot T \cdot B}, \quad (1)$$

где Q - квантовая эффективность приемника, R - нагрузка фотодетектора, T - температура, B - полоса пропускания приемника, P_{LO} - мощность излучения гетеродина, I_d - темновой ток приемника, ν - частота излучения, P_f - мощность фонового излучения.

Далее, как и в работе [9], с учетом уравнения IPDA лазерного зондирования проводится моделирование сигналов и шумов. Уравнение лазерного зондирования учитывает коэффициенты поглощения газовыми составляющими атмосферы, рассчитанные на основе контура Фойгта и базы данных Nitran, распределение газовых составляющих по атмосферным моделям ИОА СО РАН и данным [1, 2], оптико-аэрозольные модели. Общие технические параметры лидара, использующиеся для моделирования представлены в таблице 1.

Для решения обратной задачи предлагается использовать многослойную нейронную сеть предобученную методом псевдообратных матриц и дообученную методом обратного распространения ошибки. Выход первого слоя нейронной сети описывается в векторной форме следующим образом:

$$y = f(W \cdot x) \quad (2)$$

где x - входной вектор, $W_{l \times m}$ - матрица весовых коэффициентов первого нейронного слоя, f - активационная функция, если она линейная, то ее можно опустить.

Для определения весовых коэффициентов на основе матриц обучающих примеров ($X_{m \times n}$, $Y_{l \times n}$) воспользуемся псевдообращением матриц:

$$W = f^{-1}(Y) X^T (X \cdot X^T)^{-1} \quad (3)$$

Основная проблема при решении данного уравнения связана с определением обратной матрицы. В данном случае предлагается применить метод Гаусса с регуляризацией, коэффициент

Таблица 2. Ошибки восстановления концентрации CO₂ при различных параметрах лидара

№	Энергия в импульсах, мДж	Размер телескопа, м	Количество импульсов накопления	Частота повторения импульсов, Гц	Разрешение, км	Ошибка, ppm
1	2	1	100	500	1.5	0.36
2	0.2	0.5	100			4.65
3	0.2	0.5	2500	2500	7.64	1.15

регуляризации порядка 10^{-12} , при этом необходимо следить за диагональными нулевыми элементами и проводить сложение со строками матрицы, для устранения нулей. Взятие обратной матрицы необходимо проводить до 50-200 раз с перемешанными случайным образом примерами обучения в матрице X , выбрав случай перемешивания с минимальной ошибкой между значениями, получаемыми по модели и желаемыми значениями в обучающих примерах. После чего полученные коэффициенты вставляются в первый слой нейронной сети, и далее применяется метод обратного распространения ошибки. С точки зрения дальнейшего обучения значительного роста точности не происходит, что обусловлено во многом линейностью модели связывающей отношения мощностей сигналов и газовой концентрации. Таким образом, для данной задачи достаточно использования уравнения (3).

Для обучения такой модели используется 5000 примеров, проверка модели реализуется на основе 5000 тестовых примеров. Создание примеров занимает значительное время, что потребовало распараллеливания вычислений коэффициентов поглощения методом line-by-line с использованием библиотеки OpenCL и графических процессоров, что ускорило создание одного примера с 12 до 2 сек.

Для лидара с диаметром приемного телескопа 1 м, 100 импульсами накопления и энергией лазерного импульса 2 мДж с учетом только дробовых и темновых шумов получается средняя ошибка 0.36 ppm. Таким образом, при частоте излучателя 500 Гц, при скорости спутника порядка 7.64 км/с получим разрешение 1.5 км. Ниже в таблице 2 представлены ошибки определения CO₂ для различных параметров лидара: диаметр телескопа, энергия импульса, количество импульсов накопления.

Таким образом, третий случай соответствует ошибке восстановления предполагаемой для ОСО-2. При самом худшем случае (некогерентном приеме), гетеродинная установка может измерить только один спекл, что порождает гауссовый случайный процесс случайной измеренной мощности, дальнейшее комплексное Фурье преобразование дает гауссовый процесс в частотной области, квадрат комплексного Фурье преобразования распределен по экспоненциальному закону, для которого среднеквадратическое отклонение приближенно равно среднему значению. В знаменателе отношения сигнал шум появляется суммируемая мощность сигнала, в результате чего SNR всегда меньше 1, но при этом возможно брать меньшие мощности излучателя, но требуется большое количество импульсов накопления. Для предельного случая частоты излучателя в 7500 Гц и энергии лазерного импульса 0.2 мДж и разрешении 60 км получаем погрешность 1.44 ppm, что составляет 0.35%, повышение энергии импульса до 0.4 мДж незначительно снижает ошибку до 1.37 ppm.

Гетеродинный прием дает возможность уменьшить требования к характеристикам лидара по размеру приемника и мощности излучения по сравнению с прямым детектированием, что позволяет взять апертуру приемника 0.5 м и энергию лазера 0.2 мДж, но требует большого количества импульсов накопления и высокой частоты работы лазеров при некогерентном приеме.

Список литературы

1. Аршинов М.Ю., Белан Б.Д., Давыдов Д.К., Иноуе Г., Максюттов Ш., Мачида Т., Фофонов А.В. Вертикальное распределение парниковых газов над Западной Сибирью по данным многолетних измерений // Оптика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 22, № 05. – С. 457–464.
2. Аршинов М.Ю., Белан Б.Д., Давыдов Д.К., Креков Г.М., Фофонов А.В., Бабченко С.В., Inoue G., Machida T., Maksutov Sh., Sasakawa M., Shimoyama K. Динамика вертикального распределения парниковых газов в атмосфере // Оптика атмосферы и океана. – 2012. – Т.25, № 12. – С.1051–1061.
3. Изменение климата, 2014. Обобщающий доклад. Резюме для политиков. – Режим доступа: https://www.ipcc.ch/site/assets/uploads/2018/02/AR5_SYR_FINAL_SPM_ru.pdf (Дата обращения: 07.02.2019).
4. Allen M.R., Dube O.P., Solecki W., Aragón-Durand F., Cramer W., Humphreys S., Kainuma M., Kala J., Mahowald N., Mulugetta Y., Perez R., Wairiu M., Zickfeld K., 2018: Framing and Context. In: Global Warming of 1.5°C. An IPCC Special Report on the impacts of global warming of 1.5°C above pre-industrial levels and related global greenhouse gas emission pathways, in the context of strengthening the global response to the threat of climate change, sustainable development, and efforts to eradicate poverty [Masson-Delmotte, V., P. Zhai, H.-O. Pörtner, D. Roberts, J. Skea, P.R. Shukla, A. Pirani, W. Moufouma-Okia, C. Péan, R. Pidcock, S. Connors, J.B.R. Matthews, Y. Chen, X. Zhou, M.I. Gomis, E. Lonnoy, T. Maycock, M. Tignor, and T. Waterfield (eds.)]. In Press
5. Connor B., Bösch H., McDuffie J., Taylor T., Fu D., Frankenberg C., O'Dell C., Payne V.H., Gunson M., Pollock R., et al. Quantification of uncertainties in OCO-2 measurements of XCO₂: Simulations and linear error analysis // Atmos. Meas. Tech. – 2016. – Vol. 9. – P. 5227–5238.
6. Ehret G., Kiemle C., Wirth M., Amediek A. Space-borne remote sensing of CO₂, CH₄, and N₂O by integrated path absorption lidar: A sensitivity analysis // J. Appl. Phys. – 2008. – Vol. 90. – P. 593–608.
7. Mao J., Ramanathan A., Abshire J.B., Kawa S.R., Riris H., Allan G.R., Rodriguez M., Hasselbrack W.E., Sun X., Numata K., et al. Measurement of atmospheric CO₂ column concentrations to cloud tops with a pulsed multi-wavelength airborne lidar // Atmos. Meas. Tech. – 2018. – Vol. 11, – P. 127–140.
8. Han G., Ma X., Liang A., Zhang T., Zhao Y., Zhang M., Gong W. Performance Evaluation for China's Planned CO₂-IPDA // Remote Sens. – 2017. - Vol. 9. 768.
9. Matvienko G.G., Sukhanov A.Y. Application of Neural Networks for Retrieval of the CO₂ Concentration at Aerospace Sensing by IPDA-DIAL lidar // Remote Sens. – 2019. - Vol. 11. 659.

Том I, с. 455–458
УДК: 533.6.011

**ИСКАЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ
ЧЕРЕЗ ВОЗМУЩЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ВОЗДУХА, ОБРАЗУЮЩИЕСЯ
ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ДВИЖЕНИИ ТЕЛА С НОСОВЫМ ОБТЕКАТЕЛЕМ
ОЖИВАЛЬНОЙ ФОРМЫ, В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ И ТУРБУЛЕНТНОЙ
АТМОСФЕРЕ**

А. А. Сухарев

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, 634050, г. Томск, пл. Зуева, 1
E-mail: sukharev@iao.ru*

Аннотация. В докладе строится оптическая модель ударной волны, образующейся при обтекании тела оживальной формы сверхзвуковым потоком воздуха. Средние значения параметров потока рассчитывались с помощью пакета программ CFD Fluent 6.0 с учетом сжимаемости газа. Представлены результаты численного моделирования распространения оптического пучка прошедшего через ударную волну в начале трассы и распространяющегося затем в однородной среде и турбулентной атмосфере при различных турбулентных условиях распространения света.

Ключевые слова: ударная волна, средняя интенсивность

**THE DISTORTION OF THE OPTICAL WAVE WHEN PASSING THROUGH AIR
DENSITY DISTURBANCES WHICH ARE FORMED BY SUPERSONIC MOTION
OF THE BODY WITH A NOSE FAIRING OGIVAL SHAPE, IN A HOMOGENEOUS
MEDIUM AND TURBULENT ATMOSPHERE**

A. A. Sukharev

Abstract. The report is constructed optical model of the shock wave generated in the flow body ogival shape supersonic air flow. The average values of the flow parameters were calculated using the CFD Fluent 6.0 software package, taking into account the compressibility of the gas. The results of numerical simulation of the propagation of an optical beam passing through a shock wave at the beginning of the path and then propagating in a homogeneous medium and a turbulent atmosphere under various turbulent light propagation conditions are presented.

Keywords: a shock wave, mean intensity

Введение

В данной работе построена оптическая модель сверхзвукового двумерного воздушного потока, обтекающего тело аэродинамической формы. Представлены результаты расчета средней плотности и структурной характеристики показателя преломления воздуха в сверхзвуковом течении. Рассмотрена задача о прохождении оптического излучения через область повышенных значений плотности, образующуюся вследствие движения в турбулентной атмосфере летательного аппарата со сверхзвуковой скоростью, в начале трассы при его дальнейшем распространении в однородной среде и турбулентной атмосфере при различных турбулентных условиях распространения света.

Оптическая модель сверхзвукового воздушного потока

Для определения средних значений параметров сверхзвукового потока воздуха используются системой осредненных уравнений Навье–Стокса 1. Решение осуществлялось численно, с помощью пакета программ FLUENT 6.0, использовалась $k-\omega$ SST (Shear-Stress Transport) модель

турбулентности [2]. Рассчитанные значения средней плотности и скорости использовались в транспортном уравнении для определения дисперсии флуктуаций плотности газа $\overline{\rho'^2}$ [3]

$$\operatorname{div} \left(u \overline{\rho'^2} - \frac{\nu_T}{\sigma_{\rho\rho}} \operatorname{grad} \overline{\rho'^2} \right) = 2 \frac{\nu_T}{\sigma_{\rho}} (\operatorname{grad} \rho_0)^2 - \left(\operatorname{div} u + C_D \frac{\varepsilon}{k} \right) \overline{\rho'^2}, \quad (1)$$

где конвективный перенос дисперсии плотности осуществляется со средней скоростью потока \mathbf{u} , в качестве коэффициента диффузии выступает турбулентная кинематическая вязкость ν_T , а стоящие в правой части источники показывают, что флуктуации плотности порождаются неоднородностью средней плотности и компонент скорости газа, а процессы диссипации определяются диссипацией кинетической энергии турбулентных вихрей (ε/k). В (1) ρ_0 – средняя плотность воздуха, σ_{ρ} , $\sigma_{\rho\rho}$, C_D – постоянные величины.

Результаты расчета средних значений параметров сверхзвукового потока, полученных с помощью пакетов программ FLUENT, дополненные соотношениями (1) и $C_n^2 = 1.91 G^2 \frac{\overline{\rho'^2}}{\rho^2} L_0^{-2/3}$, где, L_0 – внешний масштаб турбулентности, который определялся из характерного масштаба изменения параметров, входящих в правую часть (1), т.е. ответственных за изменение энергии турбулентных вихрей, $G = 0.000207$ – постоянная Гладстона-Дейла, ρ – плотность воздуха при нормальных условиях [4, 4], образуют оптическую модель сверхзвукового потока, содержащую те характеристики сверхзвукового потока, которые оказывают влияние на распространяющуюся в потоке оптическую волну.

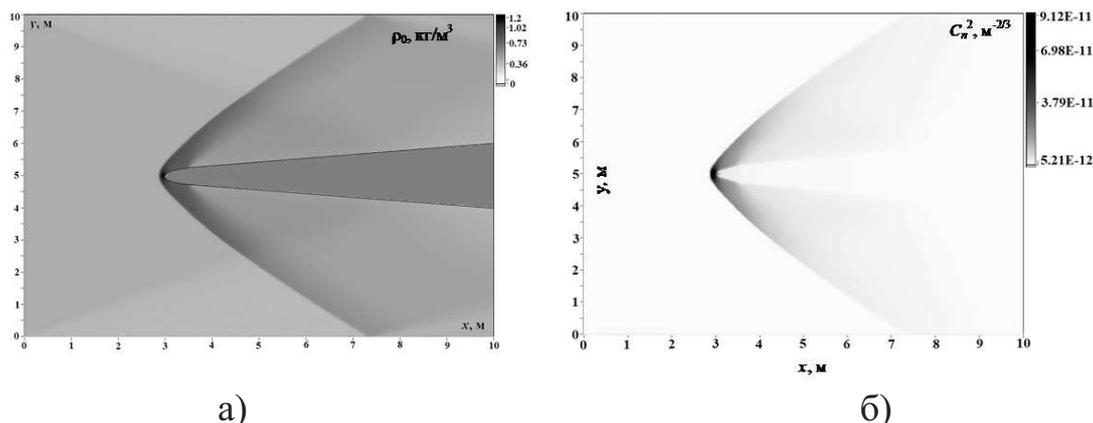


Рис. 1. Распределения средней плотности и структурной характеристики в сверхзвуковом воздушном потоке, $M = 2$ (а – $H = 10$ км, б – $H = 5$ км).

Описание задачи и начальные соотношения

Решение задачи о распространении лазерного излучения осуществлялось численно на основе параболического уравнения для комплексной амплитуды поля распространяющейся волны [4] $2ik\partial U(z,r)/\partial z + \Delta U(z,r) + k^2 n(z,r)U(z,r) = 0$, где предполагается, что распространение происходит вдоль оси z , $\mathbf{r} = \{x, y\}$ – двумерный вектор, ортогональный направлению распространения, $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны излучения, $n(z,r) = \bar{n}(z,r) + n'(z,r)$ – отклонение показателя преломления воздуха от единицы, определяемое ударной волной, $\bar{n}(z,r)$ – среднее значение, $n'(z,r)$ – флуктуационная составляющая. Исследовался случай распространения коллимированного гауссова пучка $U_0(r) = U_0 \exp\{-r^2/2a^2\}$ с начальным радиусом на выходной апертуре a .

Для численного решения уравнения для комплексной амплитуды поля распространяющейся волны $U(z,r)$ в области, прилегающей к аэродинамическому телу, использовался метод расщепления по физическим факторам [5].

В зоне, прилегающей к исследуемой модели аэродинамического тела, моделирование фазовых экранов осуществлялось в соответствии с пространственным распределением среднего

значения показателя преломления и структурной характеристики. Полученное в результате такого моделирования распределение комплексного поля лазерного излучения на начальном участке трассы принималось за начальное распределение при моделировании дальнейшего распространения в однородной среде и турбулентной атмосфере.

Результаты численных экспериментов

Расчеты средней интенсивности $\langle I(z, r) \rangle = \langle U(z, r)U^*(z, r) \rangle$, относительной дисперсии флуктуаций интенсивности $\sigma_I(z, r)$, регулярного смещения σ_r и дисперсии случайных смещений энергетического центра тяжести пучка σ_c^2 проводились для гауссова пучка с начальным радиусом на выходной апертуре $a = 5$ и 10 см, длина волны излучения задавалась равной 1.06 мкм, высота над поверхность Земли полагалась равной 5 и 10 км. Распространение пучка осуществлялось вперед навстречу набегающему потоку и под углом 30° вверх и вниз относительно прямолинейного распространения лазерного излучения, скорость набегающего потока полагалась равной 1 и 2 Маха.

Были рассчитаны следующие характеристики оптического пучка: эффективный радиус пучка a_{eff} , определяемый как расстояние в поперечной плоскости, где средняя интенсивность $\langle I(z, r) \rangle$ убывает до уровня $\exp(-1)$ от своего максимума; регулярное смещение $\sigma_r = |\rho_r|$ и дисперсия случайных смещений энергетического центра тяжести пучка $\sigma_c^2 = \langle (x_c^2 + y_c^2) \rangle$, где $\{x_c, y_c\}$ – координаты случайного вектора энергетического центра тяжести пучка ρ_c , $\rho_c = \{x_r, y_r\}$ – радиус-вектор, определяющий регулярное смещение пучка относительно прямолинейного распространения. Вектора ρ_c и ρ_r задаются соотношениями

$$\rho_r(x_r, y_r) = \frac{\int r \langle I(r) \rangle dr}{\int \langle I(r) \rangle dr}, \rho_c(x_c, y_c) = \frac{\int (r - \rho_r) I(r - \rho_r) dr}{\int I(r - \rho_r) dr} \quad (2)$$

Расчет $\sigma_I(z, r)$ проводился по формуле $\sigma_I(z, r) = \sqrt{\frac{\langle I^2(z, r) \rangle}{\langle I(z, r) \rangle^2} - 1}$ [5].

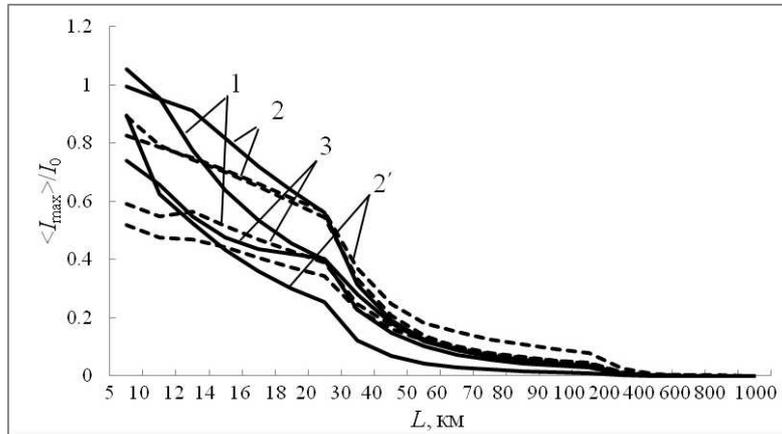


Рис. 2. Зависимость $\langle I_{max} \rangle / I_0$ от L . Однородная среда распространения. 1, 2, 3 – распространение вверх, прямо, вниз, соответственно при $M = 1$, 2' - распространение прямо при $M = 2$, $H = 5$ км (сплошные кривые), $H = 20$ км (пунктирные кривые). $a = 10$ см.

Из рис. 2 видно, что значение $\langle I_{max}(z, \mathbf{r}) \rangle$ уменьшается по мере распространения пучка вдоль однородной трассы тем быстрее, чем меньше начальный радиус пучка на выходной апертуре и, чем меньше высота H над поверхностью Земли. С увеличением скорости кардинальным образом ничего не меняется.

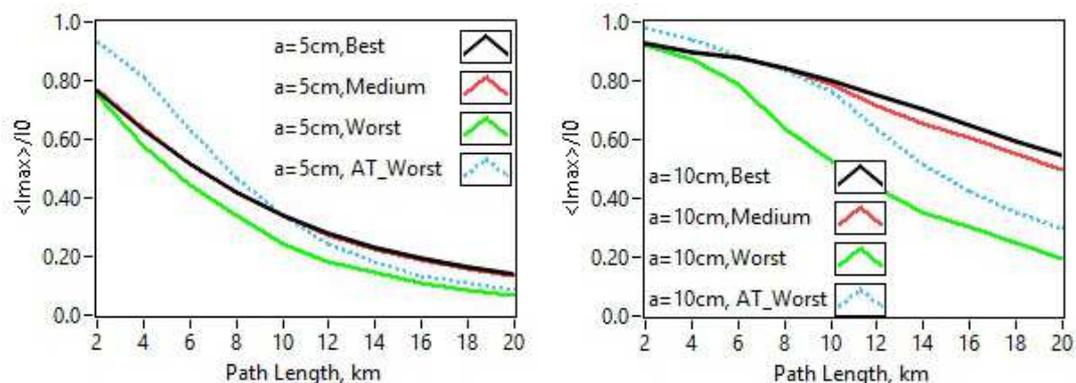


Рис. 3. Зависимость $\langle I_{max} \rangle / I_0$ от L . Турбулентная атмосфера.

Из рис. 3 следует, что область повышенных значений плотности вокруг обтекаемого сверхзвуковым потоком тела аэродинамической формы, приводит к существенно более быстрому спаду максимального значения средней интенсивности в поперечном сечении пучка по мере его распространения вдоль трассы. С увеличением размеров выходной апертуры качественным образом ничего не меняется.

Заключение

Построена оптическая модель ударной волны, возникающей при движении объекта аэродинамической формы в атмосфере со сверхзвуковой скоростью. Представлены результаты расчетов средних характеристик течения и турбулентных параметров. Проведено моделирование распространения лазерного пучка через ударную волну, возникающую при сверхзвуковом обтекании аэродинамического тела.

Установлено, что наблюдается ожидаемое увеличение размеров пучка за счет дифракции на регулярных неоднородностях и турбулентных флуктуациях показателя преломления воздуха в области ударной волны. Увеличение скорости воздушного потока приводит к росту поперечных размеров пучка за счет дифракции. Возмущения вокруг аэродинамического тела, незначительно влияют на характеристики пучка. Тем не менее, при распространении вперед навстречу потоку, наблюдается более быстрое спадание максимального значения средней интенсивности в поперечном сечении пучка.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-38-20115.

Список литературы

1. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч.1. – М.: Наука, 1965.
2. Wilcox D.C. Turbulence modeling for CFD. La Canada, California: DCW Industries, Inc., 2006. 522 p.
3. Банах В.А., Маракасов Д.А., Сухарев А.А. Восстановление структурной характеристики показателя преломления и средней плотности воздуха в ударной волне, возникающей при сверхзвуковом обтекании препятствий, из оптических измерений // Оптика и спектроскопия. 2011. Т. 111, № 6. С. 1032-1037.
4. Банах В.А., Сухарев А.А., Фалиц А.В. Дифракция оптического пучка на ударной волне, возникающей вблизи сверхзвукового летательного аппарата. // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26. № 11. С. 932-941.
5. Кандидов В.П. Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // УФН. 1996. Т. 166. № 12. С.1309-1338.

СЕКЦИЯ 4

Распространение километровых

и более длинных радиоволн

Том I, с. 460–463
УДК: 537.877+519.6

О ВЛИЯНИИ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИНЧ СИГНАЛОВ В ВОЛНОВОДЕ ЗЕМЛЯ-ИОНОСФЕРА

О. И. Ахметов¹, И. В. Мингалев¹, О. В. Мингалев¹, З. В. Суворова¹,
В. Б. Белаховский¹, С. М. Черняков²

¹ Полярный геофизический институт, 184209, Россия, г. Апатиты, Академгородок, 26а
E-mail: admin@pgia.ru

² Полярный геофизический институт, 183010 г. Мурманск, Халтурина, 15
E-mail: general@pgia.ru

Аннотация. В работе рассмотрено влияние горизонтальных неоднородностей электронной плотности в D области ионосферы высоких широт на распространение сигнала частотой 1500 Гц в волноводе Земля – ионосфера. Представленные результаты получены методом численного моделирования распространения радиоволн с учетом магнитного поля Земли и анизотропии проводимости ионосферы. Реалистичные профили электронной плотности получены на основе данных установки частичных отражений Полярного геофизического института, расположенной на радиофизическом полигоне «Туманный» Мурманской области (69.0 с.ш., 35.7 в.д.).

Ключевые слова: распространение ИНЧ волн; численное моделирование; ионосфера

ABOUT HORIZONTAL INHOMOGENEITIES OF ELECTRON CONCENTRATION INFLUENCE ON THE PROPAGATION OF ULF SIGNALS IN THE WAVEGUIDE EARTH-IONOSPHERE

O. I. Akhmetov, I. V. Mingalev, O. V. Mingalev, Z. V. Suvorova, V. B. Belakhovsky,
S. M. Chernyakov

Abstract. The influence of horizontal electron density inhomogeneities in the D region of the high latitude ionosphere on a 1500 Hz signal propagation in the Earth-ionosphere waveguide is studied in this paper. The presented results were obtained by the numerical simulation method of radio wave propagation taking into account the Earth's magnetic field and anisotropy of the ionospheric conductivity. Realistic electron density obtained by the Polar Geophysical Institute partial reflection radar data, located on the «Tumanny» radio-physical observatory in the Murmansk region (69.0 N, 35.7 E).

Keywords: ULF wave propagation; numerical modeling; ionosphere

Введение

Одними из основных задач радиофизики в области распространения электромагнитных сигналов в атмосфере Земли являются: поиск методов обеспечения стабильной связи или радиолокации на различных частотах, определение условий, когда это невозможно, прогнозирование возникновения таких условий и поиск методов преодоления мешающих связи или радиолокации факторов. В этой связи получение достоверных результатов влияния всевозможных явлений в ионосфере Земли на распространение радиоволн невозможно переоценить. Статистические методы, основанные на анализе совместных измерений ионосферных параметров и характеристик электромагнитных сигналов, измеренных у поверхности Земли, развиваются достаточно давно и уже близки к исчерпанию своих возможностей. Основной проблемой такого подхода является невозможность во многих случаях достоверно проследить связь изменений характеристик электромагнитных сигналов с изменением структуры ионосферы. Даже простое измерение пространственной структуры электронной плотности в ионосфере представляет крайне сложную техническую задачу. Поэтому методы численного моделирования на данный момент единственный возможный вариант изучения чистых от постороннего влияния эффектов связанных

со структурой ионосферы. В тоже время выявление характера и величины изменений основных характеристик волн различного диапазона связанных с конкретной пространственной структурой электронной плотности ионосферы имеет большое значение для решения обратной задачи определения состояния ионосферы по данным наземных измерений компонент электромагнитного поля сетью регистраторов. Решение такой задачи может значительно повысить точность существующих моделей ионосферы таких как International Reference Ionosphere (IRI).

В представленной работе авторы рассматривают влияние размера и границы горизонтальной неоднородности электронной плотности ионосферы на распространение сигналов ИНЧ диапазона в волноводе Земля-ионосфера. Неоднородности подобные рассматриваемым в работе характерны для высыпаний заряженных частиц во время магнитных бурь в области высоких широт.

Условия среды распространения сигнала

Магнитная буря 17 марта 2013 года была вызвана солнечной вспышкой М-класса 15 марта и началась с приходом к магнитосфере межпланетной ударной волны, которая проявилось на земной поверхности в виде импульса SSC (storm sudden commencement) в 06 UT. В это момент скорость солнечного ветра резко увеличилась с ~ 400 км/с до $\sim 650-700$ км/с. B_z -компонента межпланетного магнитного поля стала отрицательной, что обеспечило постоянное поступление энергии в магнитосферу. Индекс SYM-H, характеризующий интенсивность магнитной бури, упал до -100 нТл и оставался на этом уровне. Авроральный AE индекс резко возрос до ~ 1000 нТл и оставался повышенным. AE индекс показывает в 16 UT появление другой авроральной активизации (увеличение AE до ~ 2500 нТл).

Профили концентрации, используемые в численных экспериментах, получены при помощи доработки профилей, сгенерированных моделью IRI2016. Доработка профилей базируется на данных средневолнового радиолокатора вертикального излучения для исследования нижней ионосферы, расположенного на радиофизическом полигоне «Туманный» Полярного геофизического института в Мурманской области (69.0 с.ш., 35.7 в.д.) [1], вовремя магнитной бури 17.03.2013, а именно 17.03.2013 в 06:00 UT (возмущенные условия) и за сутки до неё 16.03.2013 в 6:00 UT (спокойные условия).

В работе представлены результаты 9 численных экспериментов: эксперимент (1) – вся область имеет концентрацию электронов однородную по горизонтали, а по высоте соответствует невозмущенным условиям 16.03.2013; эксперимент (2) – вся область имеет концентрацию электронов однородную по горизонтали, а по высоте соответствует возмущенным условиям 17.03.2013; эксперименты (3 – 9) – область моделирования имеет неоднородную концентрацию электронов по горизонтали в направлении распространения сигнала высотный профиль плавно изменяется от случая как в эксперименте (1) к случаю описанному для эксперимента (2) и обратно по функции Гаусса с дисперсией 509, 29, 83, 136, 189, 243, 376 км соответственно. Изменение профиля по функции Гаусса с различной дисперсией задает не только ширину области с повышенной концентрацией электронов, но и градиент концентрации в зоне перехода так для эксперимента (3) градиент в зоне перехода составил $7,83 \text{ м}^{-3}/\text{км}$, а для эксперимента (4) $58,06 \text{ м}^{-3}/\text{км}$. В остальных случаях градиент был между этими крайними значениями.

Модель, граничные условия, источник

Используемая в представленной работе модель распространения электромагнитных сигналов в различных средах построена на основе схемы с противопотоковой аппроксимацией пространственных производных (метод Годунова с коррекцией потоков). Также используется расщепление по пространственным направлениям и по физическим процессам, причем затухание поля сигнала за счет проводимости и его вращение при наличии холловской проводимости среды учитываются на отдельных шагах расщепления по аналитическим формулам. Схема является монотонной, имеет 2-й порядок точности по времени и 3-й по пространственным переменным, а также является консервативной [2, 3].

Во всех поставленных в работе численных экспериментах область моделирования представляла собой параллелепипед с основанием 512×1280 км, высотой в атмосфере 150 км и глубиной

в литосфере 50 км. Шаги сетки по горизонтали составляли 2 км, по вертикали в атмосфере 2 км и 0,5 км в литосфере. Шаг по времени составлял $4 \cdot 10^{-6}$ с.

В модельных экспериментах на всех внешних границах действовало граничное условие свободного ухода волны, что достигалось обнулением исходящего за пределы области потока. Применяемая авторами схема в таких условиях имеет достаточно низкие коэффициенты отражения плоской волны от границ области моделирования: для волн, падающих под углом от 80 до 90 градусов, отношение амплитуды отраженной волны к амплитуде падающей плоской волны не превышает 0,01. При угле падения 60 градусов это отношение уже составляет 0,05, при угле 45 градусов - 0,16, при угле 27 градусов - 0,33, а при угле 18,4 градуса - 0,43 [2]. Метод FDTD (finite-differences time-domain method) [4] при применении простых граничных условий, таких как условия Мура (Mur) [5] и Лиао (Liao) [6], дает отражения порядка 0,1..1 %, но только при падении волны на границу под прямым углом. При падении под острым углом коэффициент отражения растет вплоть до 100 %. Однако при использовании непрерывно действующего источника даже столь малых отражений, которые порождает применяемая схема, достаточно для накопления ошибок в области моделирования, и возникает необходимость в использовании методов подавления, подобных PML (perfectly matched layer), использующихся в FDTD-моделях [7]. Именно такой тип источника применялся в представленных авторами экспериментах, что привело к необходимости адаптации и применения метода PML. Разделение схемы по пространственным переменным и физическим процессам позволяет применять профиль электрических и магнитных потерь, предложенный Беренгером, непосредственно к потокам противопотоковой схемы на границе области моделирования. Геометрический профиль потерь внутри отдельного слоя имеет вид

$$\rho(r) = -\frac{\varepsilon_0 c_0}{2 \cdot \Delta x} \frac{\ln(g)}{g^N - 1} \ln(R_0) g^{(r/\Delta x)}, \quad (1)$$

где g – коэффициент геометрической прогрессии, Δx – шаг по пространству, c_0 – скорость света, N – номер PML-слоя, считая от интерфейса счетного региона и границы, r – расстояние от границы, R_0 – коэффициент отражения от первого слоя. В представленных численных экспериментах авторы используют профиль потерь, рассчитанный по формуле (1) со следующими параметрами: $R_0=0.01$ (1 %), коэффициент прогрессии $g = 2,15$, количество слоев 14. Несмотря на то что коэффициент отражения от первого слоя не лучше, чем характерный для данной схемы при обнулении исходящих потоков на углах падения 80-90 градусов, а на практике даже хуже вследствие отражений от последующих слоев, основным преимуществом метода PML является его крайне слабая зависимость от угла прихода электромагнитной волны.

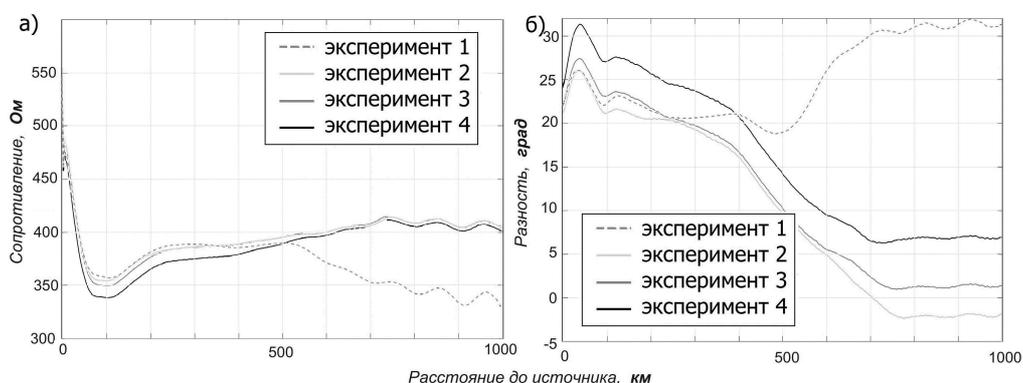


Рис. 1. Волновое сопротивление среды панель а) и разность фаз между полем E и H панель б).

В качестве источника сигнала во всех представленных экспериментах используется двухслойная плоскость на одной из граней расчетной области. Такое задание источника сигнала позволяет задать не только амплитуду сигнала во времени, но и её распределение в пространстве, задержками можно сформировать фронт волны необходимой формы подобно тому как это

делается в фазированной антенной решетке. В экспериментах, обсуждаемых в данной работе моделировалась плоская волна частотой 1500 Гц (~ 200 км), излучаемая в область под прямым углом к плоскости источника. Профиль проводимости литосферы был взят из работы [8], проводимость у поверхности составляла $2 \cdot 10^{-5}$ См.

Обсуждение результатов

На рис. 1а показано волновое сопротивление, рассчитанное как отношение E/H . Видно, что во всех возмущенных случаях оно выше чем в невозмущенных. Из рисунка заметно, что для данной длины волны требуется расстояние порядка четырех длин волн для стабилизации параметров характерных для данного состояния ионосферы. Также в случае узкой области повышенной концентрации с высоким градиентом в зоне перехода видно, что график изменяется не только после области, но и до неё, вероятно это связано с отражением сигнала от зоны перехода.

На рис. 1б показана разность фаз между электрической и магнитной частью электромагнитного поля в зависимости от гелиогеофизических условий. Видно, что в возмущенных случаях фаза магнитного поля догоняет и перегоняет, фазу электрического. Так же как на рис. 1а хорошо видно, что четырех длин волн достаточно для стабилизации параметров фазы сигнала при попадании в область с иными параметрами волновода Земля-ионосфера.

Анализ экспериментов с дисперсией более 30 км и градиентом мене $60 \text{ м}^{-3}/\text{км}$ не выявил значительных отличий от эксперимента (3), разница составляла не более единиц процентов.

Заключение

Выявлено значительное влияние вида вертикального профиля электронной концентрации на волновое сопротивление среды, показано, что в случаях увеличения концентрации электронов в D области волновое сопротивление среды увеличивается. Фазы электрической и магнитной части поля заметно по-разному реагируют на изменение параметров волновода Земля – ионосфера в возмущенных случаях фаза магнитного поля догоняет и перегоняет, фазу электрического. Показано, что параметры сигнала с частотой 1500 Гц при переходе между областями с различными характеристиками волновода Земля-ионосфера стабилизируются на расстоянии порядка 4 длин волн.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект 18-77-10018).

Список литературы

1. Терещенко, В.Д., Васильев Е.Б., Овчинников Н.А., Попов А.А., Средневолновый радиолокатор Полярного геофизического института для исследования нижней ионосферы, В кн.: Техника и методика геофизического эксперимента, Апатиты: Изд. КНЦ РАН, 2003, с. 37-46.
2. Мингалев И.В., Мингалев О.В., Ахметов О.И., Суворова З.В. Явная схема расщепления для уравнений Максвелла. Математическое моделирование, 2018, том 30, № 12, стр. 17-38.
3. Мингалев О.В., Мингалев И.В., Мельник М.Н., Ахметов О.И., и др.. Новый метод численного интегрирования системы Власова-Максвелла. Математическое моделирование, 2018, том 30, № 10, стр. 21–43.
4. Yee Kane. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1966. Vol. 14. PP. 302-307.
5. Mur G., "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time domain electromagnetic field equations IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, vol. 23, no. 4, pp. 277-382, Nov. 1981.
6. Liao, Z.P., Wong, H L., Yang, B.P., Yuan, Y.F. A transmitting boundary for transient wave analyses. In: ScientaSinica (series A), 17 (1984), S. 1063 – 1076
7. Berenger J-P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. JournalofComputationalPhysicsVolume 114, Issue 2, October 1994, Pages 185 – 200.
8. Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A.A., Kovtun A.A., etc. Crustal conductivity in fennoscandia – a compilation of a database on crustal conductance in the fennoscandian shield. EarthPlanetsSpace, 54, 2002, 535–558.

Том I, с. 464–468
УДК: 537.876.23

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИЕМА ЕСТЕСТВЕННОГО И ТЕХНОГЕННОГО КНЧ-СНЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Д. Б. Аюров, Ю. Б. Башкуев

*Институт физического материаловедения СО РАН, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
E-mail: dawu@mail.ru*

Аннотация. Разработан комплекс регистрации КНЧ-СНЧ электромагнитного поля Земли. Проведены испытания в полярных регионах России (пос. Тикси и архипелаг Новая Земля) и в Байкальской рифтовой системе (пос. Хурумша). Получены 6-8 моды Шумановских резонансов, сигнал СНЧ радиостанции «ЗЕВС», а также промышленная частота 60 Гц. Глобальный характер распространения радиоволн в волноводе «Земля-ионосфера» позволяет использовать их для зондирования и мониторинга многих природных явлений.

Ключевые слова: КНЧ-СНЧ, полость «Земля-ионосфера», глобальные электромагнитные резонансы

MEASUREMENT RESULTS OF NATURAL AND MAN-MADE ELF-VLF ELECTROMAGNETIC FIELDS

D. B. Ayurov, Yu. B. Bashkuev

Abstract. A complex for recording ELF-VLF of the Earth's electromagnetic field has been developed. Tests were carried out in the polar regions of Russia (the village of Tiksi and the Novaya Zemlya archipelago) and in the Baikal rift system (the village of Khurumsha). 6-8 modes of Schumann resonances, a VLF signal of the ZEVS radio station, and an industrial frequency of 60 Hz were obtained. The global nature of radio wave propagation in the Earth-ionosphere waveguide allows them to be used for sounding and monitoring many natural phenomena.

Keywords: ELF-VLF, Earth-Ionosphere waveguide, global electromagnetic resonances

Введение

Полость, образованная проводящими поверхностями Земли и нижней ионосферы, служит своеобразным глобальным электромагнитным резонатором. Атмосфера, заполняющая резонатор, электрически активна. Молнии являются основным естественным источником электромагнитного излучения в диапазоне сверхнизких частот (КНЧ-СНЧ-ОНЧ, 3 Гц - 3 кГц), которое распространяется в полости Земля-ионосфера и формирует естественное электромагнитное поле Земли (ЕЭМПЗ). Радиоволны нижней части этого диапазона (3-100 Гц) способны многократно огибать Землю, что проявляется как глобальный электромагнитный резонанс. Пиковые частоты глобального резонанса (Шумановские резонансы, далее ШР) соответствуют примерно 8, 14, 20, 26, 32 ... Гц, они определяются геометрией резонатора и электрическими свойствами нижней ионосферы на высотах 50-100 км. Планетарный характер процесса естественного формирования и распространения ШР в полости «Земля-ионосфера» позволяет использовать их для зондирования и мониторинга многих явлений [1]. Мониторинг резонансных параметров полости осуществляется с помощью непрерывной записи КНЧ ЕЭМПЗ. Необходимо отметить, что такой подход относится к пассивным методам радиозондирования, которые используют природные источники излучений и не влияют на окружающую среду. Одной из важных и актуальных задач является перераспределение мировой грозовой активности по поверхности Земли в связи с климатическими изменениями [2]. Мониторинг ШР позволяет оперативно отслеживать эти изменения при наличии нескольких наземных обсерваторий в средних широтах.

Мощные грозовые разряды в мезосфере предполагаются основными источниками КНЧ-СНЧ всплесков Q-типа (Q-bursts) [3]. Эти всплески наблюдаются в записях естественного электромагнитного поля Земли, выделяясь над фоновым уровнем в несколько раз. Регулярный характер

данных всплесков может быть использован для зондирования электродинамических свойств резонатора «Земля-ионосфера». Формирующиеся неоднородности в ионосфере над мощными сейсмическими процессами возможно могут быть косвенно обнаружены по изменениям характеристик мод ШР при регистрации в двух и более пунктах наблюдений [1]. Такие неоднородности могут быть источниками рефракции и интерференции волн Шумановских резонансов. Цель работы: создать на востоке России пункт постоянного наблюдения естественного и техногенного КНЧ-СНЧ электромагнитного поля.

Техника эксперимента и методика обработки

Ортогонально ориентированные «Север-Юг» и «Запад-Восток» магнитно-индукционные датчики и симметричные заземленные горизонтальные электрические приемные линии подключаются через согласующие предусилители к регистратору «Байкал-7HR». Регистратор «Байкал-7HR» представляет собой автономную станцию для записи сигналов в КНЧ-СНЧ-ОНЧ диапазонах частот с высокой точностью (АЦП 24 бита) и привязкой к абсолютному времени (GPS). Для согласования используется предусилитель (рис. 1) на прецизионных операционных усилителях (ОУ) TL081 с полевыми транзисторами (ПТ) на входе, соединенные по схеме дифференциального усилителя. Предусилитель имеет очень высокое входное сопротивление, подавление синфазной помехи (вертикальной компоненты электрического поля E_B при регистрации горизонтальных компонент E_T) более 60 дБ. Принципиальная схема и амплитудно-частотная характеристика показаны на рисунке 2 [5].

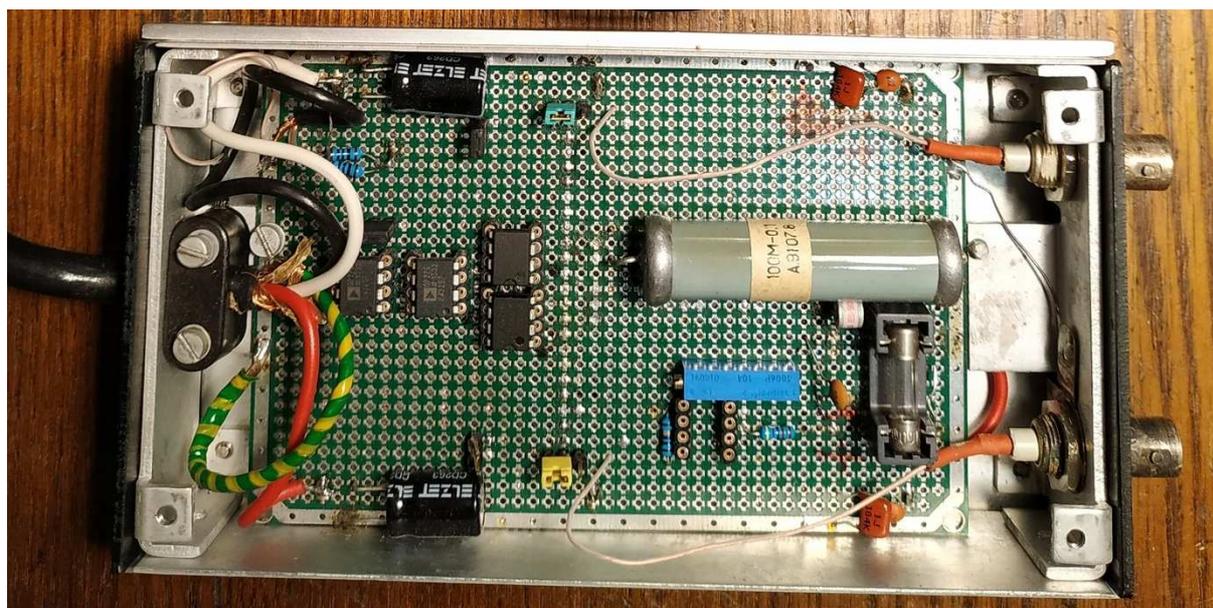


Рис. 1. Прототип согласующего предусилителя по схеме измерительного (инструментального) усилителя на ОУ TL081 с ПТ.

Следует отметить, что исследование тонкой структуры глобальных резонансов с помощью симметричной горизонтальной электрической антенны для приема E_T имеет определенные преимущества перед измерениями с помощью магнитного датчика H_T или шаровой антенны E_B , чувствительность которых существенно зависит от частоты. Действующая длина антенны E_T определяется ее геометрическими размерами, поэтому нет необходимости в коррекции спектров на выходе широкополосного тракта усиления. Просто осуществляется и калибровка такой антенны [1]. Величина E_T на границе раздела «земля-воздух» в КНЧ-СНЧ диапазонах определяется соотношением $E_T = Z_{\Pi} \times H_T$, где Z_{Π} – поверхностный импеданс земной коры в точке наблюдения, H_T – горизонтальная магнитная компонента поля.

Ярко выраженная резонансная структура КНЧ-СНЧ радишума по E_T и H_T составляющим позволяет использовать ШР для электромагнитного зондирования земной коры, при этом может

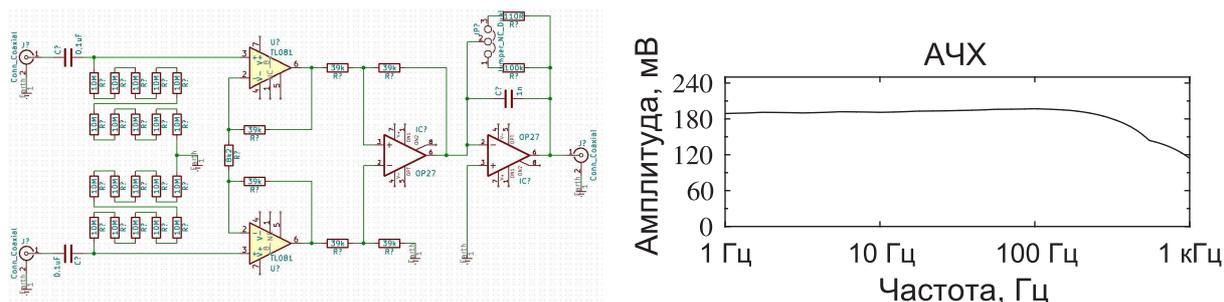


Рис. 2. Принципиальная схема дифференциального согласующего предусилителя на ОУ TL081 и его АЧХ.

быть получен энергетический выигрыш и повышена точность определения геоэлектрического разреза земной коры. Определение поверхностного импеданса $Z_{II} = E_{Г}/H_{Г}$ земной коры с помощью КНЧ-СНЧ радишума представляет пассивный метод геоэлектрики, важным достоинством которого является экологическая чистота [1, 4, 5].

Полученные результаты

В июле 2015 г. проведены измерения на Полярной геокосмофизической обсерватории ИК-ФИА СО РАН в районе пос. Тикси, в августе 2016 года (66 рейс НИС «Академик Мстислав Келдыш») также были осуществлены измерения на побережье залива Благополучия Архипелага Новая Земля. Схема измерений была одна и та же, отличались лишь входные каскады согласующего предусилителя: в «Тикси» на входе использовался операционный усилитель OP07 с биполярными транзисторами, а на «Новой Земле» уже TL081 с полевыми транзисторами на входе.

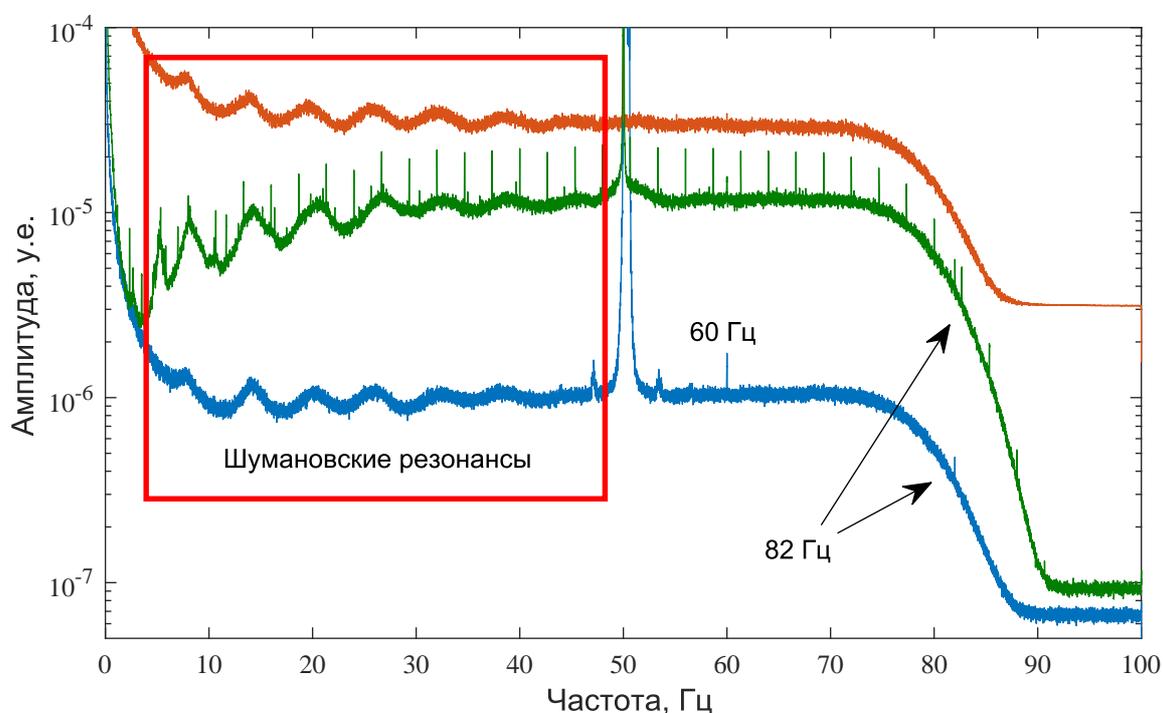


Рис. 3. (1) – спектр с магнитно-индукционного датчика $H_{Г}$, полученный на стационаре ИФМ СО РАН «Хурумша» (51.6282934 с.ш., 106.9548611 в.д.), (2) – спектр с электрической антенны $E_{Г}$ по направлению «запад – восток», полученный на архипелаге Новая Земля (75.6998608 с.ш., 63.7099214 в.д.), (3) – спектр с электрической антенны $E_{Г}$ по направлению «запад – восток», полученный на ПГО ИКФИА СО РАН в районе пос. Тикси (71.584173256 с.ш., 128.768012799 в.д.).

На рисунке 3 представлены полученные спектры. Спектр (3) показал Шумановские резонансы по 5-й – 6-й, а также отчетливо видны: сигнал радиопередатчика «Зевс» 82 Гц и спектральная линия 60 Гц, характерная для электросетей Северной Америки. Радиопередатчик «Зевс» расположен на Кольском полуострове [5] и удален от пункта приема на 3200 км. Отношение сигнал/шум (С/Ш) достигает 5.

На спектре (1) впервые в электромагнитно чистом арктическом районе в спектре ЕЭМПЗ выделены глобальные электромагнитные резонансы полости «Земля-ионосфера» вплоть до 7-го и 8-го резонансных пиков, чего не удавалось измерить многим исследователям, начиная с 1960 года (см. рис. 3 – спектр (1) и на рис. 4). В августе 2018 г. на стационаре «Хурумша» выполнена регистрации ЕЭМПЗ магнитно-индукционным датчиком. Стационар удален от населенных пунктов, но находится на расстоянии 1-2 км от высоковольтных ЛЭП (110 кВ и 220 кВ). Измерение магнитного поля в сложных помеховых условиях стационара «Хурумша» показало неплохие результаты (рис. 3 – спектр (2)). Центральные частоты регистрируемых ШР близки к данным работы [4], полученным на юге Сибири 31 июля в 1981 г.

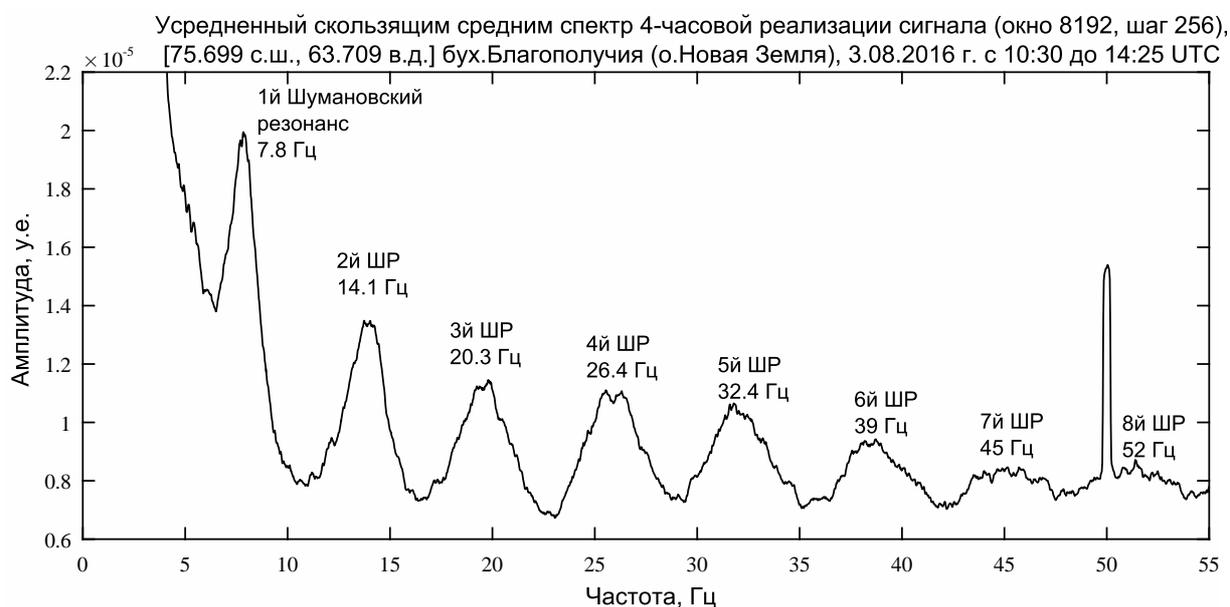


Рис. 4. Спектр глобальных резонансов полости «Земля-ионосфера», полученный на острове Новая Земля.

Заключение

Результаты приема естественного и техногенного КНЧ-СНЧ электромагнитного поля свидетельствуют о том, что созданные аппаратно-программные средства обладают высокой чувствительностью и частотной КНЧ-СНЧ избирательностью. Они испытаны и пригодны для регистрации КНЧ-СНЧ полей, что подтверждается наличием в спектрах пиков мод глобальных ШР с 1-го по 8-й. Крайне важной новостью в январе 2019 г. стало создание в Китайской Народной Республике [6] своей передающей КНЧ-СНЧ радиостанции для глубинного электромагнитного зондирования земной коры, прогноза землетрясений и других приложений. Разработанный нами комплекс может быть применен для приема поля этого КНЧ-СНЧ передатчика. В 2019 году нами также запланировано участие в проекте FENICS-2019 с регистрацией искусственного удаленного КНЧ сигнала.

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Министерства образования и науки Республики Бурятия в рамках научного проекта № 18-47-030007- «р_а».

Список литературы

1. Nickolaenko A. Schumann Resonance for Tyros: Essentials of Global Electromagnetic Resonance in the Earth–Ionosphere Cavity / A. Nickolaenko, M. Hayakawa // Springer Geophysics. – Japan: Springer Japan, 2014. – P. 348.
2. Williams, E.R. The Schumann resonance: a global tropical thermometer // Science. – 1992. – Vol. 256. – P. 1184-1188.
3. Белоглазов М. И., Пчелкин В. В., Васильев А. Н., Воронин А. И. Всплески Q -типа как явление, отражающее свойства глобального резонатора: физические аспекты автоматизированного отбора // Вестник Кольского научного центра РАН. – 2010. – № 2
4. Башкуев Ю.Б., Хаптанов В.Б., Цыдыпов Ч.Ц., Буянова Д.Г. Естественное электромагнитное поле в Забайкалье // М.: Наука, 1989. – 112 с.
5. Взаимодействие электромагнитных полей КНЧ-СНЧ диапазона с ионосферой и земной корой. Материалы I Всероссийского (с международным участием) научно-практического семинара. В 2 т. // Российская академия наук, Отделение наук о Земле, Кольский научный центр, Геологический институт, гл. редактор академик РАН Е.П. Велихов, председатель ред. коллегии д.г.-м.н. А.А. Жамалетдинов – Апатиты, 2014, Т.1 – 206с., 2015, Т.2-112 с.
6. Валагин А. Китай построил антенну размером с Нью-Йорк для связи с подлодками // Интернет-портал «Российской газеты». – 2019. – Режим доступа: <https://rg.ru/2019/01/01/kitaj-postroil-antennu-razmerom-s-niu-jork-dlia-sviasi-s-podlodkami.html> (дата обращения: 14.03.2019).

Том I, с. 469–472
УДК: 621.371.34

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СДВ РАДИОВОЛН НА ШИРОТНЫХ ТРАССАХ ВОСТОКА РОССИИ

Ю. Б. Башкуев, Д. Г. Буянова, М. Г. Дембелов, В. Р. Адвокатов, Д. Б. Аюров

*Институт физического материаловедения СО РАН, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
E-mail: dawu@mail.ru*

Аннотация. Проведен анализ амплитуды и дополнительной фазы поля СДВ РНС РСДН-20 во время сильных магнитных бурь и солнечных вспышек 1-12 сентября 2017 года. Исследованы трассы широтного простираия: 1. «Новосибирск – Улан-Удэ», длина - 1580 км; 2. «Комсомольск-на-Амуре – Улан-Удэ», длина - 2080 км. Рассмотрены суточные вариации медианной амплитуды радиосигналов 11.9 и 14.88 кГц на трассах 1 и 2, полученные после децимации и пропуска массива измерений через цифровой сглаживающий полиномиальный фильтр Савицкого–Голея. Представлены расчеты поля в волноводе «Земля-ионосфера». Анализ условий распространения радиоволн во время магнитных бурь и солнечных вспышек выявил существенные различия в пространственных амплитудно-фазовых явлениях в обычных и аномальных геомагнитных условиях на частотах 11.9 и 14.88 кГц при распространении на пространственно-разнесенных трассах широтного простираия. Основным фактором, оказывающим влияние на параметры СДВ сигнала в волноводе «Земля-ионосфера» во время гелиогеофизических возмущений, является увеличение концентрации электронов в D слое ионосферы и связанное с этим изменение геометрии волновода.

Ключевые слова: волновод «Земля-ионосфера», СДВ радиосигналы, амплитуда, фаза, солнечные вспышки

PROPAGATION OF VLF RADIO WAVES ON LATITUDINAL PATHS OF THE EAST OF RUSSIA

Yu. B. Bashkuev, D. G. Buyanova, M. G. Dembelov, V. R. Advokatov, D. B. Ayurov

Abstract. An analysis of the amplitude and additional phase of the RNS RSDN-20 VLF field during strong magnetic storms and solar flares on September from 1 to 12, 2017 was carried out. Radio paths of latitudinal spreading were researched: 1 «Novosibirsk – Ulan-Ude», length - 1580 km; 2 «Komsomolsk-on-Amur – Ulan-Ude», length 2080 km. Daily variations of the median amplitude of radio signals of 11.9 and 14.88 kHz on tracks 1 and 2 obtained after decimation and transmission of the measurement array through the digital smoothing polynomial Savitsky–Golay filter are considered. The calculations of the field in the “Earth-ionosphere” waveguide are presented. Analysis of the propagation conditions of radio waves during magnetic storms and solar flares revealed significant differences in spatial amplitude-phase phenomena in normal and anomalous geomagnetic conditions at frequencies of 11.9 and 14.88 kHz when propagating along spatially separated paths of latitudinal spreading. The main factor influencing the parameters of the VLF signal in the «Earth-ionosphere» waveguide during helio-geophysical disturbances is the increase in the electron concentration in the D layer of the ionosphere and the associated change in the waveguide geometry.

Keywords: Earth-ionosphere waveguide, VLF radio signals, amplitude, phase, solar flare

Введение

Результаты исследований распространения СДВ радиоволн свидетельствуют о существенном изменении амплитудно-фазовых характеристик сигналов во время рентгеновских солнечных вспышек и магнитных бурь. В работах [1–3] анализируются изменения параметров D области во время вспышки X класса 6 сентября 2017 года. Основным фактором, оказывающим влияние на параметры СДВ сигнала в волноводе «Земля-ионосфера», является увеличение концентрации электронов в нижних слоях ионосферы и связанное с этим изменение геометрии волновода. Результаты исследований показывают, что при мощных гелиогеофизических возмущениях, в том

числе рентгеновских вспышек, ионизация D области может существенно возрастать, достигая значений $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$. Цель доклада – провести анализ условий распространения СДВ радиоволн в волноводе «Земля-ионосфера» на трассах «Новосибирск – Улан-Удэ» и «Комсомольск-на-Амуре – Улан-Удэ» во время магнитных бурь и солнечных вспышек 1-12 сентября 2017 года.

Экспериментальные результаты

Цифровой измерительный комплекс имеет опорный стандарт частоты на основе GPS приемника Trimble Thunderbolt-B с суточной нестабильностью частоты 10^{-12} . Проведен анализ результатов измерений амплитуды и дополнительной фазы $\varphi_{\text{доп}}$ электромагнитного поля СДВ импульсно-фазовой РНС РСДН-20 на двух радиотрассах широтного простирания: трасса 1 «Новосибирск – Улан-Удэ», длина - 1580 км; трасса 2 «Комсомольск-на-Амуре – Улан-Удэ», длина - 2080 км. По данным лаборатории рентгеновской астрономии Солнца ФИАН [4] магнитные бури с $K_p = 4-5$ произошли 2, 5, 8-9 сентября 2017, особенно сильные многочасовые магнитные бури отмечены 8-9 сентября с K_p -индексом от 5 до 8 баллов. 4-11 сентября (спутник GOES-15) на Солнце произошло множество вспышек класса M (4-5, 7-9 сентября) и сильных вспышек класса X (6 и 10 сентября). На рис. 1 приведены суточные вариации амплитуды и дополнительной фазы $\varphi_{\text{доп}}$ радиосигналов 11.9 и 14.88 кГц с 31 августа по 12 сентября 2017 г. на трассах 1 и 2. В нижней части показана геомагнитная обстановка на Земном шаре (K_p - индекс). Восточная трасса 2 длиннее западной трассы 1 на 500 км, поэтому уровень сигнала почти всегда закономерно ниже. В обычных геомагнитных условиях четко разделяются дневные и ночные уровни амплитуды и фазы радиосигнала. Дневной уровень амплитуды сигнала в первой половине сентября на трассе 2 стабильный, в среднем от 0.1 до 0.13 относительных единиц (далее о.е.). В ночное время сигнал в среднем в 1.5 – 2 раза выше и изменяется от 0.15 до 0.24 о.е.

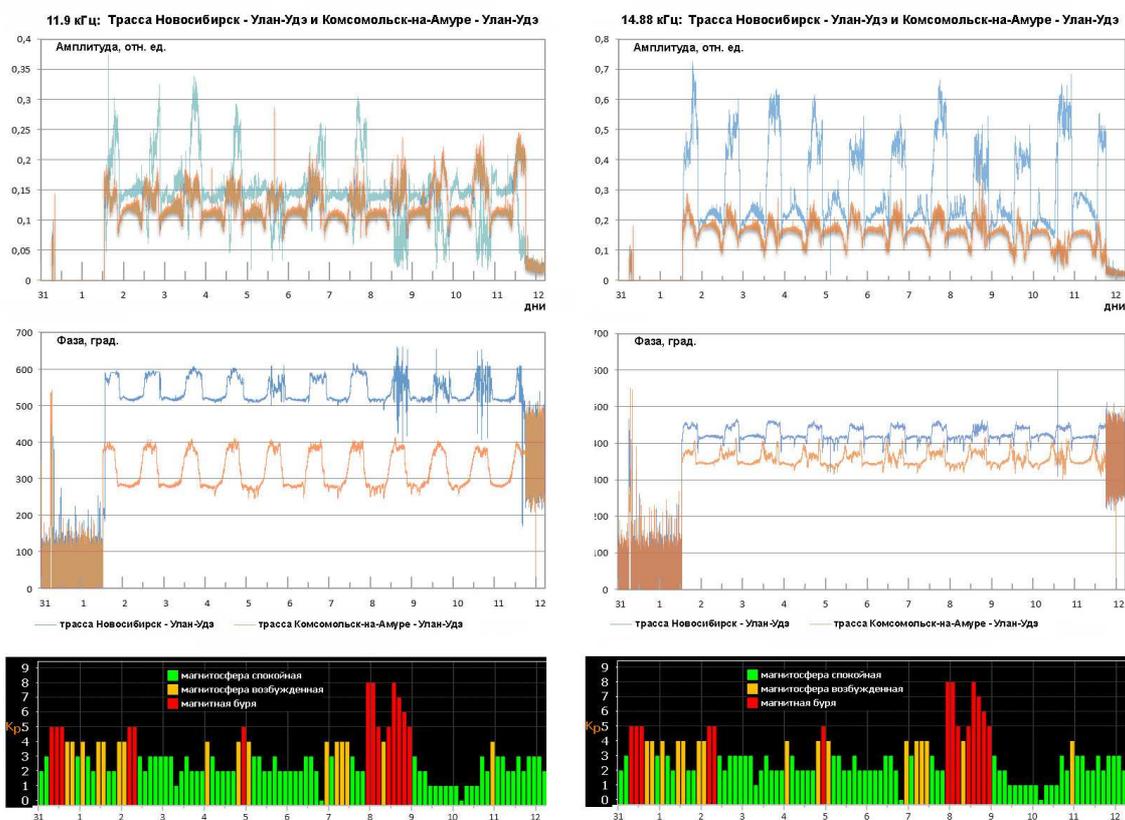


Рис. 1. Суточные вариации амплитуды и дополнительной фазы $\varphi_{\text{доп}}$ радиосигналов РСДН-20 на трассах «Новосибирск – Улан-Удэ» и «Комсомольск-на-Амуре – Улан-Удэ» на частотах 11.9 и 14.88 кГц. В нижней части представлена геомагнитная обстановка на период с 31 августа по 12 сентября 2017 года. Красным цветом выделены магнитные бури.

Отчетливо видно смещение линий терминаторов на восточной и западной трассах примерно на 1-2 часа. Дополнительная фаза $\varphi_{\text{доп}}$ имеет также закономерные регулярные суточные вариации в пределах до 120° . Существенные различия на трассах 1 и 2 наблюдаются в уровне амплитуды сигнала во время магнитных бурь. 5, 8, 9 и 10 сентября на трассе 1 ночные уровни существенно ниже дневных, происходит уменьшение амплитуды до 6 раз. Фаза сигнала ведет себя также аномально, часто наблюдается «дребезг» и даже срыв фазы. Уровни принимаемого сигнала в дневное время закономерно и плавно изменяются с максимумом в полуденное время, в ночное время суток амплитуда в целом выше, чем днем, но она подвержена быстрым и глубоким флуктуациям.

Обсуждение результатов

На рис. 2 суточные вариации медианной амплитуды радиосигналов РСДН-20 на трассах 1 и 2 на частотах 11.9 и 14.88 кГц получены после децимации (прореживания) и пропуска массива измерений через цифровой сглаживающий полиномиальный фильтр Савицкого-Голея (программа MATLAB). Этот фильтр является оптимальным в том смысле, что он минимизирует ошибки по методу наименьших квадратов аппроксимацией «зашумленных» данных полиномиальными окнами. Фильтр Савицкого-Голея работает намного лучше, чем стандартные КИХ-фильтры, которые имеют тенденцию отфильтровывать значительную часть высокочастотного «зашумленного» сигнала. На рис. 2 отчетливо видно аномально сильное уменьшение амплитуды сигнала на частоте 11.9 кГц ночью 5, 8, 9, 10 и даже 11 сентября. При этом отмечен рост амплитуды сигнала 9, 10 и 11 сентября на трассе 2. На частоте 14.88 кГц (рис. 2) также отмечены сходные явления в уровне сигнала, но они выражены менее заметно. На этой частоте отчетливо видно уменьшение амплитуды сигнала в ночное время на трассе 1 5–6 и 8–9 сентября. На трассе 2 уровень сигнала в целом всегда ниже, чем на трассе 1. При этом понижения уровня ночью отчетливо выражены только 10 и 11 сентября.

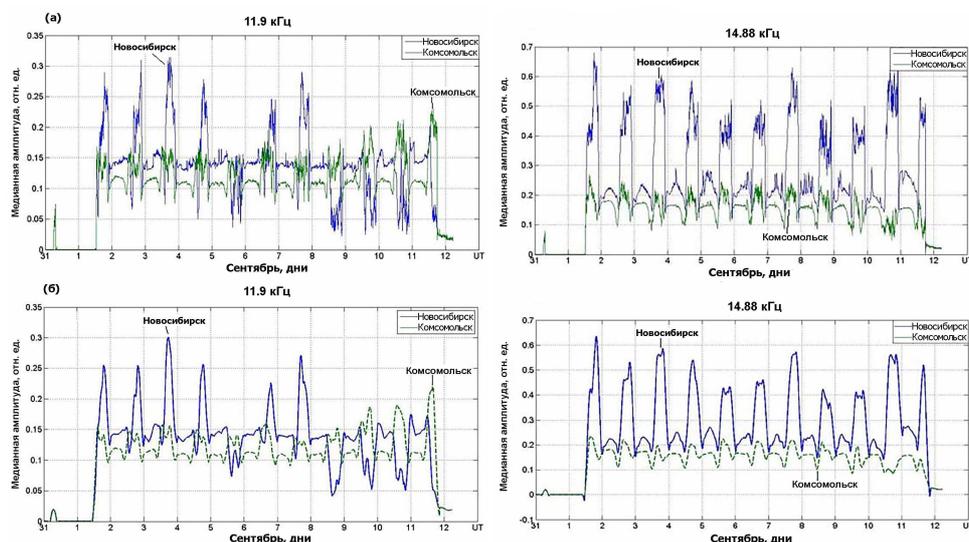


Рис. 2. Суточные вариации медианной амплитуды радиосигналов РСДН-20 на трассах «Новосибирск–Улан-Удэ» и «Комсомольск-на-Амуре–Улан-Удэ» на частотах 11.9 и 14.88 кГц.

На рис. 3 представлены результаты расчетов напряженности поля в волноводе «Земля-ионосфера» на частотах 11.9 и 14.88 кГц для излучаемой мощности 1 кВт. В расчетах использовалась экспоненциальная модель ионосферы для электронной концентрации [эл./см³]: $N_e = H_{N0} \cdot \exp(AL[H - H_0])$, где H – текущая высота; H_0 – высота в ионосфере, для которой электронная концентрация равна значению H_{N0} ; AL – скорость изменения электронной концентрации с высотой [м⁻¹]. Эффективная частота столкновений также использовалась в экспоненциальной форме [сек⁻¹]: $N_e = \nu_{H0} \cdot \exp(-G[H - Z_0])$, где Z_0 – высота в ионосфере, для

которой частота столкновений равна ν_{H0} [М]; G - параметр, характеризующий скорость убывания частоты столкновений с высотой [м^{-1}].

Для дневных условий высота волновода принята равной 72.5 км, для ночи – 85 км. В расчетах учитывались две и четыре моды. Для сравнения приведено поле земной волны для однородной модели с проводимостью 10^{-2} См/м и относительной диэлектрической проницаемостью, равной 10.

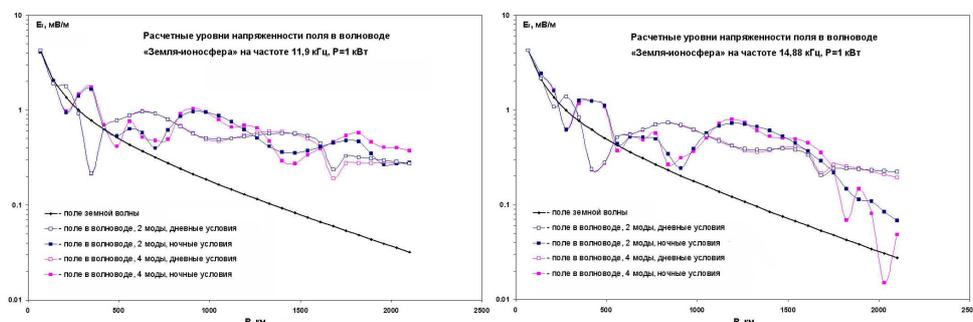


Рис. 3. Расчетные уровни напряженности поля в волноводе «Земля-ионосфера» на частотах 11.9 и 14.88 кГц.

Заключение

1. Магнитные бури и потоки ультрафиолетового и рентгеновского излучения от солнечных вспышек, направленные в сторону Земли, существенно меняют свойства ионосферы и характеристики канала распространения СДВ радиоволн, нарушая закономерные регулярные суточные амплитудно-фазовые характеристики. Основным фактором, оказывающим влияние на параметры СДВ сигнала в волноводе «Земля-ионосфера» во время гелиогеофизических возмущений, является увеличение концентрации электронов в D слое ионосферы и связанное с этим изменение геометрии волновода. Результаты исследований показывают, что при мощных рентгеновских вспышках, ионизация D области может существенно возрастать, достигая значений $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$.
2. Во время магнитных бурь и солнечных вспышек в сентябре 2017 года установлены существенные различия в пространственных амплитудно-фазовых явлениях в обычных и аномальных гелиогеофизических условиях на частотах 11.9 и 14.88 кГц при распространении СДВ радиоволн на пространственно-разнесенных трассах широтного простираения. Они заключаются в существенном уменьшении уровня сигнала на частоте 11.9 кГц во время очень сильной магнитной бури. На частоте 14.88 кГц также отмечены сходные явления, но они выражены менее заметно. Суточный ход дополнительной фазы $\varphi_{\text{доп}}$ на частотах 11.9 кГц и 14.88 кГц на обеих трассах также выражен ее менее устойчивым ходом в возмущенные дни и подвержен быстрым и глубоким флуктуациям в дни солнечных вспышек (5, 6, 8-10 сентября) и геомагнитных бурь.

Благодарности

Исследование выполнено по госбюджетному проекту «Распространение радиоволн в неоднородных импедансных каналах» и частично при финансовой поддержке РФФИ и Министерства образования и науки РБ по проектам № 18-47-030006-р_а. и № 18-47-030007-р_а.

Список литературы

1. Корсаков А.А., Козлов В.И., Каримов Р.Р. Эффекты солнечных вспышек в сентябре 2017 года в амплитудно-фазовых вариациях сигналов ОНЧ радиостанций // Сборник докладов XXIV Международного Симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» (г. Томск, 2-5 июля 2018 г.).
2. Гаврилов Б.Г., Ляхов А.Н., Поклад Ю.В. и др. Геофизические эффекты солнечной вспышки 6 сентября 2017 года // Сборник докладов XXIV Международного Симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» (г. Томск, 2-5 июля 2018 г.).
3. Корсунская Ю.А., Поклад Ю.В., Гаврилов Б.Г. и др. Численное моделирование влияния солнечных рентгеновских вспышек в сентябре 2017 года на среднеширотные СДВ трассы // Сборник докладов XXIV Международного Симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» (г. Томск, 2-5 июля 2018 г.).
4. <http://tesis.lebedev.ru/>

Том I, с. 473–477
УДК: 621.371

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС СТРУКТУРЫ «ТОНКИЙ ЛЕД-МОРЕ»

Ю. Б. Башкуев¹, Л. Х. Ангархаева¹, М. Г. Дембелов¹, Д. Г. Буянова¹,
В. П. Мельчинов²

¹ Институт физического материаловедения, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
E-mail: buddich@mail.ru

² Северо-Восточный федеральный университет, 677000, г. Якутск, ул. Кулаковского, 48
E-mail: melchinovvp@mail.ru

Аннотация. Для расчетов электромагнитного поля двухслойной структуры «тонкий лед-море» определены области применимости импедансных граничных условий в зависимости от толщины льда и угла падения вертикально-поляризованной волны. Результаты необходимы для расчетов функции ослабления W и уровня поля радиоволн. Показано, что для структуры «тонкий лед-море» учет зависимости поверхностного импеданса от угла падения важен для систем загоризонтной радиолокации в КВ диапазоне радиоволн. В УКВ диапазоне для льда толщиной 80 см определены частотные полосы, в которых применимы импедансные граничные условия.

Ключевые слова: граничные условия; двухслойные структуры; тонкий лед; море; функция ослабления

THE SURFACE IMPEDANCE OF THE «THIN ICE-SEA» STRUCTURE

Yu. B. Bashkuev, L. Kh. Angarkhaeva, M. G. Dembelov, D. G. Buyanova, V. P. Melchinov

Abstract. For calculations of the electromagnetic field of the two-layer «thin ice-sea» structure, the areas of applicability of the impedance boundary conditions are determined depending on the thickness of the ice and the angle of incidence of the vertically polarized wave. Results are needed to calculate the attenuation function W and the radio wave field level. It is shown that for the «thin ice-sea» structure, taking into account the dependence of surface impedance on the angle of incidence is important for over-the-horizon radar systems in the HF range of radio waves. In the VHF range for ice 80 cm thick, frequency bands are identified in which impedance boundary conditions are applicable.

Keywords: boundary conditions; two-layer structures; thin ice; sea; attenuation function

Введение

При создании карт поверхностного импеданса структуры «лед-море» для Северного Ледовитого океана установлены большие области существования двухслойной среды «тонкий лед-море» [1]. Расчеты поверхностного импеданса для тонкого морского льда (от 3 до 80 см) в широком диапазоне радиоволн показали ряд интересных электродинамических свойств таких импедансных структур [2–5]. Цель доклада – определить особенности частотной зависимости поверхностного импеданса для структуры «тонкий лед-море» в диапазоне 1 - 420 МГц в зависимости от толщины льда и угла падения вертикально-поляризованной волны.

Поверхностный импеданс слоистой среды

Приведенный поверхностный импеданс δ подстилающей среды определяется как отношение тангенциальных составляющих электрического E_τ и магнитного H_τ полей на границе раздела «воздух-подстилающая среда»: $\delta = E_\tau / (H_\tau \cdot Z_0)$, где $Z_0 = 120\pi$ – характеристический импеданс свободного пространства [2]. Расчеты частотной зависимости поверхностного импеданса двухслойной среды «тонкий лед-море» проведены по формуле [6]:

$$\delta = \delta_1 \frac{1 - R_{12} \exp(-i2k_0 h_1 \sqrt{\varepsilon_{1k} - \sin^2 \theta})}{1 + R_{12} \exp(-i2k_0 h_1 \sqrt{\varepsilon_{1k} - \sin^2 \theta})} \quad (1)$$

где $R_{12} = \frac{\delta_1 - \delta_2}{\delta_1 + \delta_2}$ – коэффициент отражения на границе между слоями; δ_1, δ_2 – импедансы слоев; h_1 – толщина верхнего слоя; $k_0 = 2\pi/\lambda$; $\varepsilon_{jk} = \varepsilon_j + i60\lambda\sigma_j$ – относительная комплексная диэлектрическая проницаемость слоя; λ – длина волны; ε_j – диэлектрическая проницаемость j -го слоя; σ_j – электропроводимость j -го слоя; θ – угол падения плоской вертикально поляризованной волны на границу раздела «воздух–подстилающая среда». При расчетах принято, что монохроматическая волна имеет зависимость от времени $\exp(-i\omega t)$. Поверхностный импеданс зависит от электрических параметров слоев σ_j, ε_j , толщины слоев h_j , частоты поля ω и угла падения волны θ . Анализ расчетов поверхностного импеданса показал, что при малых значениях ε_{1k} верхнего слоя в случае произвольного угла падения θ необходимо использовать формулу:

$$\delta = \sqrt{\varepsilon_{1k} - \sin^2 \theta} / \varepsilon_{1k}. \quad (2)$$

Расчеты импеданса для структуры «тонкий лед-море»

На рис. 1 представлены частотные зависимости поверхностного импеданса для двух случаев: а) толщина льда 0.15 м; б) толщина льда 0.8 м. Анализ зависимости импеданса δ от угла падения волны θ (от 90° до 0°) в диапазоне 1 – 420 МГц показал, что для тонкого льда она достаточно слабая и определяется величиной $|\varepsilon_{1k}|$. При $|\varepsilon_{1k}| \approx 1.2 \div 9$ зависимость от угла падения существует. При $|\varepsilon_{1k}| \gg 1$ зависимость от угла падения слабая. На частотной зависимости модуля импеданса видно ее «уширение» в пределах до 3-5 %. Рассмотрим эти зависимости более подробно. На рис. 1 а,б красным цветом показаны модуль и фаза импеданса чистого моря. На графиках модуля импеданса штриховой горизонтальной линией показана граница применимости импедансных граничных условий $|\delta| < 0.333$. На графиках фазы импеданса штриховая линия соответствует -45° . Для льда толщиной 0.15 м фаза импеданса попадает в сильно-индуктивную область (φ_δ° от -62° до -85°). Появление поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) возможно до частоты 100 МГц. В УКВ диапазоне для льда толщиной 0.8 м (и при других толщинах) появляются частотные полосы, в которых по модулю импеданса применимы импедансные граничные условия. При этом фаза импеданса в сильно-индуктивную область не попадает. Минимумы модуля импеданса «опираются» на частотную зависимость модуля импеданса чистого моря. В табл. 1 представлены частоты минимумов модуля импеданса и их фазы и для сравнения модули и фазы импеданса для чистого моря.

Из табл. 1 видно, что значения модуля импеданса для структуры «тонкий лед-море» на всех минимумах меньше модуля импеданса для чистого моря. Фаза импеданса φ_δ° на частотах 1 и 4 минимумов попадает в емкостную область (1.7° и 0.8°), а для 2-го и 3-го минимумов попадает в слабо-индуктивную область (-2.2° и -0.2°), то есть по эффективным электрическим параметрам трасса распространения будет соответствовать диэлектрической среде. Для таких структур проведены сравнительные расчеты условий распространения УКВ радиоволн. В табл. 2 представлена в обобщенном виде частота достижения модуля импеданса, равного 0.1 и его фаза от угла падения волны и толщины льда. Из табл. 2 следует, что фаза импеданса φ_δ° для всех углов падения и толщин льда попадает в сильно-индуктивную область от -79.8° до -85.9° . При значении модуля импеданса 0.1 и сильно-индуктивных фазах импеданса следует ожидать появления поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ). ПЭВ будет зависеть от толщины льда и угла падения и находиться в полосе частот от 5.5 МГц до 32.1 МГц. Учет зависимости поверхностного импеданса от угла падения важен для систем загоризонтной радиолокации в КВ диапазоне радиоволн. Следовательно, при расчетах распространения импульсных КВ радиосигналов в импедансном канале «Земля-ионосфера» необходимо учитывать и дисперсионные свойства нижней стенки волновода – ледяной поверхности.

Результаты расчетов распространения УКВ радиоволн на 1-4 минимумах модуля импеданса

Расчеты УКВ поля для плоской трассы длиной 50 км (табл. 3) показали, что модуль функции ослабления $|W|$ и уровень поля E на трассе «тонкий лед-море» выше в 1.33 – 1.49 раза, чем над чистым морем. Этот эффект наблюдается на всех частотах: 91.7; 185; 278.3 и 371.8 МГц до

расстояния в 50 км. Дополнительная фаза также закономерно ниже примерно на 1.5 радиана. На рис. 2 представлены для примера расчеты распространения УКВ поля на частотах 91.7 и 185 МГц при толщине льда 0.8 м. На частотах 278.3 и 371.8 МГц формы графиков сходны. $|W|$ и уровень поля будут ниже, но сохраняется их отношение.

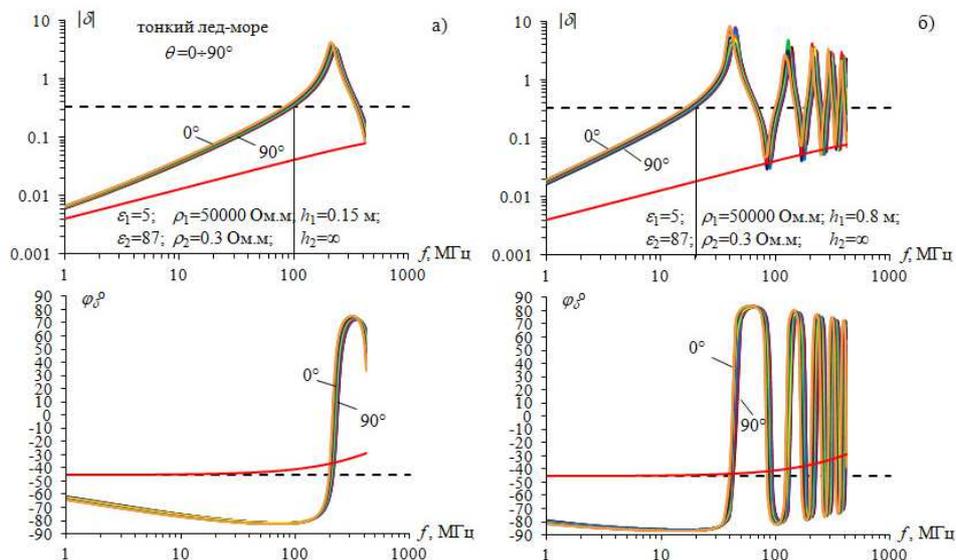


Рис. 1. Частотные зависимости модуля и фазы импеданса для 2-х слойного геоэлектрического разреза «тонкий лед на море» с толщиной льда: а) 0.15 м; б) 0.8 м.

Таблица 1. Сравнение модуля и фазы импеданса для структур «тонкий лед-море» и «море» на 1 – 4 минимумах модуля импеданса (расчет для $\theta = 90^\circ$ и толщины льда 0.8 м).

	1 минимум			2 минимум			3 минимум			4 минимум		
	f , МГц	φ_δ°	$ \delta $	f , МГц	φ_δ°	$ \delta $	f , МГц	φ_δ°	$ \delta $	f , МГц	φ_δ°	$ \delta $
лед-море	91.7	1.7	0.0298	185	-2.2	0.044	278.3	-0.2	0.0546	371.8	0.8	0.0635
море	91.7	-41.2	0.0389	185	-37.4	0.0546	278.3	-33.9	0.0656	371.8	-30.7	0.0738

Таблица 2. Зависимость частоты достижения фиксированного модуля импеданса 0.1 и его фазы от угла падения волны и толщины льда

	$\theta = 90^\circ$		60°		45°		30°		0°	
	f , МГц	φ_δ°	f , МГц	φ_δ°	f , МГц	φ_δ°	f , МГц	φ_δ°	f , МГц	φ_δ°
0.15 м	32.1	-79.8	30.4	-80.1	28.9	-80.4	27.6	-80.7	26.3	-80.9
0.2 м	24.7	-81.1	23.4	-81.3	22.2	-81.6	21.2	-81.8	20.2	-82.1
0.25 м	20.1	-81.9	19.1	-82.2	18.1	-82.4	17.2	-82.7	16.4	-82.9
0.5 м	10.5	-84.1	10	-84.4	9.4	-84.5	9	-84.7	8.6	-84.9
0.8 м	6.7	-85.3	6.4	-85.5	6	-85.6	5.7	-85.8	5.5	-85.9

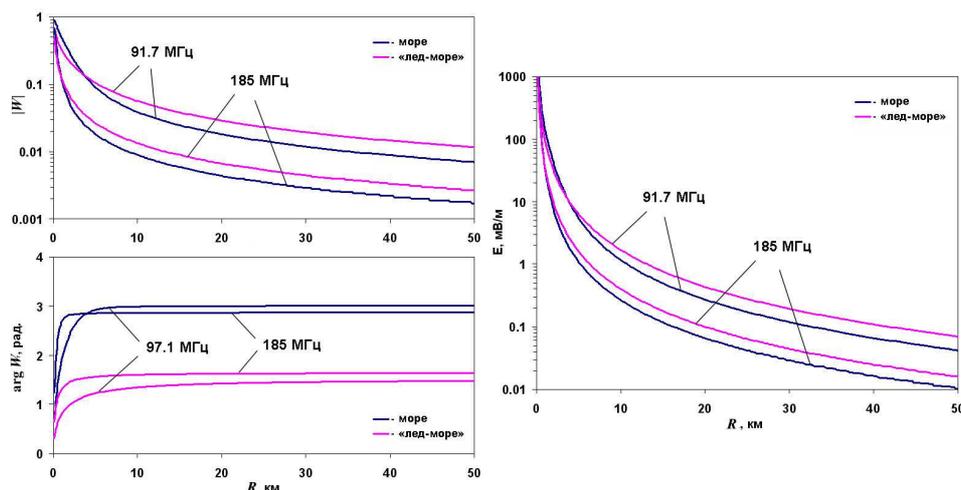


Рис. 2. Расчеты модуля функции ослабления поля $|W|$, дополнительной фазы $\varphi_{доп}$ и напряженности поля E на частотах 1 - 2 минимумов по табл. 1 при излучаемой мощности 1 кВт для моделей «тонкий лед–море» и «море» на трассе распространения длиной 50 км.

Таблица 3. Сравнение условий распространения УКВ радиоволн над чистым морем (в числителе) и над структурой «тонкий лед–море» (в знаменателе) верхних строк таблицы для модуля функции ослабления, дополнительной фазы и уровня поля на расстоянии 10 км

	91.7 МГц	185 МГц	278.3 МГц	371.8 МГц
$\frac{W}{\Delta W}$	$\frac{0.038/0.055}{0.0176}$	$\frac{0.009/0.0134}{0.00044}$	$\frac{0.004/0.0057}{0.0017}$	$\frac{0.0024/0.0032}{0.0008}$
$\frac{\arg W, \text{рад.}}{\Delta \arg W, \text{рад.}}$	$\frac{3/1.36}{1.64}$	$\frac{2.87/1.61}{1.26}$	$\frac{2.75/1.56}{1.19}$	$\frac{2.64/1.54}{1.1}$
$\frac{E, \text{мВ/м}}{\Delta E, \text{мВ/м}}$	$\frac{1.16/1.69}{0.53}$	$\frac{0.268/0.4}{0.132}$	$\frac{0.12/0.17}{0.05}$	$\frac{0.072/0.096}{0.024}$

Заключение

Для расчетов электромагнитного поля двухслойной структуры «тонкий лед–море» определены области применимости импедансных граничных условий в зависимости от толщины льда и угла падения вертикально-поляризованной волны.

Благодарности

Доклад подготовлен по проекту 0336-2016-0002 «Распространение радиоволн в неоднородных импедансных каналах» и частично по грантам РФФИ № 18-47-030006-р_а и № 18-41-140002-р_а.

Список литературы

1. Bashkuev Yu.B., Naguslaeva I.B., Buyanova D.G., Auyrov D.B. Forecast map of the surface impedance of the seas of the Arctic ocean in winter time // Proc. SPIE 10833, 24rd International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. – 2018. – Vol. 10833. 1083381 (13 December 2018). doi: 10.1117/12.2504432.
2. Wait J. R. Electromagnetic waves in stratified media. – New York-Paris: Pergamon Press, 1962. – 372 p.
3. Егоров В.А., Макаров Г.И. Точность прогнозирования функции ослабления при помощи граничных условий импедансного типа в случае двухслойной трассы распространения // Радиотехника и электроника. – 2011. – Т. 56, № 6. – С. 694-697.
4. Башкуев Ю.Б., Ангархаева Л.Х., Дембелов М.Г. Применение импедансных граничных условий для расчета функции ослабления поля над двухслойной трассой распространения с малой диэлектрической проницаемостью верхнего слоя // Радиотехника. – 2018. – № 1. – С. 113-120.
5. Hong-qi Zhang and Wei-yan Pan. Electromagnetic field of vertical electric dipole on a perfect conductor coated with dielectric layer // Radio Science. – 2002. – Vol. 37, Issue 4. P. 13-1–13-7.
6. Ангархаева Л.Х. Свидетельство об офиц. регистрации программы для ЭВМ № 2002610893. Пакет программ «Импеданс» для решения задач радиоимпедансного зондирования. – М.: Роспатент. – 2002.

Том I, с. 477–481

УДК: 621.371 + 550.3(571)

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ НА СТРУКТУРАХ «ЛЕД-МОРЕ»

**Ю. Б. Башкуев, В. Б. Хаптанов, М. Г. Дембелов, Д. Г. Буянова, И. Б. Нагуслева,
Л. Х. Ангархаева**

*Институт физического материаловедения СО РАН, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
E-mail: buddich@mail.ru*

Аннотация. Условия распространения радиоволн над структурой «лед-море» при сильно-индуктивном импедансе часто более благоприятны, чем над чистым морем из-за появления поверхностной электромагнитной волны. Разработаны численные алгоритмы расчетов для различных моделей трассы распространения радиоволн. Рассмотрена методика составления прогнозных карт поверхностного импеданса структуры «лед - море» по картам ледовой обстановки для Северного Ледовитого океана в разные сезоны года. Предложена формула для преобразования пространственной зависимости толщины льда в пространственную зависимость поверхностного импеданса на фиксированной частоте СДВ-ДВ-СВ диапазонов. Представлены расчеты поверхностного импеданса для различных типов морского льда.

Ключевые слова: поверхностная электромагнитная волна (ПЭВ), импеданс, структура «лед-море», трасса, функция ослабления, уровень поля, морской лед

SURFACE ELECTROMAGNETIC WAVES OVER THE «ICE-SEA» STRUCTURE

**Yu. B. Bashkuev, V. B. Khaptanov, M. G. Dembelov, D. G. Buyanova, I. B. Naguslaeva,
L. Kh. Angarkhaeva**

Abstract. Conditions for propagation of radio waves over the “ice-sea” structure with strong inductive impedance are more favorable than over a clear sea due to the appearance of a surface electromagnetic wave (SEW). Numerical calculation algorithms have been developed for various models of the propagation path of radio waves. The technique of compiling predictive maps of the surface impedance of the ice-sea structure by maps of ice conditions for the placeArctic Ocean in different seasons of the year is considered. A formula is proposed for transforming the spatial dependence of the ice thickness into the spatial dependence of the surface impedance at a fixed frequency of the VLF-LF-MF ranges. Surface impedance calculations for various types of sea ice are presented.

Keywords: surface electromagnetic wave (SEW), surface impedance, ice-sea structure, path, attenuation function, field level, sea ice

Введение

Целью доклада является развитие методов, изложенных в [1–5], по разработке теории физического эффекта появления поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) на радиотрассах «лед-море» и созданию программного обеспечения для расчетов пространственно-энергетических характеристик арктических радиосистем. Теоретические исследования распространения радиоволн над импедансными средами выполнены за рубежом Дж. Уэйтом [6] и в России на кафедре радиофизики ЛГУ под руководством проф. Г.И Макарова [7]. В этих работах показано, что электромагнитное поле над слоистыми средами с сильно-индуктивным поверхностным импедансом может достигать большого, чисто электродинамического по своей природе усиления поля относительно бесконечно проводящей плоскости. Объектом нашего исследования является покрытая льдом акватория Северного Ледовитого океана (СЛО), а предметом исследования – распространение ПЭВ над слоистой средой «лед-море». В статье использована импедансная постановка задачи, когда выполняются граничные условия Леонтовича. Рассмотрена

модель «лед–море», представляющая двухслойную структуру типа «диэлектрик на проводнике». Новизна подхода заключается в обосновании инженерных методов расчета распространения ДВ–СВ–КВ радиоволн над слоисто-неоднородной средой «лед – море» с использованием карт ледового покрова СЛЮ при расчетах арктических радиолиний. Расчет уровня поля проведен с использованием программы расчета функции ослабления поля по методу интегрального уравнения Хаффорда.

Моделирование распространения над структурой «лед-море»

Методика расчета функции ослабления W электромагнитного поля над импедансными трассами подробно описана в работах [4, 5, 8]. Основными методами расчета функции ослабления W поля земной волны являются: 1) ряд нормальных волн (ряд Фока) [7, 9]; 2) интегральное уравнение Хаффорда [5]; 3) интегральное уравнение Фейнберга [8, 10]. В работе [4] проведен анализ данных моделирования условий распространения ДВ–СВ радиоволн над средой «лед–море» в диапазоне 300–2000 кГц и дана оценка эффективности радиоканалов в Арктике. Расчет поля проведен с использованием программы расчета W по ряду Фока [9]. В расчетах излучаемая мощность принята равной 1 кВт. Приемник и передатчик расположены на ледяной поверхности. На рис. 1 представлены графики $|W|$, $\arg W$ и уровня поля E на частотах 300 (а), и 1000 (в) кГц на расстояниях от излучателя до 2000 км [4].

Из графиков видно, что появление ПЭВ над покрытыми льдом морскими трассами и расстояния ее существования вдали от излучателя зависят от частоты. Сравнение численных данных для W и уровня поля E для однородной трассы «лед-море» с толщиной льда от 0.6 до 2.7 метра на расстояниях до 2000 км показало, что условия распространения радиоволн над покрытым льдом морем более благоприятны, чем над однородной проводящей морской поверхностью за счет появления ПЭВ.

Распространение радиоволн над морским ледяным покровом переменной толщины

Цель данного раздела – обосновать применимость модели импедансной радиотрассы, учитывающей реальное распределение толщины ледяного покрова и электропроводности моря, которая позволяет с высокой точностью проводить расчеты распространения ДВ–СВ радиоволн над морем, покрытым льдом переменной толщины. Для двухслойной среды с сильно контрастными свойствами типа «диэлектрик на проводнике» справедливо соотношение [2]:

$$\delta(h_l) = \text{Re}\delta - i \left(|\text{Im}\delta| + \frac{2\pi h_l}{\lambda} \right) \approx \delta_2 - ikh_l; \quad (1)$$

где $\text{Re} \delta$ и $\text{Im} \delta$ относятся к морской воде без слоя льда, h_l – толщина льда, м. Сущность электрометрического метода [2] заключается в определении электропроводности морской воды и толщины слоя льда по данным бурения (или по спутниковым данным) и последующем расчете поверхностного импеданса δ структуры «лед-море» по формулам для двухслойной среды. Определение комплексной величины импеданса достигается благодаря следующему из теории электромагнитных волн в слоистых средах свойству двухслойной структуры «диэлектрик на проводнике», согласно которому из-за наличия тонкого плохо проводящего слоя на сильно проводящей среде в поверхностном импедансе двухслойной среды $\delta(h_l)$ появляется аддитивная к импедансу δ_B проводника (морской воды) мнимая добавка ikh_l , линейно зависящая от толщины h_l слоя диэлектрика (льда) и смещающая фазу импеданса в сильно-индуктивную область. Метод [2] использован для составления карт поверхностного импеданса покрытого льдом моря, необходимых для проектирования радиолиний в Арктическом и Антарктическом бассейнах.

Особенности распространения ДВ–СВ радиоволн на трассах Северного морского пути в разные сезоны года

Установлены не рассматриваемые ранее в радиофизической литературе особенности пространственно-временного изменения электропроводности морской и пресной воды в системе «эстуарий – шельф – континентальный склон – глубокий бассейн». Показано, что для Карского

моря характерен очень широкий диапазон изменения электропроводности поверхностного слоя воды, который ниже диапазона изменения ее электропроводности в средних и южных широтах Мирового океана. Электропроводность изменяется от 3.8 См/м в северной части моря до 0.2 См/м и менее в областях смешения морских и речных вод в Обской губе и Енисейском заливе. В этих районах (эстуариях) происходит выклинивание пресной воды к поверхности и проникновение соленой воды вглубь этих рек до 100 км. Образуется слоисто-градиентная структура «пресная вода на соленой воде», поверхностный импеданс которой в СДВ-СВ диапазонах относится к сильно-индуктивному типу. При распространении радиоволн над такими структурами появляется ПЭВ.

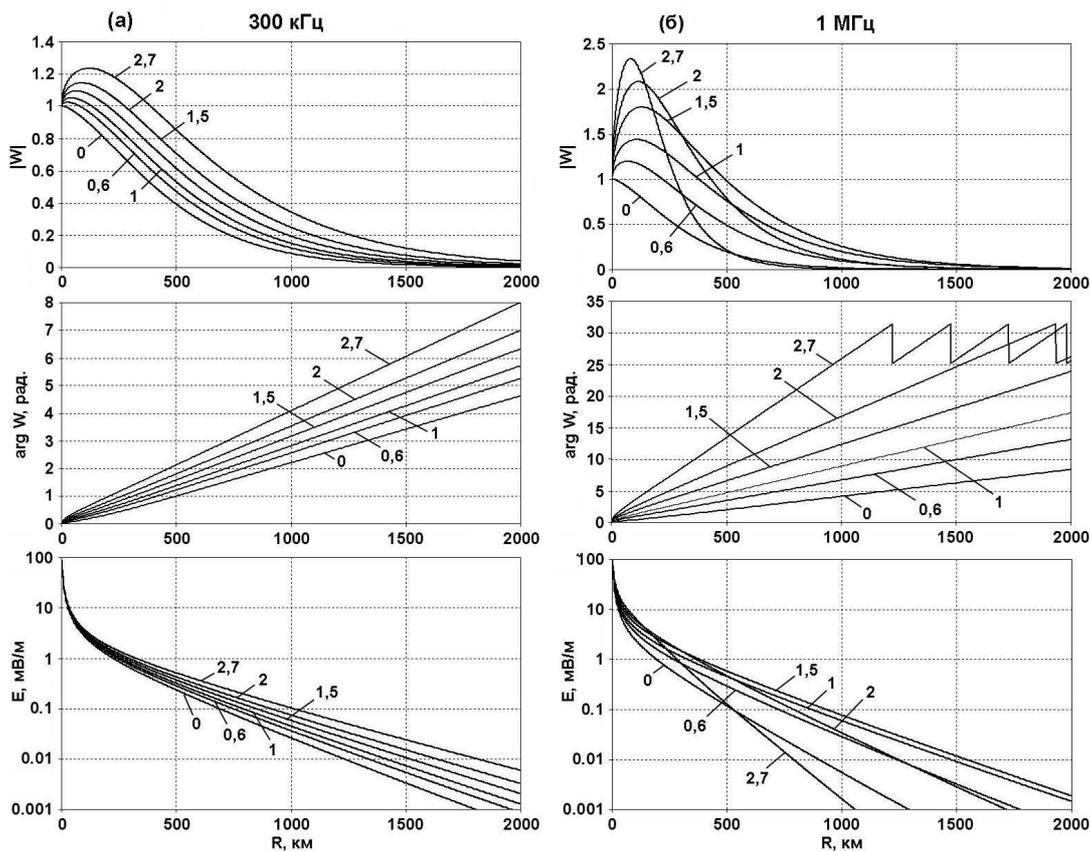


Рис. 1. Графики $|W|$, $\arg W$ и уровня поля E над трассой «лед-море» на частотах 300 (а) и 1000 (б) кГц на расстоянии от излучателя до 2000 км (числами указаны толщины льда в метрах).

Пространственные изменения электропроводности поверхностного слоя воды определяют особенности распространения радиоволн над морем. Применение слоисто-градиентной модели электропроводности морской воды по глубине позволяет существенно повысить точность расчетов электромагнитного поля над морем и в морской воде. Этот результат подтвержден численным моделированием частотных зависимостей поверхностного импеданса в диапазоне 10 кГц — 100 МГц (рис. 2).

Прогнозная карта поверхностного импеданса Северного Ледовитого Океана

На основе статьи [2] разработана методика составления прогнозной карты поверхностного импеданса структуры «лед-море» по картам Арктического и Антарктического научно-исследовательского института (ФГБУ «АНИИ») ледовой обстановки для СЛО в разные сезоны года. По данным расчетов поверхностного импеданса для различных типов морского льда создана прогнозная карта морей СЛО (рис. 3), необходимая для расчетов пространственно-энергетических характеристик и выбора рабочих частот арктических радиолоний, в том числе и на ПЭВ. Данные по толщине льда $h_{\text{л}}$ представлены на картах ледовой обстановки для СЛО, которые ФГБУ «АНИИ» выставляет для разных сезонов года.

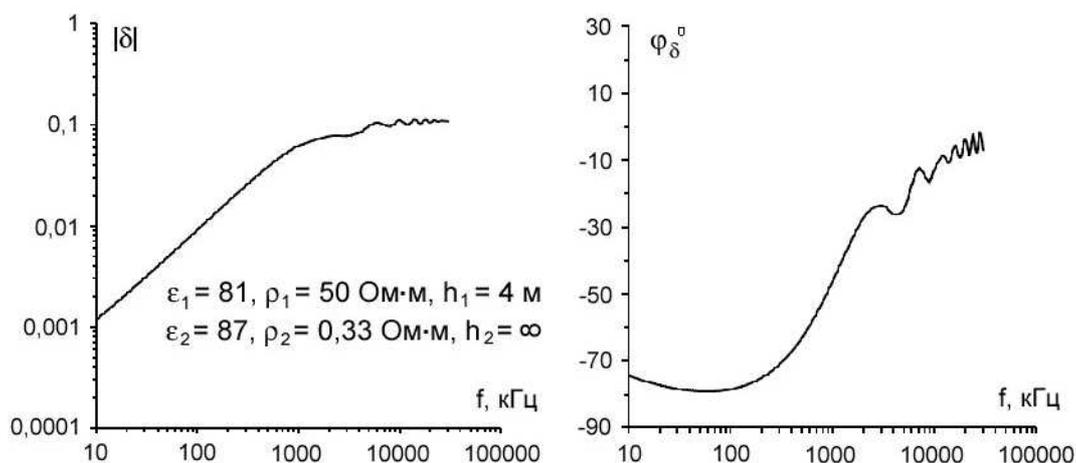


Рис. 2. Частотная зависимость модуля $|\delta|$ и фазы φ_δ приведенного поверхностного импеданса для модельного геоэлектрического разреза «пресная вода на морской воде».

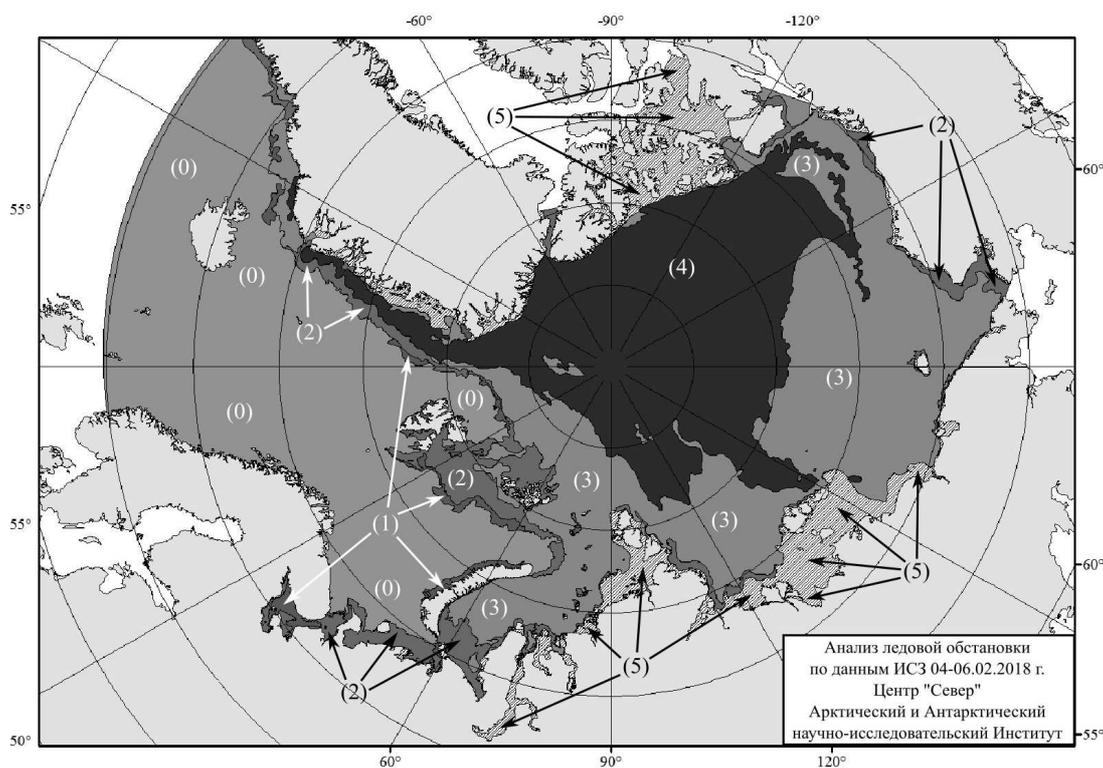


Рис. 3. Прогнозная карта поверхностного импеданса морей Северного Ледовитого океана в зимнее время. Легенда: море – (0); nilас 0,1 м – (1); молодой лед 0,3 м – (2); однолетний лед 1 м – (3); старый лед 2,5 м – (4); старый лед 4 м – (5).

Благодарности

Работа выполнена по госбюджетному проекту «Распространение радиоволн в неоднородных импедансных каналах» и частично по грантам РФФИ и Министерств образования и науки РФ и РС(Я) по проектам № 18-47-030006-р_а. и № 18-41-140002-р_а.

Список литературы

1. Башкуев Ю.Б., Хаптанов В.Б., Дембелов М.Г. Экспериментальное доказательство существования поверхностной электромагнитной волны // Письма в ЖТФ. 2010. – Т. 36, № 3. – С. 88-95.
2. Башкуев Ю.Б., Нагуслаева И.Б., Хаптанов В.Б., Дембелов М.Г. Электрометрический метод определения поверхностного импеданса двухслойной структуры «лед-морская вода» // Журнал технической физики. 2016. – Т. 86, вып. 2. – С. 153–156.
3. Башкуев Ю.Б., Ангархаева Л.Х., Нагуслаева И.Б., Хаптанов В.Б., Дембелов М.Г., Буянова Д.Г. Частотный критерий появления поверхностной электромагнитной волны над слоистой структурой «лёд-солёная вода» // Известия вузов. Радиофизика. 2016. – Т. 59, № 5. – С. 400–408.
4. Башкуев Ю.Б., Дембелов М.Г. Моделирование распространения ДВ-, СВ-, КВ-радиоволн над покрытым льдом морем // Техника радиосвязи. 2016. № 1 (28). - С. 89–101.
5. Мельчинов В.П., Башкуев Ю.Б., Ангархаева Л.Х., Буянова Д.Г. Электрические свойства криолитозоны востока России в радиодиапазоне. – Улан-Удэ: БНЦ СО РАН, 2006. – 257 с.
6. Wait J.R. Electromagnetic waves in stratified media. – StateplaceNew York: Perg. Press, 1962. – 372 p.
7. Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т. Распространение электромагнитных волн над земной поверхностью. – М.: Наука, 1991. – 196 с.
8. Дембелов М.Г. Свидетельство об офиц. регистрации программы для ЭВМ № 2007614416. Расчет функции ослабления поля земной волны над неоднородными радиотрассами по методу обобщенного интегрального уравнения Е.Л. Фейнберга. – М.: Роспатент. – 2007.
9. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. – М.: Сов. радио, 1970. – 517 с.
10. Фейнберг Е.Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. – М.: Физматлит, 1999. – 496 с.

Том I, с. 482–485

УДК: 550.383

О ИЗУЧЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ УНЧ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ОТ РАЗЛИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНЫХ ОБСЕРВАТОРИЙ

Е. Н. Ермакова¹, А. В. Першин¹, А. В. Рябов¹, А. В. Щенников¹, А. Д. Акчурин²

¹ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, г. Нижний Новгород, ул.Б. Печерская, 25/12а
E-mail: l.ermakova@nirfi.sci-nnov.ru

² Казанский федеральный университет КФУ, 420008, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: Adel.Akchurin@kpfu.ru

Аннотация. Исследованы причины разницы в спектрах УНЧ магнитного шума от всемирных и региональных грозовых очагов на станциях с базой в 120 км. Одновременный анализ н/ч данных, данных ионозондов и модельных расчетов позволил сделать вывод, что разница в основных параметрах спектра поляризации на двух станциях связана с возникновением спорадических *Es*-слоев и возмущений электронной концентрации на высотах *F*-слоя, имеющих неоднородное горизонтальное распределение с характерными масштабами порядка базы между станциями. Также была обнаружена и исследована разница в спектрах поляризации УНЧ магнитного шума в случае наличия грозовых ячеек на территории Нижегородской области (подтверждено данными метео радара). Показано, что различие в спектрах поляризации магнитного шума на станциях зависит от расстояния до источников локальных гроз.

Ключевые слова: магнитный шум; поляризация; ионосферные резонаторы; волновод; грозовые очаги; ионозонд

STUDY OF THE SPATIAL DISTRIBUTION OF ULF MAGNETIC FIELDS FROM VARIOUS SOURCES ACCORDING TO DATA OF GROUND-BASED OBSERVATORIES

E. N. Ermakova, A. V. Pershin, A. V. Ryabov, A. V. Shennikov, A. D. Akchurin

Abstract. The reasons for the difference in the spectra of ULF magnetic noise from world and regional thunderstorm cell at stations with a base of 120 km are investigated. Simultaneous analysis of the $1/f$ data, ionosonde data and model calculations led to the conclusion that the difference in the basic parameters of the polarization spectrum at the two stations is associated with the occurrence of sporadic *Es*-layers and electron concentration disturbances at the heights of the *F* layer with a nonuniform horizontal distribution with characteristic scales base order between stations. Also, the difference in the polarization spectra of ULF magnetic noise was detected and investigated in the case of thunderstorm cells in the territory of the Nizhny Novgorod region (confirmed by meteorological data). It is shown that the difference in the polarization spectra of magnetic noise at stations depends on the distance to sources of local thunderstorms.

Keywords: magnetic noise; polarization; ionosphere resonators; waveguide; thunderstorms; ionosonde

Введение

Хорошо известно, что естественные низкочастотные электромагнитные шумы различной природы имеют различные характерные масштабы изменения на поверхности земли. В силу удаленности источника грозовой шум ($f \geq 0.2$ Гц) слабо меняется на масштабах базы d (d — 100 км) при разнесенной регистрации, поэтому УНЧ магнитные поля должны обладать высокой степенью когерентности. Это позволяет в эксперименте по обнаружению сигналов от локальных источников увеличивать отношение сигнал/шум путем вычитания временных реализаций. В настоящей работе мы рассмотрим случаи, когда пространственное распределение шумовых полей от дальних грозовых источников может иметь мелкомасштабную структуру (100-120 км). Исследования строятся на изучении спектральных структур в УНЧ полях, связанных с влиянием

ионосферных резонаторов ИАР и ионосферного «суб-резонатора» (суб-ИАР), формируемого долиной между E и F областями [1]. В работе [1] также было установлено, что суб-ИАР приводит к появлению максимума спектральной плотности энергии шума (ШСМ), и обуславливает соответствующие крупномасштабные частотные вариации поляризационного параметра ε , который определяется как отношение право- к лево-поляризованной компоненте шума. В работе [1] был сделан вывод, что основным параметром спектра ε в области ШСМ является граничная частота f_{gr} , отделяющая области частот с левой (ниже f_{gr}) и правой (выше f_{gr}) поляризацией шума. В [1] на основе численных расчетов также было показано, что f_{gr} не зависит от горизонтальной неоднородности ионосферной плазмы вдоль трассы распространения низкочастотных волн и от направления на источник, и также, как параметры резонансной структуры спектра (РСС) полностью определяется локальными свойствами ионосферы над приемным пунктом. Таким образом, влияние ионосферных неоднородных структур (ИАР и суб-ИАР) на амплитудные и поляризационные спектры фонового шума имеет локальный характер и позволяет по анализу спектральных параметров судить о временных и пространственных изменениях в профилях электронной концентрации N_e . Основным вопросом является вопрос пространственного разрешения такого метода диагностики. В настоящей работе будет показано, что горизонтально неоднородное распределение ионосферы с масштабами порядка 120 км и больше может быть зарегистрировано в вариациях спектров грозового шума. Также будет исследована разница в спектрах поляризации магнитного шума на разнесенных станциях в периоды развитой локальной грозовой активности.

Цель работы

Целью работы является исследование причин неоднородного распределения УНЧ магнитных полей при разнесенной регистрации с базой 120 км в периоды отсутствия региональной грозовой активности, в периоды восстановления ионосферы после сильных магнитных бурь и в периоды развитой активности региональных грозовых очагов.

Решаемые задачи, направленные на достижение цели

Выполнение комплексного анализа данных разнесенной регистрации УНЧ магнитных полей, данных ионозондов и численных расчетов параметра ε , выполненных с использованием модели IRI-2016 и профилей электронной концентрации N_e , скорректированных по данным ионозондов с целью определения различия в высотных профилях N_e на разных станциях.

Экспериментальные данные, интерпретация результатов.

Исследования проводились на основе данных регистрации магнитных компонент на обсерваториях НИРФИ Новая Жизнь (НЖ) (56N, 45.74E) и Старая Пустынь (СП) (55.66N, 43.63E). Также были задействованы данные ионозонда, расположенного в 29 км от станции НЖ и ионозонда Казанского университета (КФУ) (с.ш. 55.8 в.д. 48.5). Были рассмотрены летние магнитоспокойные периоды 2010 и 2012 гг., период восстановления ионосферы после магнитной бури 25.06.2015 г. и периоды с сильной локальной грозовой активностью 05.07.2011 г. На Рис. 1а, б представлены спектрограммы поляризационного параметра ε за вечерний период 28.06.2010 на обеих станциях. Из этого рисунка видно, что минимальное значение f_{gr} на станции СП регистрируются на 45-50 мин позднее, чем на станции НЖ, и этот период совпадает со временем отчетливой регистрации ШСМ в амплитуде магнитной компоненты шума на станции СП. Это приводит к тому, что значения f_{gr} и глубина вариаций параметра ε на станциях различаются в период времени с 19:00 до 23:00 UT. На Рис. 1в, г приведены спектрограммы магнитных компонент и параметра ε для другого летнего периода 10.06.2012. Здесь, как и в предыдущем случае наблюдается сдвиг по времени примерно в 30 мин в регистрации резкого скачка значений f_{gr} от минимальных (1-1.5 Гц) до значений 4 Гц и выше на обеих станциях. Поскольку периоды резкого изменения в спектрах ε не совпадают, то существует интервал времени, когда характер спектров на обеих станциях существенно различается. Надо отметить, что в обоих случаях меньшим значениям f_{gr} соответствуют большие значения глубины вариаций ε на одной станции. Другой характер различий в спектрах ε наблюдается 25.06.2015 в период восстановления ионосферы после магнитной бури

(Рис. 2а). В этом случае меньшим значениям fgr соответствовали меньшие значения глубины осцилляций на станции СП. Для интерпретации обнаруженных различий в спектрах магнитного шума проанализируем данные ионозондов НИРФИ и КФУ. Было обнаружено, что практически всегда в период регистрации разницы в спектрах шума отмечалось появление спорадических E_s -слоев. На Рис. 1е изображена временная зависимость ($f\theta E_s$) за период 10.06.2012. На станции НЖ возникновение E_s – слоя коррелировало с низкими значениями fgr , а их исчезновение – с увеличением fgr в спектре ϵ . На станции СП такие вариации в спектре ϵ наблюдаются позже, что позволяет предположить, что в ионосфере над этой станцией исчезновение E_s -слоя произошло на 30-40 мин позднее. Для анализа данных разнесенной регистрации за 28.06.2010 используем данные ионозонда КФУ. Динамика $f\theta E_s$ приведена для интервала 19-24:00 UT (Рис.1д). Как видно из этого рисунка динамика $f\theta E_s$ не коррелирует с изменениями fgr в спектре ϵ на станции НЖ, и максимальному значению $f\theta E_s$ (20:00 UT) не соответствует минимальное значения fgr , которое наблюдается около 20:50 UT.

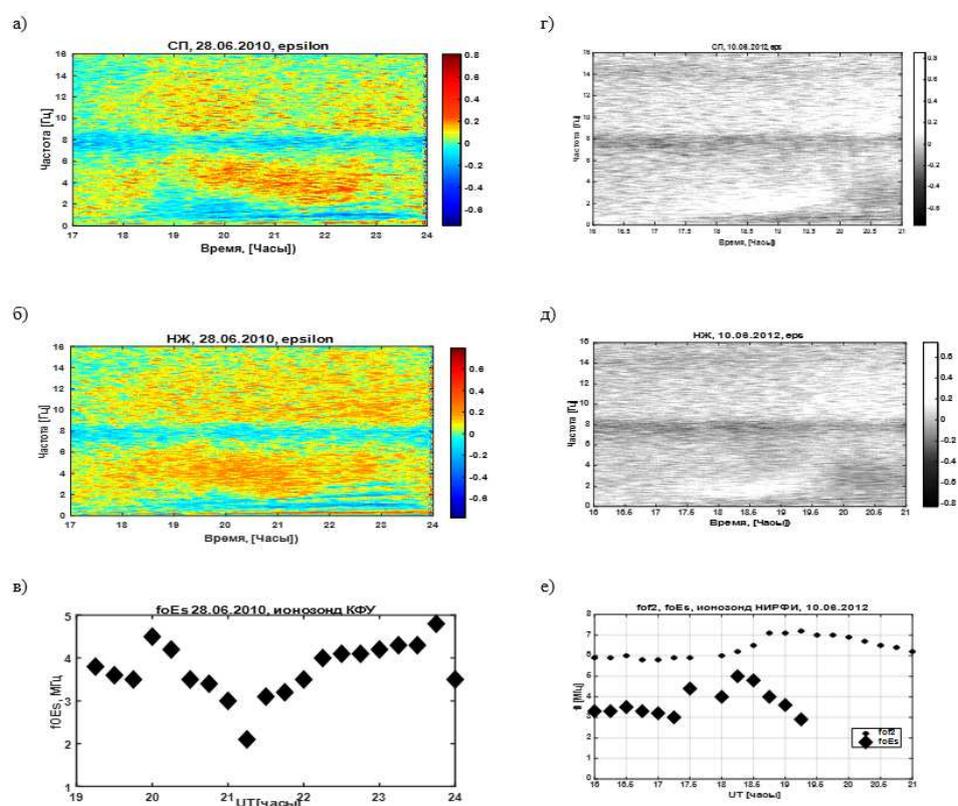


Рис. 1. а) и б) - спектрограммы ϵ на станциях НЖ и СП 28.06.2010; г) и д) – то же самое для периода 10.06.2012; в) и е) – данные ионозондов КФУ и НИРФИ.

Была обнаружена разница в значениях частотных масштабов Δf РСС, в период временных вариаций (50-60 мин) значений основных частот РСС 12.12.2010 (Рис. 2б). Наиболее отчетливо разница в параметрах РСС видна на частотах > 3 Гц. По данным разнесенной регистрации была обнаружена также разница в спектрах ϵ в периоды развитой локальной грозовой активности, когда расстояние от одной из станций до грозовых ячеек уменьшалось до 50-60 км.

Модельные расчеты, обсуждение.

В данной статье мы будем использовать результаты решения задачи о вычислении магнитных компонент от вертикального электрического диполя в сферическом горизонтально-неоднородном волноводе земля – ионосфера. Вычисления проводились с заданием модельных слоев E_s и скорректированных профилей Ne (базовая модель – I RI-2016). Расчетные спектры ϵ демонстрируют, что разница в $f\theta E_s$ -слоев, находящихся на одной высоте, приводит к разным зна-

чениям fgr и глубины осцилляций ε , причем различие в характере спектров на разных станциях такое, как наблюдалось 28.06.2010 и 10.06.2012. Разница в спектральных параметрах ε , наблюдаемая 25.06.2015, объясняется модельными спектрами на Рис. 2в: в этом случае различались не только интенсивность, но и в высотное положение E_s -слоев. Спектры ε на Рис. 2г позволяют связать наблюдаемое различие в положении максимумов РСС на разных станциях с возмущениями Ne на высотах F -слоя. Разница в значениях f^oF2 в 0.3 МГц позволила объяснить разницу в частотных масштабах РСС на обеих станциях. Надо отметить, что в большинстве случаев разница в спектрах шума на малых расстояниях наблюдалась в период кратковременных изменений в параметрах E_s -слоев и значений Ne на высотах F -слоя, которые могли приводить и к неоднородности их пространственного распределения. Данные ионозонда КФУ, удаленного от приемного пункта НЖ на расстоянии порядка 170 км также подтвердили горизонтальную неоднородность спорадических слоев с пространственными масштабами 120-170 км 28.06.2010.

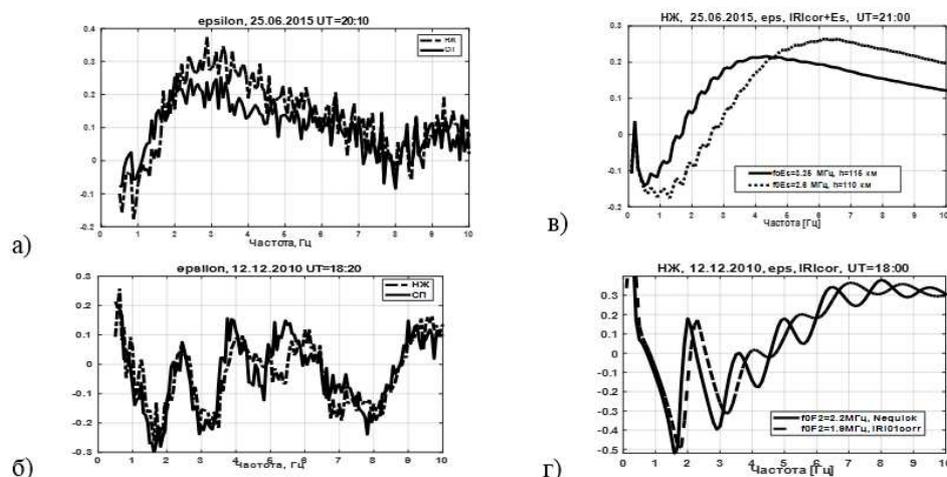


Рис. 2. а) и б) - спектры ε 25.06.2015 и 12.12.2010; в) и г) – модельные спектры ε .

Выводы

Показано, что разница в основных параметрах спектров фонового шума на двух станциях связана с возникновением E_s -слоев, имеющих неоднородное горизонтальное распределение интенсивности и высоты с характерными масштабами порядка базы между станциями.

Обнаружено различие в спектрах РСС, связанное с возмущениями Ne на высотах максимума F -слоя ионосферы в интервале высот ± 70 -80 км.

Обнаружена разница в спектрах параметра ε в периоды развитой региональной грозовой активности. Показано, что это различие связано с маскирующим влиянием суб-ИАР эффектом от локальных источников гроз.

Показано, что пространственное разрешение метода диагностики высотных профилей Ne , основанного на сравнительном анализе экспериментальных и модельных спектральных параметров ε УНЧ шума, не превышает 120 км.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, (гранты № № 18-42-520035-р_поволжье_a, 18-05-00108-а).

Список литературы

1. Ермакова Е.Н., и др. Исследование вариаций параметров широкополосного спектрального максимума в естественных шумовых полях крайне низкочастотного диапазона // Изв. вузов. Радиофизика. – 2012. – Т. 55, №9 – С. 605–616.
2. E. N. Ermakova, et al. Effect of the ionospheric parameter variations at altitudes of 80–350 km on diurnal dynamics of the ulf magnetic field spectra at midlatitudes // Radiophysics and Quantum Electronics. – 2017. – Vol. 59, No. 12. – P. 947–961.

Том I, с. 486–490

УДК: 621.317.361.029.42

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ШУМАНОВСКИХ РЕЗОНАНСОВ ПО ДАННЫМ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ТОМСКЕ ЗА ПЕРИОД С 2013 ГОДА

С. А. Колесник, А. А. Колмаков, И. Ю. Цюпа

*Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: kolmakov@mail.tsu.ru*

Аннотация. В работе проведен общий анализ размаха вариаций амплитудных характеристик шумановских резонансов в сезонно-суточном цикле наблюдений начиная с 2013 года в Томске. Получены оценки влияния солнечной активности на эти параметры, в частности для амплитуд первых трех мод солнечная активность в среднем дает вклад порядка 7% от общей интенсивности вариаций.

Ключевые слова: электромагнитный фон, резонатор Земля–ионосфера, шумановские резонансы, солнечная активность, регрессионный анализ, спектральный анализ

RESULTS OF STUDIES OF THE SHUMAN RESONANCES BASED ON MAGNETIC MEASUREMENTS IN TOMSK FOR THE PERIOD FROM 2013

S. A. Kolesnik, A. A. Kolmakov, I. Yu. Tsyupa

Abstract. In this paper, a general analysis of the range of variations of the amplitude characteristics of the Schumann resonances in the seasonal-daily observation cycle since 2013 in Tomsk has been carried out. The estimates of the influence of solar activity on these parameters are obtained, in particular, for the amplitudes of the first three modes, solar activity on average makes a contribution of about 7% of the total intensity of variations.

Keywords: electromagnetic background, Earth – ionosphere resonator, Schumann resonances, solar activity, regression analysis, spectral analysis

Введение

В резонаторе Земля–ионосфера [1–5] возбуждаемом электрическими разрядами в мировых центрах грозовой активности [1], в результате интерференции излучаемых электромагнитных волн крайне низкочастотного диапазона (до 30 Гц), возникает глобальное явление, называемое шумановскими резонансами (ШР), по имени первооткрывателя теоретика – В.О. Шумана [1].

В Томске для круглосуточной регистрации естественного электромагнитного фона КНЧ–диапазона на удалении 17 км от города в 2013 году был оборудован специализированный магнитный павильон (56.34 С.Ш., 84.95 В.Д.) [2, 3, 3]. Измерения магнитной индукции ЭМ–поля проводятся с помощью трехкомпонентного магнитометра LEMI-30 [3]. Регистрация данных осуществляется с привязкой к мировому времени УТ. Ряды спектральных и поляризационных параметров шумановских резонансов, в результате проводимых магнитных измерений в Томске, к настоящему времени превысили половину 11-летнего цикла солнечной активности. Методика получения резонансных характеристик ШР изложена в работе [2].

Проведенные ранее исследования показали [2, 4], что сезонно-суточные распределения амплитуд первых трех мод шумановских резонансов имеют весьма похожий устойчивый вид, сохраняющийся от года к году. Так же было установлено наличие направленных тенденций в изменении средних значений амплитуд мод ШР с характерными масштабами более 2 лет, которые достаточно сильно обусловлены солнечной активностью [5]. Работа направлена на количественную оценку гармонических составляющих с масштабами порядка года и менее в вариации амплитуд мод ШР по данным непрерывного мониторинга в Томске.

Сезонно-суточные вариации амплитуд первых трех мод ШР в Томске

Статистическое распределение амплитуд всех трех мод ШР в зависимости от времени суток и сезона года довольно хорошо качественно повторяются для шести последовательных лет (2013 – 2018), а именно: ярко выраженные максимальные значения амплитуды наблюдаются в июле каждого года в ~ 10 UT. Минимальные значения наблюдаются в зимние месяцы (январь, февраль) в $\sim 23 - 01$ UT. Для всех шести лет имеют место локальные минимумы в январе с $\sim 9 - 10$ UT. Ранее было отмечено, что значения летних максимумов последовательно уменьшаются [5]. Такое направленное уменьшение удалось связать с солнечной активностью [5].

Амплитуды мод ШР определяются электродинамическими свойствами глобального резонатора Земля–ионосфера, а так же пространственно-временным распределением грозových разрядов на планете, которые имеют сезонную и суточную изменчивость [1, 3]. На нашей планете существуют три основных глобальных центра гроз: африканский, азиатский и американский центры грозовой активности. Максимум активности азиатского грозового центра соответствует $\sim 9-10$ UT. Активность африканского центра грозовой активности достигает своего максимума, приблизительно в 14–15 UT. Во временном интервале $\sim 20-23$ UT активизируется американский центр [1].

Исходя из полученных сезонно–суточных распределений за весь период наблюдений (2013–2018 гг.), наибольшее влияние на амплитуды первых трех мод ШР в Сибирском регионе оказывает мировой грозовой центр, расположенный в Юго-Восточной Азии (~ 09 UT). В ~ 00 UT отмечено влияние американского грозового центра. Влияние африканского центра грозовой активности по данным многолетних исследований оказалось относительно слабым. Устойчивая повторяемость сезонно-суточных распределений амплитуд трех мод ШР от года к году указывает на высокую стабильность электродинамических характеристик резонатора Земля–ионосфера и источников его возбуждения.

Наличие периодических изменений электродинамических характеристик резонатора Земля–ионосфера и источников его возбуждения определило подход к решению поставленной задачи. Вариации амплитуд ШР (включая периодические изменения) будем искать и оценивать в следующем виде:

$$A_j(m, hh, W) = A_j^o + f_j(m, W) + \sum_{k=1}^{K_j} g_j^k(m) \sum_{n=1}^{N_j} u_j^n(hh) + \xi_j. \quad (1)$$

Здесь j – номер моды (1..3), m – порядковый номер месяца от 1 до 12 (1 соответствует январю 2013 года), hh – мировое время от 0 до 23 UT, W – числа Вольфа. Функции $f_j(m, W)$ определяют долгопериодные вариации, обусловленные солнечной активностью. Далее индексы j для функций и их параметров будем опускать, если не будет требоваться соответствующее уточнение. Сезонные закономерности описывают функции:

$$g^k(m) = b^k \sin(2\pi mk/12 + \varphi_k) \quad (2)$$

Функции $u^n(hh) = c^n \sin(2\pi hh n/24 + \psi_n)$ отвечают за вариации масштаба порядка суток и менее. Величины K_j и N_j определяют число сезонных и суточных гармоник в спектральном разложении. Остаточный шум будет описываться функцией ξ .

Поиск значений коэффициентов функций в выражении (1) осуществляется последовательно, начиная с постоянных слагаемых A^o – средних амплитуд мод ШР (для первой – 603.64 пТл, 358.08 пТл и третьей – 271.47 пТл соответственно). Далее методом исключения уже определенных численных характеристик находим оставшиеся параметры.

Оценка влияния солнечной активности на амплитуды мод шумановских резонансов

Для описания и анализа солнечной активности в работе использовалось изменение чисел Вольфа, которое оценивалось по данным Международного центра солнечных индексов (Брюссель, Бельгийская королевская обсерватория <http://sidc.be/silso>). Данные за анализируемый период приведены в Таблице 1.

Методика оценки вклада солнечной активности базируется на применении регрессионного анализа и более подробно нами изложена в работе [5]. В среднем уменьшение амплитуд первых трех мод ШР составило: ~ 0.012 пТл/год для первой моды, для второй ~ 0.008 пТл/год и ~ 0.005 пТл/год соответственно для третьей. Нормальная ошибка среднего для любого месяца менее 10^{-3} . Функцию $f_j(m, W)$ удалось представить в простом линейном приближении – $f_j(m, W) = d_j \langle W \rangle m$, где величина $\langle W \rangle$ – среднее значение чисел Вольфа для каждого года, вычисленное из данных в таблице 1. Следует особо отметить, что солнечная активность имеет выраженный квазипериодический характер с периодом ~ 11 лет, поэтому увеличение ряда наблюдений параметров ШР в последствие видимо позволит уточнить и скорректировать вид функций $f_j(m, W)$.

Таблица 1. Среднемесячные значения чисел Вольфа

месяц	год					
	2013	2014	2015	2016	2017	2018
1	96.1	117	93	57	26.1	6.8
2	60.9	146.1	66.7	56.4	26.4	10.7
3	78.3	128.7	54.5	54.1	17.7	2.5
4	107.3	112.5	75.3	37.9	32.3	8.9
5	120.2	112.5	88.8	51.5	18.9	13.1
6	76.7	102.9	66.5	20.5	19.2	15.6
7	86.2	100.2	65.8	32.4	17.8	1.6
8	91.8	106.9	64.4	50.2	32.6	8.7
9	54.5	130	78.6	44.6	43.7	3.3
10	114.4	90	63.6	33.4	13.2	4.9
11	113.9	103.6	62.2	21.4	5.7	4.9
12	124.2	112.9	58	18.5	8.2	3.1

Оценка вклада гармонических составляющих в вариации амплитуд мод ШР

Определив и исключив долгопериодные зависимости амплитуд трех мод ШР от интенсивности солнечной активности, оценим вклад периодических вариаций с масштабами порядка и менее года. Задача сводится к нахождению коэффициентов выражения (2). Решение было получено посредством применения спектрального оценивания.

В сезонном цикле основной вклад дает годовая гармоника (12 месяцев), на ее долю приходится до $\sim 40\%$ от общего вклада всех спектральных гармоник. Учет субгармоник с периодами 6 месяцев и 4 месяца заметно повышает адекватность математического описания амплитудных изменений в сезонном цикле для первых трех мод ШР до $\sim 43\%$, $\sim 51\%$ и $\sim 49\%$ соответственно. Повышения адекватности количественного писания методически можно добиться, увеличивая число гармоник спектрального разложения, однако заметим, что для A1 (табл. 2) амплитуда гармоники с периодом 4 месяца оказывается ниже среднего уровня шумовых составляющих, равного 5.98 пТл, что указывает на ничтожный вклад этой гармоники. Уточним, что средний уровень шумовых компонент в амплитудах второй и третьей мод ШР составил 3.35 и 2.84 пТл. Дополнительным критерием шумового характера гармоник с другими периодами является неустойчивость их фаз при переходе от одного года к другому.

Значения амплитуд внутрисуточных гармоник приведены в Таблице 3. Максимальные значения у суточной гармоники (период 24 часа) для всех трех мод ШР. На ее долю приходится: для амплитуды вариаций первой моды ШР порядка 59%, второй $\sim 56\%$ третьей $\sim 71\%$. Совместный учет 2 гармоник (с периодами 24 ч и 12 ч) позволяет описать уже $\sim 69\%$, $\sim 77\%$ и $\sim 87\%$ вариаций амплитуд для трех мод соответственно. Рассмотрение четырех гармоник (табл. 3) повыша-

Таблица 2. Вклад вариаций с масштабами порядка и менее года c^n

Период гармоник, месяцы	Амплитуды мод ШР, пТл			Относительный вклад, %		
	A1	A2	A3	A1	A2	A3
12	162.39	115.10	80.73	40.28	43.89	37.78
6	6.797	12.91	16.86	1.68	4.92	7.89
4	5.50	6.47	7.47	1.36	2.46	3.50

ет адекватность математического описания до ~ 75 , ~ 88 и $\sim 94\%$ соответственно. Полученные спектральные оценки показывают, что суточный ход амплитуды третьей моды ШР обладает большей регулярностью по сравнению с амплитудами двух других мод. Амплитуда первой моды в большей степени подвержена нерегулярным возмущениям (особенно в летний период, когда присутствует близкая грозная активность [3]), что и приводит к снижению вклада гармонических компонент по сравнению с шумовыми составляющими.

Таблица 3. Вклад вариаций с масштабами порядка и менее суток b^k

Период гармоник, ч	Амплитуды мод ШР, пТл			Относительный вклад, %		
	A1	A2	A3	A1	A2	A3
24	79.68	39.97	43.60	58.65	55.61	71.03
12	13.67	15.67	9.83	10.06	21.80	16.01
8	3.48	4.10	1.40	2.56	5.70	2.29
6	4.90	3.79	2.58	3.61	5.28	4.21

Таким образом, в сезонном цикле наблюдений для амплитуд всех трех мод ШР основной вклад по энергетике вносит годовая гармоника (12 месяцев), на ее долю приходится до $\sim 40\%$ от общего вклада всех спектральных гармоник. Учет в суточном цикле четырех гармоник с периодами 24 часа, 12, 8 и 6 часов позволяет математически описать до ~ 75 , ~ 88 и $\sim 94\%$ вариаций амплитуд первых трех мод ШР.

Заключение

В работе проведена оценка вклада гармонических составляющих в вариации амплитуд первых трех мод шумановских резонансов в Томске в сезонно-суточном цикле наблюдений, полученных в результате магнитных измерений с января 2013 года. Выделены доминирующие гармоники с периодами сутки и менее, а так же масштабами порядка года.

В сезонном цикле наблюдений для амплитуд всех трех мод ШР основной вклад по энергетике вносит годовая гармоника, на ее долю приходится до $\sim 40\%$ от общего вклада всех спектральных гармоник. Учет в суточном цикле четырех гармоник с периодами 24 часа, 12, 8 и 6 часов позволяет математически описать до ~ 75 , ~ 88 и $\sim 94\%$ вариаций амплитуд первых трех мод ШР. На долю долгопериодных изменений вызванных изменениями солнечной активности приходится для амплитуд первой моды ШР $\sim 7\%$, второй – $\sim 5\%$ и $\sim 7\%$ соответственно для третьей.

Проведенный анализ позволил выявить и количественно оценить различия в поведении амплитуд трех мод шумановских резонансов.

Благодарности

Исследование было выполнено на кафедре космической физики и экологии РФФ Национального исследовательского Томского государственного университета.

Список литературы

1. Блюх П. В. Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля – ионосфера. П. В. Блюх, А. П. Николаенко, Ю. Ф. Филиппов. – Киев. «Наука думка», 1977. – 200с.
2. Kolesnik S. A. Kolmakov A.A., Nedosekov D.A. Resonances in the Earth-ionosphere cavity according to the data of magnetic observations in Tomsk // Proc. SPIE 9292. – 20th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. – 92924V (November 25, 2014). – doi:10.1117/12.2075501.
3. Kolesnik S. A., Kolmakov A. A., Tsyupa I. Yu., Estimation of local thunderstorms at the level of extremely low-frequency electromagnetic background in Tomsk, Proc. SPIE 10833, 24th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 1083321 (13 December 2018); doi: 10.1117/12.2504456.
4. Kolesnik, A. G., Kolesnik S. A., Kolmakov A. A., Markov G. A., Nagorskii P. M., Shinkevich, B. M. Schumann resonances 2. Seasonal and Diurnal Variations of Resonant Frequencies, Math. Universities, Physics, Number 46 (11), 2003, 1174-1179.
5. Kolmakov A. A. Tsyupa I. Yu. Estimation of the effect of solar activity on the state of the earth ionosphere resonator from the data of long term magnetic measurements of elf fields in Tomsk, Proceedings of the VII International Conference «APR–2017». Tomsk, 18-22 September 2017. Red Square Scientific, London, 2018, 36–40.

Том I, с. 491–494
УДК: 537.87+621.371

СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ ДВ-СВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МЕРЗЛОТНЫХ РАДИОТРАССАХ

В. П. Мельчинов¹, А. А. Павлов¹, Б. Д. Соловьев¹, Ю. Б. Башкуев², М. Г. Дембелов²

¹ Северо-Восточный федеральный университет, 677000, г. Якутск, ул.Белинского,58
E-mail: melchinovvp@mail.ru

² Институт физического материаловедения СО РАН, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
E-mail: buddich@mail.ru

Аннотация. Интерес к процессам излучения и распространения ДВ-СВ- радиоволн в области многолетней мерзлоты, включая арктическую зону обусловлен как с научной, так и практической стороны. В последнее время практический интерес вызван требованиями обеспечения качества работы радиотехнических систем навигации, пеленгации и управления морским, речным и воздушным транспортом в Арктических районах в указанном диапазоне частот. В условиях резко-континентального климата и продолжительности зимы 6-8 месяцев возникает необходимость прогнозирования сезонных вариаций распространения радиоволн на мерзлотных радиотрассах. В данной работе рассмотрены результаты многолетних измерений поверхностного импеданса в разные сезоны года и связанных с ними вариаций напряженности поля, проведены численные расчеты функции ослабления над многокучными импедансными радиотрассами на территории Якутии. Показана хорошая сходимость расчетных и экспериментальных значений модуля функции ослабления в разные сезоны года.

Ключевые слова: распространение радиоволн; сезонные вариации, функция ослабления, поверхностный импеданс, лесослой, мерзлота, глубина протаивания

THE SEASONAL VARIATIONS OF LF-MF ELECTROMAGNETIC WAVES ON PERMAFROST RADIO PARTHS

V. P. Melchinov, A. A. Pavlov, B. D. Solovyev, Yu. B. Bashkuev, M. G. Dembelov

Abstract. Interest in the processes of radiation and propagation of LF-MF radiowaves in the permafrost regions, including the Arctic zone, is conditioned both from a scientific and practical point of view. Recently, practical interest has been caused by the requirements of ensuring the quality of radio navigation systems, direction finding and control of sea, river and air transport in the Arctic regions in these frequency range. Under the conditions of a sharply continental climate and a winter duration of 6–8 months, it becomes necessary to predict seasonal variations in the propagation of radio waves on permafrost radio paths. This paper discusses the results of multi-year measurements of surface impedance in different seasons of the year and the associated field strength variations, and numerical calculations of the attenuation function over multi-component impedance radio paths in Yakutia. It is shown the good convergence of the calculated and experimental values of the modulus of attenuation function in different seasons of the year.

Keywords: radio wave propagation; seasonal variations, attenuation function, surface impedance, lumbering, permafrost, thawing depth

Проблеме изучения распространения радиоволн в ДВ-СВ диапазонах посвящено достаточно много работ. Наиболее полные данные многолетних наблюдений напряженности поля в ДВ-СВ диапазонах на разных расстояниях в Московской области приведены в работе [1]. Установлено, что напряженность поля напрямую зависит от температуры. При отрицательных температурах напряженность поля в ДВ-СВ повышается. Размах изменений уровня поля в течении года зависит от частоты и протяженности трассы. Объяснение сезонных вариаций в центральных районах России, в Томской области и в Забайкалье было дано на основе изменения электрических характеристик лесослоя при переходе от летних условий к зимним [2–5]. Лес рассматривается как

изотропный слой с проводимостью порядка $(1,5-2,5) \cdot 10^{-5}$ Сим/м диэлектрической проницаемостью 1,2-1,3 в летних условиях. В то время как проводимость леса уменьшается при его промерзании $(2,5-18) \cdot 10^{-6}$ Сим/м, диэлектрическая проницаемость его остается без изменений [3]. Эксперименты показали, что в летнее время года функция ослабления, а значит и напряженность поля земной волны в ДВ диапазоне возрастает, в СВ диапазоне наоборот - уменьшается. Расчеты показали, что учет лесослоя над однородной поверхностью земли приводит к увеличению модуля импеданса и сдвигу фазы импеданса в область сильноиндуктивных значений на границе воздух-лес. Особенности изменения модуля и фазы импеданса в разные сезоны года приводят к указанным выше сезонным вариациям модуля функции ослабления. Появление поверхностной волны над сильноиндуктивными структурами приводит к увеличению функции ослабления. Так в Ленинградской области на частоте 173 кГц поле волны увеличивается на 3 дБ на расстоянии в 450 км, а на частоте 549 кГц поле уменьшается на 10 дБ при переходе от зимы к лету [2]. В диапазоне средних волн ПЭВ не возникает, а наличие лесослоя приводит к значительному затуханию радиоволн в летнее время. В то время как зимой влияние лесослоя мало из-за его низкой проводимости и напряженность поля становится выше летних значений. Однако в других районах страны в ДВ-СВ диапазонах зимние значения всегда выше летних [4, 5].

Представляет интерес сравнить расчетные и экспериментальные значения $|W|$ на разных расстояниях с учетом слоистого строения мерзлотных радиотрасс. По результатам круглогодичных измерений напряженности поля на стационарном пункте наблюдения г. Якутска наблюдались незначительные сезонные вариации в ДВ диапазоне, а в СВ диапазоне зимние значения напряженности поля в 2-3 раза меньше летних.

Для решения поставленной задачи нами были использованы результаты измерений поверхностного импеданса в разные сезоны года по радиотрассам в Центральной Якутии. Измерения поверхностного импеданса были выполнены в ДВ-СВ диапазонах по сигналам тех же радиостанций, напряженности которых предстояло измерить. Экспериментальные значения модуля функции ослабления определяли путем нормировки произведения $E_i R_i$ вдоль радиотрассы к базовому значению $E_0 R_0$ в ближней зоне передающей антенны:

$$|W| = \frac{E_i R_i}{E_0 R_0}, \quad (1)$$

E - напряженность поля мВ/м, R - расстояние в км.

Поверхностный импеданс структуры лес над импедансной поверхностью земли рассчитывался по формулам падения плоских волн на горизонтальную границу раздела:

$$\delta_1 = \delta_л \frac{\delta_2 - j\delta_л tgk_л h_л}{\delta_л - j\delta_2 tgk_л h_л} \quad (2)$$

где δ_2 — измеренные значения поверхностного импеданса под лесом, $\delta_л$ — характеристический импеданс лесослоя, $h_л$ — высота лесослоя, $k_л = \sqrt{\epsilon_л + 60} \cdot k$ — волновое число лесослоя.

Лесослой учитывался как изотропный однородный слой высотой 12 м с эффективными значениями $\sigma_л = 1,9 \cdot 10^{-5}$ Сим/м и $\epsilon_л = 1,3$ летом и $\sigma_л = 2,5 \cdot 10^{-6}$ Сим/м и $\epsilon_л = 1,2$ зимой.

На рис. 1а приведены сезонные вариации модуля функции ослабления $|W|$ и их сравнения с расчетными для частоты 171 кГц. Расчеты $|W|$ были выполнены с использованием модуля и фазы импеданса (рис. 1б,в). Данная трасса проходит в основном по долине р. Лена и имеет протяженность около 120 км. Участок междуречья покрытый лесной растительностью с абсолютными отметками высот 200-220 м имеет протяженность около 20 км. Долина реки характеризуется аллювиальными отложениями с прослойками галечника и угленосных пород. Как видно из рис. 1а, экспериментальные значения $|W|$ в зимнее время года выше летних. Расчеты модуля функции ослабления были выполнены с учетом рельефа трассы: был использован режим усреднения высот при вычислениях методом решения интегрального уравнения Хафффорда. Метод решения уравнения Хафффорда изложен в работе [6]. Из рис. 1б,в видно, что зимнее время года модуль импеданса преимущественно увеличивается, а фаза импеданса сдвигается в сильноиндуктивную область импедансов, что приводит к возрастанию $|W|$ за счет возникновения поверхностной волны.

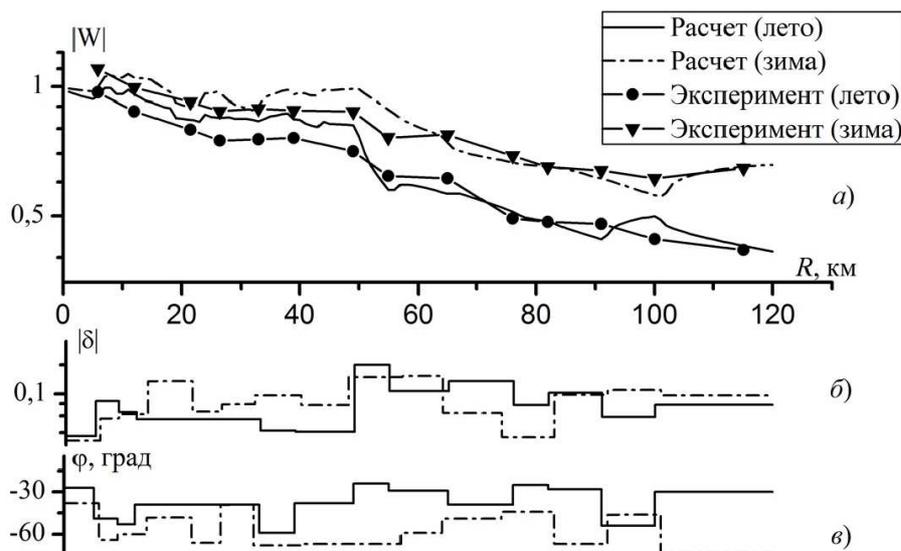


Рис. 1. Экспериментальные и расчетные значения $|W|$, значения модуля и фазы импеданса в зависимости от расстояния для частоты 171 кГц.

На рис. 2 приведены аналогичные результаты для частоты 864 кГц. Из рис. 2а видно, что сезонные вариации имеют противоположный характер: зимние значения $|W|$ ниже летних. Из анализа экспериментальных данных поверхностного импеданса следует, что при промерзании верхних слоев земли модуль импеданса на большинстве пунктов наблюдений увеличивается, а фаза импеданса не принимает сильноиндуктивных значений в любое время года. (рис. 2б,в).

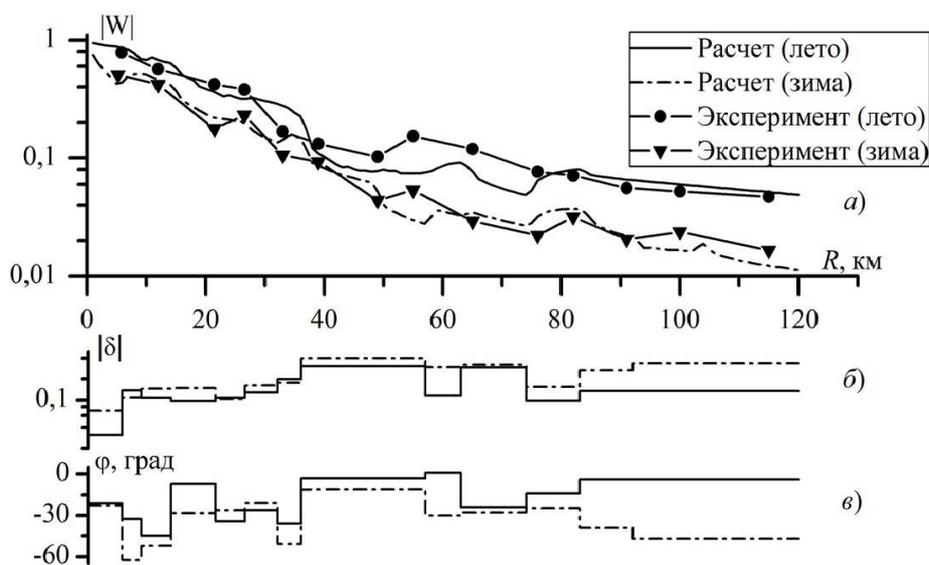


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные значения $|W|$, значения модуля и фазы импеданса в зависимости от расстояния для частоты 864 кГц.

Результаты расчетных и экспериментальных значений находятся в хорошем согласии, что свидетельствует о правильности импедансной модели радиотрассы в ДВ-СВ диапазонах.

В таблице 1 представлены сопоставления зимних $|W_{л}|$ и летних $|W_{з}|$ значений модуля функции ослабления для четырех радиотрасс по сигналам радиовещательных станций (п. Тулагино). В колонке для расстояний указан диапазон расстояний, на которых определялось отношение летних и зимних значений $|W|$ для каждой трассы в зависимости от частоты. Из таблицы видно, что в СВ диапазоне зимние значения $|W_{з}|$ меньше летних, причем с ростом частоты отношение $|W_{л}|/|W_{з}|$ увеличивается. В ДВ диапазоне, наоборот, летние значения ниже зимних. Исключени-

Таблица 1

R, км	Трасса Намцы (W _л / W _з)			Трасса Ханды- га (W _л / W _з)			Трасса Амга (W _л / W _з)			Трасса Алдан (W _л / W _з)		
	171 кГц	549 кГц	864 кГц	171 кГц	549 кГц	864 кГц	171 кГц	549 кГц	864 кГц	171 кГц	549 кГц	864 кГц
40±8	0,83	1,42	3,26	0,84	1,88	2,52	0,83	1,83	2,91	0,67	2,29	4,47
80±6	0,73	2,24	2,38	0,66	2,13	7,24	0,76	1,60	2,71	0,92	2,09	5,84
120±9	0,64	2,85	3,05	0,67	1,82	2,71	0,85	2,50	3,13	1,2	3,49	2,77
160±10				0,53	1,97	3,32	0,79	1,50	3,78	1,08	4,27	3,12
200±10				0,42	1,40	3,84	0,82	2,00	2,59	1,53	2,03	4,04

ем является трасса Тулагино-Алдан, где с расстояния ~120 км наблюдается противоположная картина: летние значения выше зимних.

Численное моделирование распространения радиоволн показало, что сезонные вариации функции ослабления на мерзлотных трассах определяются не только влиянием параметров лесослоя, но также и изменениями геоэлектрического разреза в силу промерзания верхних слоев земли. Возрастание функции ослабления за счет возникновения поверхностной волны в ДВ в зимних условиях наблюдается на участках трассы приуроченной к залеганию мерзлых рыхлых отложений на коренных породах. В диапазоне СВ фаза импеданса имеет слабоиндуктивный характер независимо от сезона года и поверхностной волны не возникает. Изменения модуля функции ослабления в основном определяются изменениями модуля поверхностного импеданса подстилающей среды: зимой модуль поверхностного импеданса увеличивается. В условиях многолетней мерзлоты изменения параметров лесослоя оказывают меньшее влияние на величину модуля функции ослабления по сравнению с изменениями параметров геоэлектрического разреза при их сезонном протаивании-промерзании.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-41-140002 p_a).

Список литературы

1. Чернов. Ю.А. Вариации уровня сигнала земной волны на средних и низких частотах в дневное время //Труды научно – исслед.института радио, 2013. № 4. С. 91 – 106.
2. М.И. Пертель, А.А. Пылаев, А.А. Штейнберг Экспериментальная оценка точности прогнозирования модуля функции ослабления в диапазоне ДВ-СВ//Проблемы дифракции и распространения радиоволн. -Л: Изд-во ЛГУ, – 1983. вып.19, – С.239-251.
3. Егоров В.А. Макаров Г.И. Влияние растительного покрова на распространение электромагнитных волн с учетом сезонных и суточных изменений температуры Вестник СПбГУ, сер.4.2006. Вып.1.С10-19.
4. Адвокатов В.Р., Башкуев Ю.Б., Шедоев А.П. Сезонные вариации напряженности поля ДВ-СВ радиостанций в условиях резко континентального климата//Тез. докл. XVII Межвед. сем. Распространение километровых и более длинных радиоволн. – Томск: 1988. – С.57.
5. В.Н. Захаренко, В.П. Парначев Влияние метеорологических условий (температуры) на распространение радиоволн КВ–СВ–ДВ диаапонов //Вестник Томского государственного университета. 2015. № 400. С. 337–344.
6. Проскурин Е.П., Пылаев А.А., Тихомиров Н.П., Штейнберг А.А. Распространение радиоволн над электрически и геометрически неоднородными трассами // Проблемы дифракции и распространения волн. - Л.: Изд-во ЛГУ, Вып. 18. 1981. С. 171-183.

Том I, с. 495–498
УДК: 537.86+551.34

РАДИОВОЛНОВАЯ ДИАГНОСТИКА ЛЬДИСТЫХ ПОРОД В ЗОНЕ ТЕРМОКАРСТОВОГО ПРОВАЛА (П. БАТАГАЙ, ЯКУТИЯ)

В. П. Мельчинов¹, А. А. Павлов¹, В. П. Кладкин¹, Ю. Б. Башкуев², В. Б. Хаптанов²

¹ Северо-Восточный федеральный университет, 677000, г. Якутск. ул.Белинского,58
E-mail: melchinovvp@mail.ru

² Институт физического материаловедения СО РАН, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
E-mail: buddich@mail.ru

Аннотация. Приведены результаты изучения повторно-жильных льдов (ПЖЛ) радиоволновыми методами: методом поверхностного импеданса (ПИ) и методом георадара, вблизи термокарстового провала, Батагай (Якутия). Обнаружена пространственная зависимость мощности мерзлых отложений с содержанием ПЖЛ по результатам решения обратной задачи ПИ. Метод георадара оказался весьма эффективным при идентификации ПЖЛ в толще мерзлых пород.

Ключевые слова: мерзлота; поверхностный импеданс; георадар; ослабление сигналов; повторно-жильный лед; радарограмма; криопэг

RADIO WAVE DIAGNOSTICS OF ICY SEDIMENTS IN THE AREA OF THE THERMOCARST THAW SLUMP (BATAGAY, YAKUTIA)

V. P. Melchinov, A. A. Pavlov, V. P. Kladkin, Yu. B. Bashkuev, V. B. Khaptanov

Abstract. This paper provides results of a study of the structure of the Batagay (Yakutia) thaw slump by using geophysical methods: the surface impedance (SI) method and ground-penetrating radar (GPR) method. It is established the spatial dependence of the thickness of frozen sediments with ice wedges by solving the inverse problem of SI. The ground penetrating radar is effective method for identifying the ice wedges in permafrost.

Keywords: permafrost; surface impedance; ground penetrating radar; attenuation factor; ice wedges; radarogram; cryopeg

Обнаружение и идентификация залегания повторно-жильных льдов является одной из актуальных задач в разведочной геофизике и мерзлотоведении. По данным исследований, представленных в работе [1], в районе п. Батагай на обнажениях термокарстового провала Батагайка обнаружена весьма высокая плотность залегания повторно-жильных льдов. Расстояния между жилами льда составляет порядка 2-4 м. К сожалению, в работе отсутствуют сведения о методах обнаружения и идентификации повторно-жильных льдов.

В 2015-2018 нами были выполнены работы по изучению геоэлектрического разреза (ГЭР) подстилающей среды вблизи данного термокарстового провала. Сущность метода ПИ заключается в измерении тангенциальных составляющих электромагнитного поля приводных и навигационных радиостанций в СДВ-ДВ-СВ диапазонах волн и вычисление так называемого поверхностного импеданса подстилающей среды [2]. По измеренным значениям модуля и фазы поверхностного импеданса можно восстановить параметры геоэлектрического разреза: удельные электрические сопротивления (УЭС), диэлектрические проницаемости и толщины слоев [3]. Для решения обратной задачи по восстановлению параметров ГЭР необходимо использовать априорные (начальные) значения УЭС, диэлектрической проницаемости и толщины слоев. Точность восстановления параметров ГЭР зависит от этих начальных значений. При решении обратной задачи за начальные значения толщины и УЭС были приняты значения, полученные по результатам интерпретации кривых вертикального электрического сопротивления на постоянном токе и литературных данных об УЭС мерзлых пород.

В последнее время метод георадара получил широкое применение для решения геолого-геофизических задач. При определенных условиях с помощью георадара можно определить диэлектрическую проницаемость и толщину слоев на глубину проникновения сигнала георадара. Георадар также используется для идентификации повторно-жильных льдов в условиях многолетней мерзлоты по характеру отражений зондирующего сигнала. Теоретические моделирования отраженного сигнала георадара при наличии неоднородности в виде клина или призмы льда показали, что одновременно наблюдаются кривые отражения в виде гипербол и горизонтальные полосы («звон») из-за волны, которая распространяется вдоль ребра неоднородности [4].

Анализ частотной зависимости модуля и фазы импеданса вдоль профиля для разных пунктов наблюдения дает качественную характеристику геоэлектрического разреза вокруг провала (рис. 1). Начиная с п.н.8 наблюдается увеличение модуля импеданса, что свидетельствует о наличии горных пород с высокими значениями УЭС или их высокой льдистости (рис. 1а). Из анализа хода фазы импеданса (рис. 1б) можно заключить, что в СВ диапазоне на всех пунктах наблюдений фаза импеданса имеет преимущественно слабоиндуктивный характер, свидетельствующий о том, что УЭС слоев увеличивается с глубиной. Для частоты 21,4 кГц (п.н. 2-6, п.н. 9-13) фаза импеданса принимает сильноиндуктивный характер. Это означает, что на глубине скин-слоя для этой частоты имеется слой с низким значением УЭС.

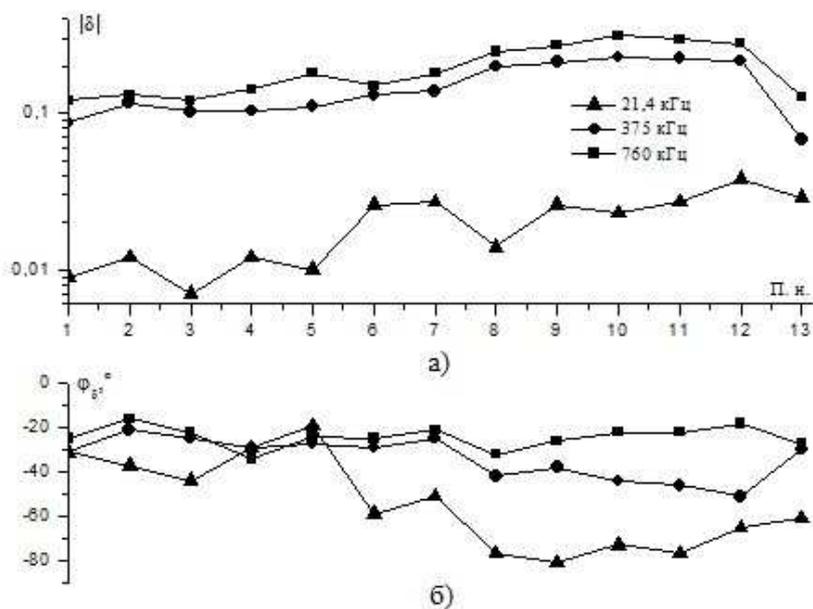


Рис. 1. Зависимости модуля (а) и фазы (б) импеданса на разных пунктах наблюдений вокруг провала.

Для восстановления параметров геоэлектрического разреза нами было выполнено решение обратной задачи по измеренным значениям модуля и фазы на этих пунктах наблюдений. Диэлектрическая проницаемость слоев принята одинаковой и равной 5.

В качестве примера на рис. 2 приведены результаты восстановления параметров геоэлектрического разреза по данным измерений поверхностного импеданса на юго-западной стороне провала (п.н. 5). Как видно из рис. 2 удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений модуля и фазы поверхностного импеданса наблюдается при следующих значениях параметров ГЭР: $\rho_1=170$ Ом·м, $h_1=3,5$ м, $\rho_2=4980$ Ом·м, $h_2=13$ м, $\rho_3=10$ Ом·м, $h_4=2$ м, $\rho_4=10130$ Ом·м.

Таким образом, слабоиндуктивные значения фазы импеданса в СДВ диапазоне свидетельствуют о наличии межмерзлотного слоя с очень низким значением УЭС на малых глубинах, примерно на глубине 10-15 м. А результаты решения обратной задачи на пунктах наблюдений,

где фаза импеданса в СДВ диапазоне принимает сильноиндуктивные значения, показали глубину залегания слоя с низким значением УЭС порядка 30-40 и более метров.

Согласно результатам работы [1], ПЖЛ приурочены к верхним слоям геоэлектрического разреза и находятся ниже деятельного слоя. По результатам восстановления параметров ГЭР оказалось, что толщина мерзлого слоя с ПЖЛ максимальна на северо-западной стороне провала, а на южной и юго-западной стороне провала - минимальна.

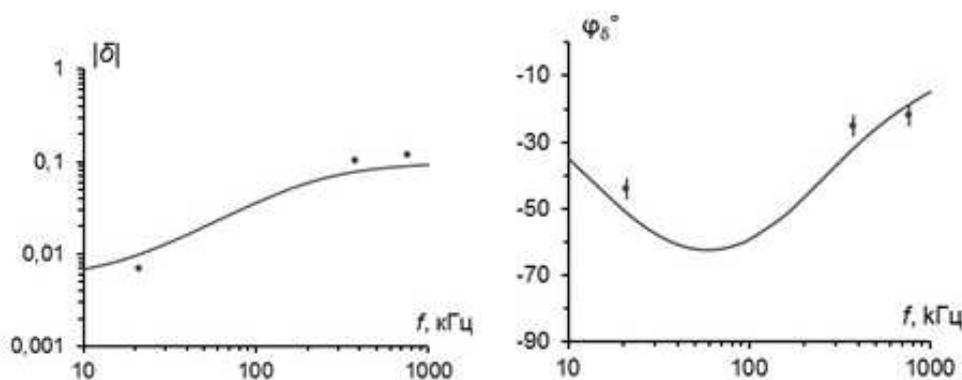


Рис. 2. Результаты восстановления ГЭР по измерениям поверхностного импеданса для п.н.8.

Георадарное зондирование в непрерывном режиме с использованием антенны «Тритон» около п.н.7 приведено на рис. 3. Длина профиля составляла 50 м. Как видно из рис. 3 нижняя граница слоя с ПЖЛ находится на глубине 10-12 м, что соответствует результатам восстановления параметров геоэлектрического разреза в юго-западной части провала. В верхней части радарограммы видны отражения от вертикальных жил льда в виде гипербол.

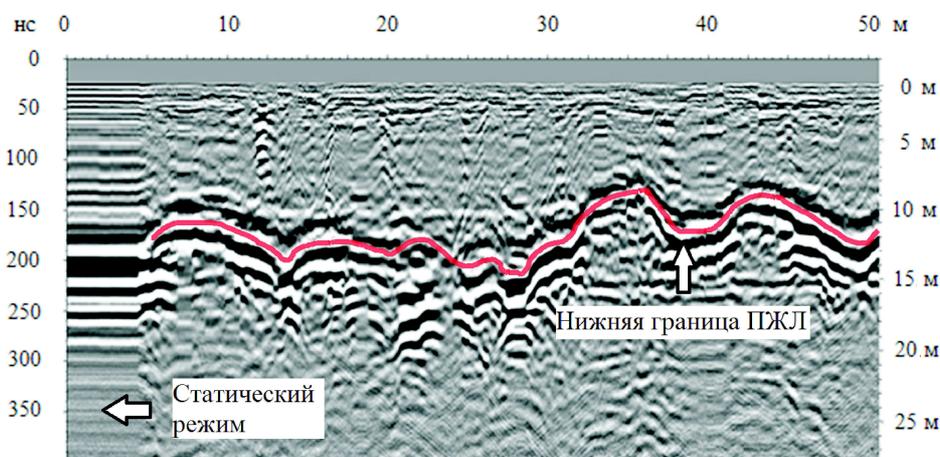


Рис. 3. Радарограмма на юго-западной стороне провала (около п.н. 8) с использованием антенны «Тритон».

Сравнение спектра прямого и отраженного сигнала на радарограмме показали, что спектр отраженного сигнала находится в области частот 30-60 МГц, в то время как спектр излученного сигнала находится в частотном диапазоне 140-200 МГц. Модельные расчеты коэффициента отражения от границы слоев при вертикальном падении электромагнитной волны показали, что коэффициент отражения уменьшается с ростом частоты, если отражение происходит от слоя с низким УЭС и значением диэлектрической проницаемости 8-10. Таким образом, вклад высокочастотных составляющих спектра сигнала георадара при отражении от хорошо проводящего слоя уменьшается, что приводит к расширению линий синфазности для отраженного сигнала (рис. 3). Таким образом, георадарные измерения подтверждают наличие проводящего слоя на подошве слоя с высоким содержанием ПЖЛ. Образование проводящего слоя на подошве мерзлого слоя с высоким значением УЭС можно объяснить стеканием талой воды по вертикальным

стенкам ПЖЛ и образование на его подошве водного рассола с высоким содержанием солей, так называемого криопэга. Нерегулярность линии синфазности (резкие изломы) отраженного сигнала свидетельствуют о неравномерности границы криопэга. Точно такие же нерегулярные линии синфазности при георадарных исследованиях в Чарской котловине свидетельствуют о неравномерности протаивания верхних слоев георазреза со скрытыми ПЖЛ [5].

Для обнаружения близко расположенных жил льда нами была использована антенна АБ-250 с датчиком движения для точного отсчета расстояния по георадарному профилю. На рис. 4 приведена радарограмма, полученная на северо-западной стороне провала, где мощность деятельного слоя составляет десятки см. На радарограмме хорошо видны характерные «звоны» отраженного сигнала, возникающих при распространении радиоволн вдоль ледяных жил, как отмечено в работе [4]. Местоположение «звонков» от жил льда отмечены черными треугольниками вершиной вниз. По этим меткам видно, что расстояние между жилами льда составляет порядка от 2-3 м до 10 и более метров, что соответствует результатам работы [1].

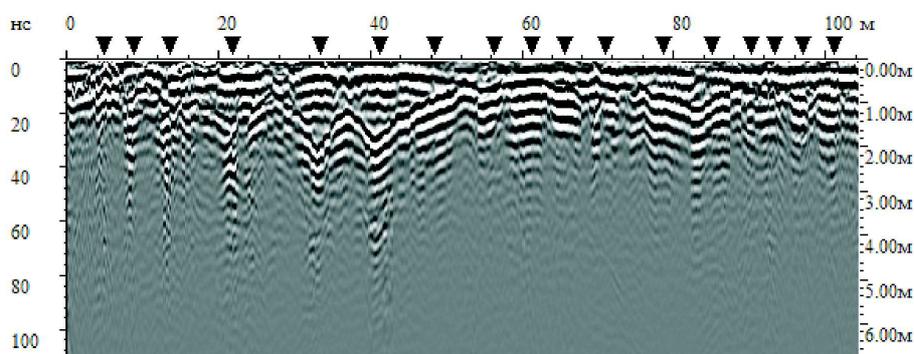


Рис. 4. Радарограмма по профилю ПК1 на западной стороне провала.

В результате выполненных работ получены новые данные о структуре многолетней мерзлоты термокарстового провала п. Батагай Верхоянского района. Наличие ПЖЛ в слое мерзлоты приводит к образованию криопэга на нижней границе мерзлого слоя с ПЖЛ.

Наличие ПЖЛ в верхней части геоэлектрического разреза приводит к сильноиндуктивным значениям поверхностного импеданса в ДВ-СВ диапазонах, что представляет значительный интерес для задач возбуждения и распространения радиоволн над такими структурами.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-41-140002 p_a).

Список литературы

1. Куницкий В. В. Ледяные породы и термоденудация в районе поселка Батагай (Янское плоскогорье, Восточная Сибирь) /Куницкий В. В., Сыромятников И. И., Ширмейстер Л., Скачков Ю. Б. и др. // Криосфера Земли. 2013. – Т. XVII. № 1. С. 56 – 68.
2. Парфентьев П. А., Пертель М. И. Измеритель поверхностного импеданса на СДВ-СВ диапазоны // Проблемы дифракции и распространения волн. (Низкочастотный волновод Земля - ионосфера). –Алма-Ата:Гылым, 1991. – С. 133 – 135.
3. Ангархаева Л.Х., Башкуев Ю.Б., Мельчинов В.П. Обратная задача для слоистой импедансной среды. //Радиотехника и электроника. 1997. – Том 42., № 10. С.1 169–1173.
4. Dafflon B., E. Leger, F. Soom, C. Ulrich, J.E. Peterson, S.S. Hubbard. Quantification of arctic soil and permafrost properties using Ground Penetrating Radar // Proc. of 16th International Conference of Ground Penetrating Radar in The Hong Kong, 2016.
5. Бричева С. С., Станиловская Ю. В. Изучение скрытых повторно – жильных льдов в Чарской котловине (Забайкальский край, Россия) методом георадиолокации // Тезисы докладов 13 – й конференции и выставки EAGE «Инженерная геофизика.2017» (24 – 28 апреля). – Кисловодск. 2017.

Том I, с. 499–501
УДК: 51-7 + 537.86

ВОЗМОЖНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ГИЛЬБЕРТА-ХУАНГА В ЗАДАЧЕ ВЫДЕЛЕНИЯ МОД СИГНАЛА

В. Д. Омпоков, В. В. Бороноев

*Институт физического материаловедения, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
E-mail: slvd@mail.ru*

Аннотация. Преобразование Гильберта-Хуанга является перспективным методом исследования нелинейных и нестационарных процессов. Метод основан на эмпирической модовой декомпозиции и преобразовании Гильберта. Эмпирическая модовая декомпозиция используется для разложения сложного многочастотного сигнала на эмпирические моды. Достоинством метода является его высокая адаптивность, поскольку базисные функции для разложения сигнала конструируются непосредственно из самого исследуемого сигнала.

Ключевые слова: эмпирическая модовая декомпозиция; преобразование Гильберта-Хуанган

MODE DECOMPOSITION AND THE HILBERT-HUANG TRANSFORM

V. D. Ompokov, V. V. Boronoyev

Abstract. The paper presents a relatively new method for the analysis of nonstationary and nonlinear processes called Hilbert-Huang transform. The Hilbert-Huang transform consists of two stages: Empirical mode decomposition and Hilbert Spectral Analysis. The empirical mode decomposition is a signal analysis method that separates multi-component signals into single oscillatory modes called intrinsic mode functions.

Keywords: empirical Mode Decomposition; Hilbert-Huang transform

Введение

В работе рассматривается метод эмпирической модовой декомпозиции, предложенный в 1995 году Норденом Хуангом, который позволяет разложить сложный многочастотный сигнал на эмпирические моды. Первоначально он использовался для изучения поверхностных волн тайфунов в NASA и в 1998 г. был расширен за счет преобразования Гильберта и обобщен применительно к анализу произвольных временных рядов. Метод получил название преобразования Гильберта-Хуанга [1, 2]. Главное преимущество предложенного метода заключается в его высокой адаптивности, поскольку базисные функции для разложения сигнала конструируются непосредственно из самого исследуемого сигнала. Данный подход положительно зарекомендовал себя при решении широкого круга задач, в особенности за рубежом. Преобразование Гильберта-Хуанга используется для исследования метеорологических наборов данных (*D.G.Duffy*), изменений климата (*K.Coughlin, Ka Kit Tung*), спутниковых данных (*J.E.Pinzon, M.E.Brown, C.J.Tucke*), температурных циклов Земли (*S.P. Shen, Tingting Shu и т.д.*), приземного слоя озона (*Wanyun Xu, Weili Lin, Jianqing Huang*), океанических волн (*P.A.Hwang, D.W.Wang*), структурных повреждений, в т.ч. мостовых конструкций (*L.W.Salvino, D.J.Pine, M.Todd, W.L.Chiang*), биомедицинских данных (*Chin-Feng Lin, Yu-Yi Chien, Rui Fonseca-Pinto, Siyi Deng, A. Stankus, O. G. Kyselova, G. Varoneckasa*), анализе и визуализация изображений (*S.R.Long*) и т.д. Российские исследователи также начали активно использовать преобразование Гильберта-Хуанга для решения различного рода задач [3–8]: для фильтрации геофизических данных от шумов (*Давыдов В.А., Давыдов А.В., Суханова Л.*), исследования время-частотных характеристик сигналов магнитных зондов (*Орловский И.И., Какурин А.М.*), сейсмических сигналов (*А.Н. Павлов, А.Е. Филатова, А.Е. Храмов*), кардиографической информации (*Тычков А.Ю., Чураков П.П.*), обработки данных биорадиолокации (*Анищенко Л.Н.*) и др. Выполненные ими теоретические и экспериментальные исследования

показали, что преобразование Гильберта-Хуанга позволяет детализировать частотно-временную структуру исследуемых сигналов и выявлять временные и пространственные закономерности.

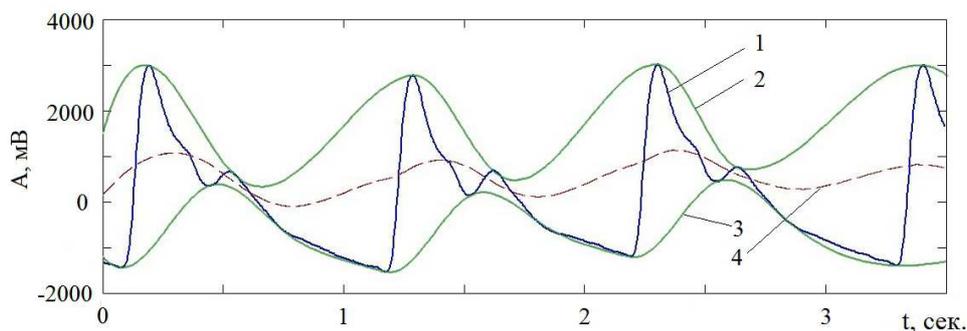


Рис. 1. Построение огибающих (кривые 2 и 3) и средней линии сигнала (кривая 4).

Метод эмпирической модовой декомпозиции, являющийся первым этапом преобразования Гильберта-Хуанга, основан на предположении, что любые данные состоят из различных режимов колебаний (колебательных процессов). Каждый режим представляет собой простое колебание, которое в определенной степени «симметрично» относительно локального среднего значения, и, следовательно, имеет экстремумы и нулевые пересечения [1–3]. В основе алгоритма лежит построение гладких огибающих по максимумам и минимумам последовательности и дальнейшее вычитание среднего этих огибающих из исходной последовательности. Для этого производится поиск локальных экстремумов и методом сплайн аппроксимации этих точек определяются верхняя и нижняя огибающие (рис. 1).

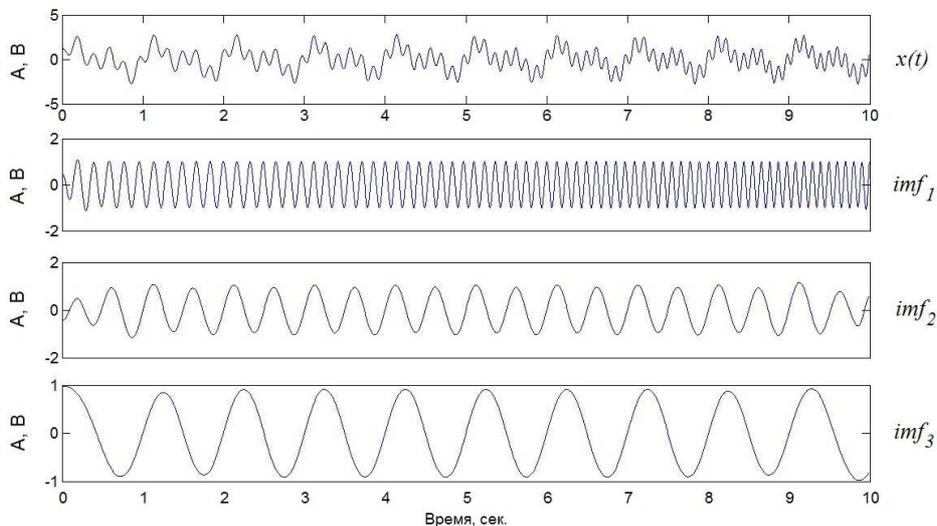


Рис. 2. Эмпирическая модовая декомпозиция модельного сигнала $x(t)$.

В результате итерационного процесса декомпозиции получается семейство модовых функций, упорядоченных по частоте. Каждая последующая модовая функция имеет более низкую частоту, чем предыдущая. Рассмотрим для примера модельный сигнал $x(t)$ (рис. 2), состоящий из суммы частотно-модулированной кривой и двух синусоид с частотами $f_1 = 1$ Гц. и $f_2 = 2$ Гц. В процессе эмпирической модовой декомпозиции данный сигнал разложен на набор из трех модовых функции $imf_1 - imf_3$ (рис. 2). Видно, что полученные модовые функции соответствуют изначально заданным гармоникам.

Для определения частот сигнала и оценки динамики их изменений, к полученным модовым функциям применяется преобразование Гильберта. В результате получается график частотно-временного распределения, представленный на рис. 3, где видны три линии вдоль оси времени.

Частоты двух кривых постоянны во времени и соответствуют заданным частотам $f_1 = 1$ Гц и $f_2 = 2$ Гц. Частота третьей кривой меняется в соответствии с частотой ЛЧМ компоненты.

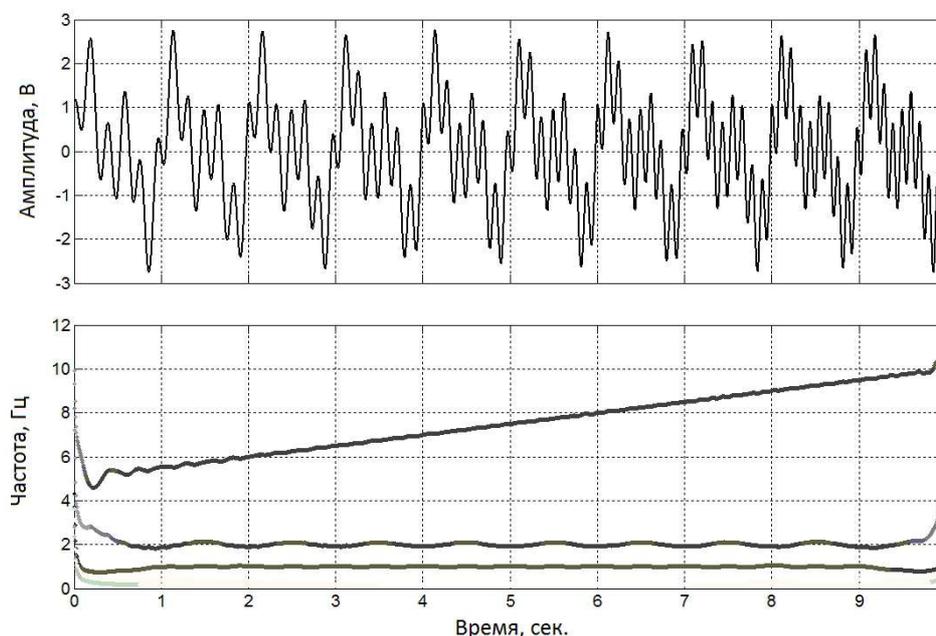


Рис. 3. Модельный сигнал и его частотно-временное распределение.

Таким образом, показано, что с помощью преобразования Гильберта-Хуанга можно разложить сложный многочастотный сигнал на эмпирические моды и оценить динамику изменения его спектрального состава. При эмпирической модовой декомпозиции реальных сигналов с различного рода шумами происходит автоматическое отсеивание шумов в отдельные модовые функции, вследствие чего данный метод также используется в задачах фильтрации.

Список литературы

1. The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and nonstationary time series analysis / N.E. Huang, Z. Shen, S.R. Long, M.C. Wu, H.H. Shih, Q. Zheng, N.C. Yen, C.C. Tung, H.H. Liu // *Proc. R. Soc. Lond. A.* – 1998. – Т. 454. – P. 903–995.
2. N. E. Huang, Samuel S.P. Shen. *The Hilbert-Huang transform and its applications.* – *World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.*, 2005. – 311 p.
3. Давыдов В.А., Давыдов А.В. Очистка геофизических данных от шумов с использованием преобразования Гильберта-Хуанга // *Электронное научное издание «Актуальные инновационные исследования: наука и практика».* – 2010. – № 1. – Режим доступа: <http://www.actualresearch.ru>.
4. Wanyun Xu, Weili Lin, Xiaobin Xu. Long-term trends of surface ozone and its influencing factors at the Mt Waliguan GAW station, China – Part 1: Overall trends and characteristics // *Atmospheric Chemistry and Physics.* – 2016. – Vol. 16. – P. 6191–6205.
5. Павлов А.Н., Филатова А.Е. Метод эмпирических мод и вейвлет фильтрация: применение в задачах геофизики // *Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика.* – 2011. – Т. 19. – № 1. – С. 3–13.
6. Долгих Л.А. Выделение информативной составляющей сейсмоакустического сигнала: возможные подходы // *Проблемы автоматизации и управления в технических системах: Тр. междунар. науч. техн. конф.* – Пенза: ИИЦ ПГУ, 2008. – С. 322–323.
7. Долгаль А.С., Христенко Л.А. Применение эмпирической модовой декомпозиции при обработке геофизических данных // *Известия томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов.* – 2017. – Т. 328. – № 1. – с. 100–108.
8. Бороноев В.В., Омпов В.Д. Возможности преобразования Гильберта-Хуанга в задаче обработки и анализа биомедицинских сигналов // *Биомедицинская радиоэлектроника.* 2014. – № 3. – С. 40–44.

Том I, с. 502–505

УДК: 551.510.535 + 551.510.413.5

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ D-СЛОЯ ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ДВУХЧАСТОТНОЙ СДВ ТРАССЕ

Ю. В. Поклад, Б. Г. Гаврилов, В. М. Ермак, А. Н. Ляхов, В. А. Рыбаков,
И. А. Ряховский

*Институт динамики геосфер РАН, 119334, Ленинский проспект, 38, корпус 1, Москва, Россия
E-mail: poklad@mail.ru*

Аннотация. В работе приводится методика восстановления профиля электронной концентрации D-слоя ионосферы по измерениям вариаций амплитуды и фазы радиосигнала СДВ диапазона на двух частотах во время рентгеновской вспышки X-класса.

Ключевые слова: ионосфера; распространение радиоволн; рентгеновская вспышка

RECOVERY OF THE PARAMETERS OF THE D-LAYER OF THE IONOSPHERE ACCORDING TO THE AMPLITUDE-PHASE MEASUREMENTS ON THE DUAL-FREQUENCY VLF PATH

Yu. V. Poklad, B. G. Gavrilov, V. M. Ermak, A. N. Lyakhov, V. A. Rybakov,
I. A. Ryakhovskiy

Abstract. The paper presents a technique for recovery of the electron concentration profile of the D-layer of the ionosphere from measurements of the amplitude and phase variations of the VLF radio signal at two frequencies during a solar X-ray flash.

Keywords: ionosphere; radio wave propagation; x-ray flash

Введение

Задача измерения параметров D-области ионосферы является актуальной для современной геофизики. Параметры D-слоя ионосферы влияют на распространение сигналов как в СДВ диапазоне, так и на более коротких длинах волн. Экспериментальные исследования нижней ионосферы связаны с рядом трудностей. Высота D-слоя составляет 60-90 км, что делает невозможным использование аэростатов и спутников. Относительно низкие электронные концентрации (порядка 10^3 см^{-3}) ограничивают использование ионозондов. Одним из способов мониторинга состояния D-слоя ионосферы является прием сигналов в СДВ диапазоне, которые распространяются в волноводе Земля-ионосфера, верхней стенкой которого и является D-слой.

Одной из основных характеристик ионосферы является высотный профиль электронной концентрации. В настоящее время существует множество теоретических и эмпирических моделей расчета высотного профиля электронной концентрации D-слоя и одной из актуальных задач исследований является их верификация по экспериментальным данным.

Одним из способов описания высотного профиля электронной концентрации D-слоя ионосферы является двухпараметрическая модель нижней ионосферы Уайта [1]. В этой модели распределение электронной концентрации с высотой может быть определено выражением (1).

$$Ne(z)[\text{см}^{-3}] = 1.49 \cdot 10^7 \cdot e^{(\beta-0.15)(z-h')} e^{-0.15h'} \quad (1)$$

где β (км^{-1}) – скорость увеличения электронной плотности с высотой, h' (км) – эффективная высота отражения, z (км) – высота. Для расчета амплитуды и фазы сигналов от СДВ передатчиков использовалась программа LWPC [2].

Целью данной работы является восстановление с помощью программы LWPC параметров β и h' высотного профиля электронной концентрации D-слоя по вариациям амплитуды и фазы сигнала на двухчастотной СДВ трассе.

Экспериментальные результаты и их обработка

В ГФО «Михнево» ведется мониторинг сигналов СДВ передатчиков [3]. Среди них есть две радиостанции, расположенные в Великобритании, расстояние между которыми составляет 32 км. Эти станции, называемые GQD и GBZ, работают на частотах 22.1 кГц и 19.58 кГц соответственно. Длина трассы до ГФО «Михнево» составляет порядка 2600 км. Можно считать, что сигналы от этих двух станций распространяются по одной трассе. На рис. 1 показаны вариации амплитуды и фазы сигналов от этих станций, принятых в ГФО «Михнево» 10.09.2017 г. В этот день, примерно в 16 часов мирового времени на Солнце произошла рентгеновская вспышка класса X8.3.

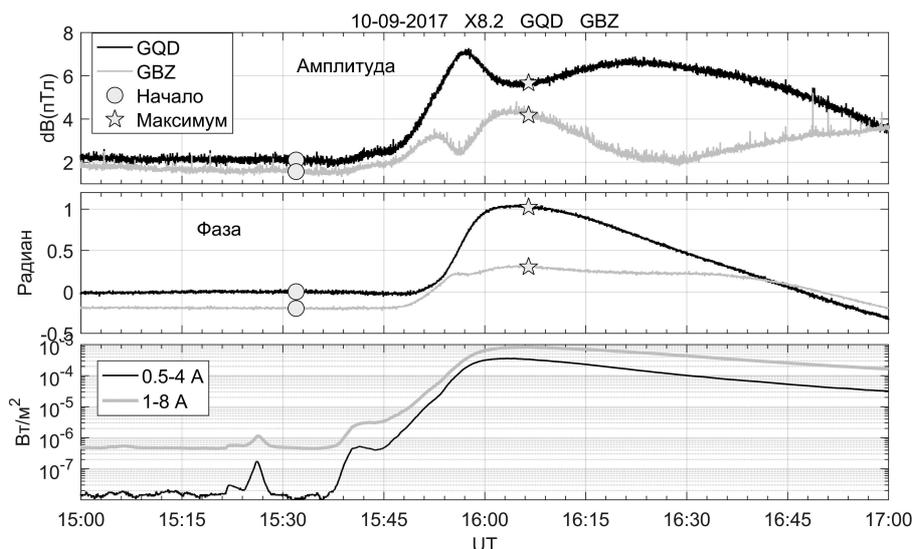


Рис. 1. Амплитуда и фаза сигналов. Поток GOES на нижней панели.

Поскольку нам не известны мощность и начальная фаза передатчиков, рассчитаем вариацию амплитуды и фазы сигналов относительно времени начала вспышки $t_0=15:31:58$ UT. Пусть:

$$\begin{aligned} dA_i(t) &= A_i^*(t) - A_i^*(t_0) \\ dP_i(t) &= P_i^*(t) - P_i^*(t_0) \end{aligned} \quad (2)$$

где A_i^* и P_i^* – измеренные значения амплитуды и фазы сигналов станций GQD ($i=1$) и GBZ ($i=2$). Исходя из предположения, что параметры ионосферы h' и β одинаковы по всей трассе, по программе LWPC были рассчитаны амплитуды $A_i(h', \beta)$ и фазы $P_i(h', \beta)$ сигналов от станций GQD и GBZ в зависимости от величины h' и β . Результаты расчетов приведены на рис. 2.

Пусть h'_0 и β_0 параметры ионосферы в начальный момент времени t_0 , а h'_{\max} и β_{\max} в момент максимума вспышки $t_{\max}=16:06:30$ UT. Найдем все пары точек (h'_0, β_0) и $(h'_{\max}, \beta_{\max})$ которые удовлетворяют условию:

$$\begin{cases} |A_i(h'_{\max}, \beta_{\max}) - A_i(h'_0, \beta_0) - dA_i(t_{\max})| < \delta A \\ |P_i(h'_{\max}, \beta_{\max}) - P_i(h'_0, \beta_0) - dP_i(t_{\max})| < \delta P \end{cases} \quad (3)$$

где $\delta A=0.12$ дБ и $\delta P=0.06$ радиан – точность оценки параметров ионосферы. При этом предполагается, что начальные параметры ионосферы лежат в диапазоне $66 < h'_0 < 77$ и $0.23 < \beta_0 < 0.36$, а параметры ионосферы во время максимума вспышки лежат в диапазоне $54 < h'_{\max} < 68$ и $0.34 < \beta_{\max} < 0.8$. Это семейство точек показано на рис. 3 черным цветом. Так же на этом рисунке тонкими черными прямоугольниками показаны области возможных параметров ионосферы в начальный момент и момент максимума вспышки. Среди найденных точек (h'_0, β_0) найдем такие,

для которых можно найти точки (h'_t, β_t)

$$\begin{cases} |A_i(h'_t, \beta_t) - A_i(h'_0, \beta_0) - dA_i(t)| < \delta A \\ |P_i(h'_t, \beta_t) - P_i(h'_0, \beta_0) - dP_i(t)| < \delta P \end{cases} \quad (4)$$

где $t_0 < t < t_{max}$. Это семейство точек показано на рис. 3 красным цветом.

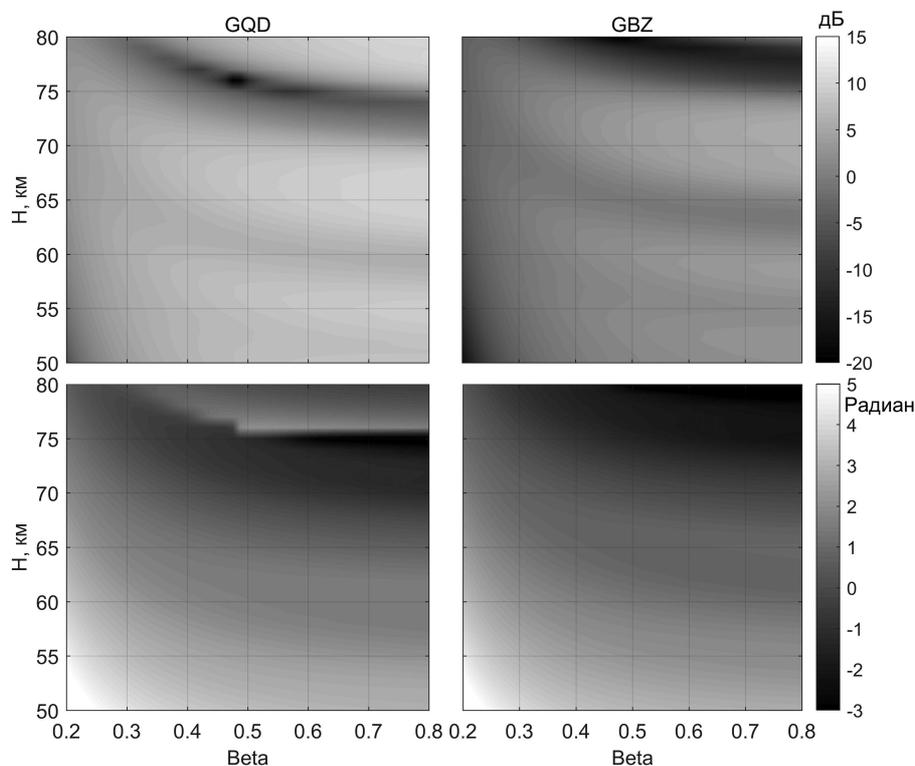


Рис. 2. Расчетные значения амплитуды (верхние панели) и фазы (нижние панели) сигналов станций GQD и GBZ.

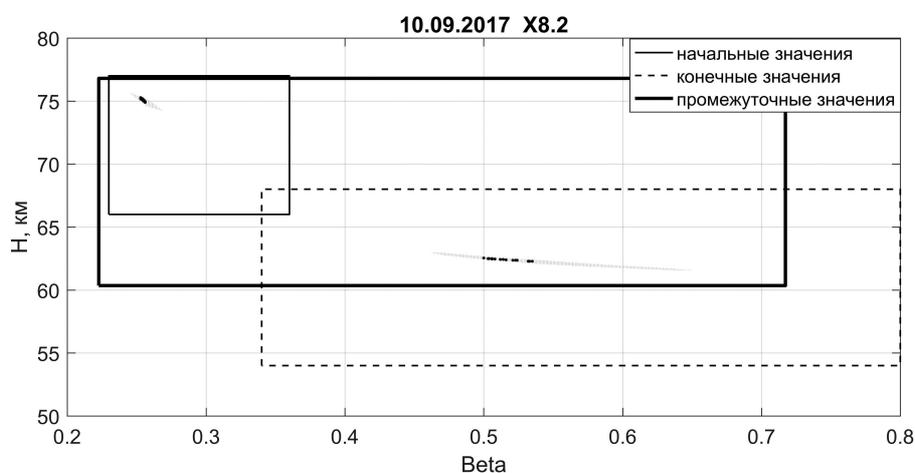


Рис. 3. Значения h' и β , при которых расчетные значения вариаций амплитуды и фазы сигналов в начале и максимуме вспышки совпадают с измеренными вариациями (показаны серым). Черным цветом выделены значения h' и β , для которых совпадают и промежуточные значения вариаций.

Обсуждение результатов и выводы

Из рис. 3 видно, что начальные параметры ионосферы лежат в очень узком диапазоне – примерно 0.5 км по h' и 0.005 по β . Разброс параметров ионосферы в момент максимума вспышки примерно такой же по h' и в 7 раз больше по β (около 0.035). Это связано с тем, что вспышка была достаточно мощная и в момент максимума потока рентгеновского излучения «жесткость» верхней стенки волновода стала настолько большой, что ее дальнейшее увеличение уже фактически перестало влиять на амплитудно-фазовые характеристики принимаемых сигналов. На рис. 4 показан временной ход параметров h' и β во время вспышки. Зависимость эффективной высоты отражения h' и «жесткости» верхней стенки волновода β от максимума потока рентгеновского излучения исследовалась в [4, 5]. Значения h' и β для максимального потока рентгеновского излучения согласно этим работам, приведены на рис. 4 и находятся в хорошем соответствии с нашими расчетами. Следует так же отметить, что наша методика позволяет не только оценить параметры ионосферы во время рентгеновской вспышки, но и получить значения h' и β для не возмущенных условий предшествующих этому событию.

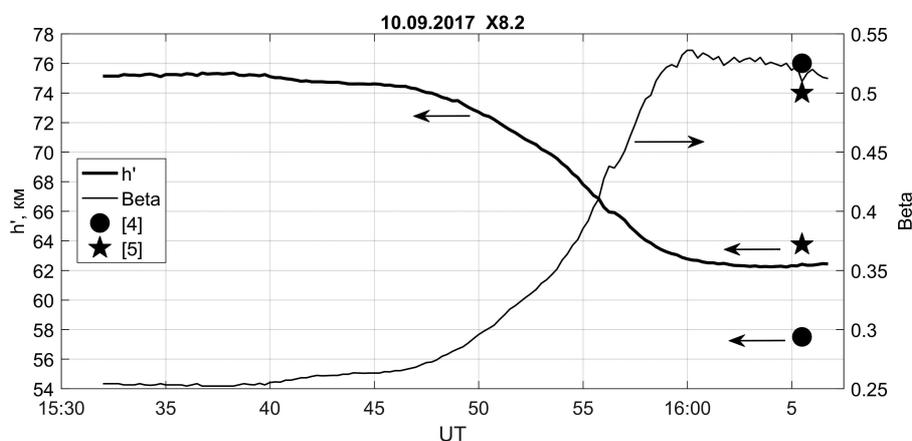


Рис. 4. Временная зависимость вариаций значений h' и β во время вспышки. Кружками и звездочками нанесены оценки согласно [4, 5].

Благодарности

Работа выполнена по госзаданию № 0146-2017-0013.

Список литературы

1. Wait, J. R., Spies, K. P., Characteristics of the earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves. NBS Tech. Note 300, 1964.
2. Ferguson, J. A., Computer Programs for Assessment of Long-Wavelength RadioCommunications, Version 2.0., Technical document 3030, Space and Naval Warfare Systems Center, San Diego, 1998.
3. Поклад Ю.В., Рыбаков В.А., Гаврилов Б.Г., Ермак В.М., Крашенинников А.В., Ряховский И.А., Соловьев С.П. Влияние солнечных рентгеновских вспышек на изменения атмосферного электрического поля и прохождение волн СДВ диапазона. Динамические процессы в геосферах. 2015, выпуск 7, с.161-167.
4. Thomson, N.R., Rodger, C.J., Clilverd, M.A. Large solar flares and their ionospheric D region enhancements. J. Geophys. Res. 110, A06306 (2005). DOI:10.1029/2005JA011008.
5. Ashutosh K. Singh A.K. Singh Rajesh Singh R.P. Singh. Solar Flare induced D-region ionospheric perturbations evaluated from VLF measurements. Astrophys Space Sci (2014) 350:1-9. DOI: 10.1007/s10509-013-1699-4.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ, ТОМ I

А

Адвокатов В. Р.	469
Акчурин А. Д.	319, 328, 482
Алимов О. А.	101
Алсаткин С. С.	238
Ангархаева Л. Х.	473, 477
Андреева Е. С.	105
Анишин М. М.	75
Артамонов М. Ф.	238
Афанасьев Н. Т.	93, 97
Ахметов О. И.	460
Аюров Д. Б.	464, 469

Б

Бабченко С. В.	448
Барабашов Б. Г.	75
Башкуев Ю. Б.	464, 469, 473, 477, 491, 495
Белаховский В. Б.	460
Белашова Е. С.	83
Белашов В. Ю.	83
Белецкий А. Б.	58
Белинская А. Ю.	117
Бернгардт О. И.	12, 215, 251
Больбасова Л. А.	427, 431
Бондаренко М. И.	141
Бороноев В. В.	499
Бочкарев В. В.	180, 260
Браницкий А. В.	184
Буянова Д. Г.	469, 473, 477
Бычков В. В.	117

В

Валов В. А.	376
Васильев Р. В.	12, 238, 315
Вертоградов В. Г.	364
Вертоградов Г. Г.	364, 372, 376
Веснин А. М.	225, 251, 368, 380, 388, 397
Воейков С. В.	264, 368
Выборнов Ф. И.	372, 376

Г

Гаврик А. Л.	141, 146
Гаврилов Б. Г.	150, 502
Галиев А. А.	406
Герм В. Э.	49, 155
Гивишвили Г. В.	207
Голубь А. П.	67
Гомонов А. Д.	159
Грач С. М.	58
Григорьева С. А.	117
Грицута А. Н.	431

Гркович К. В.	12, 215
Грозов В. П.	281
Гумеров Р. И.	58

Д

Далин П. А.	268
Данилкин Н. П.	207, 286, 294
Данилов И. С.	286
Дембелов М. Г.	469, 473, 477, 491
Демин Д. С.	75
Деминова Г. Ф.	126
Деминов М. Г.	122, 126
Деминов Р. Г.	122
Денисенко П. Ф.	129, 133
Денисова В. И.	75
Дмитриев Ю. Р.	332
Дрюк А. В.	137

Е

Едемский И. К.	388
Ермак В. М.	150, 502
Ермакова Е. Н.	482

Ж

Жбанков Г. А.	133, 172, 192
Жеребцов Г. А.	12
Живетьев И. В.	388
Жуков А. В.	397
Журавлев С. В.	75, 294

З

Заалов Н. Ю.	49, 393
Захаров В. И.	349
Зеленый Л. М.	67
Зернов Н. Н.	49, 137
Зецер Ю. И.	150
Золотухина Н. А.	211
Зыков Е. Ю.	401

И

Иванников Д. А.	168
Ильин Н. В.	247
Илюшин Я. А.	243
Ишмуратов Р. А.	163

К

Калабанов С. А.	163
Калашникова Т. М.	101
Калитенков Н. В.	159
Карпачев А. Т.	172, 192
Карпов А. В.	20, 406

Ким В. Ю.	184, 188	Назаренко М. О.	105
Киреева А. И.	299	Насыров И. А.	58
Киселев А. В.	368, 388, 397	Науменко А. А.	110, 247, 272
Кладкин В. П.	495	Нестеров И. А.	105, 243
Клименко В. В.	58, 192, 290	Никитенко Т. В.	230
Клименко М. В.	192, 290	Нишитани Н.	354
Кобякова С. Е.	332	Нудьга А. А.	411
Когогин Д. А.	58	О	
Колесник С. А.	196, 486	Оводенко В. Б.	192
Колмаков А. А.	196, 486	Ойнац А. В.	251, 256, 354
Коломиец С. Ф.	141	Олейник И. А.	260
Комраков Г. П.	58	Омпоков В. Д.	499
Копнина Т. Ф.	141	Орлов А. И.	12
Котова Д. С.	192	П	
Котович Г. В.	281	Павлов А. А.	491, 495
Котонаева Н. Г.	75, 276, 286, 294	Падохин А. М.	105, 380
Коуба Д.	117	Палкин Е. А.	32
Крашенинников И. В.	203, 207	Панченко В. А.	117
Крюковский А. С.	32	Пензин М. С.	281
Куркин В. И.	12, 110, 211, 281	Перевалова Н. П.	264
Кушнарв Д. С.	12, 315	Перминов В. И.	268
Л		Пермяков В. А.	29
Лавринова Л. Н.	440, 444	Перцев Н. Н.	268
Лавринов В. В.	431, 440, 444	Першин А. В.	372, 376, 482
Лавыгин И. А.	215	Пикалов М. В.	196
Лапицкий В. Ф.	305	Подлесный А. В.	110, 211, 247, 272
Лебедев В. П.	12, 215, 337	Подчасский А. С.	220
Лисенко А. А.	448	Поклад Ю. В.	150, 502
Лобанов К. А.	220	Полетаев Д. А.	411
Луканина Л. А.	141	Полех Н. М.	211
Лукин В. П.	427, 431	Полиматиди В. П.	184, 188
Лукин Д. С.	32	Полякова А. Г.	168, 276
Ляхов А. Н.	150, 502	Пономарчук С. Н.	281
М		Попель С. И.	67
Макаренкова Е. В.	155	Пулинец С. А.	286, 349
Малецкий Б. М.	225, 368, 388	Пучков В. А.	188
Мальцева О. А.	230	Р	
Матвиенко Г. Г.	448	Растягаев Д. В.	32
Медведев А. В.	12, 238, 315, 337, 354, 359	Ратовский К. Г.	117, 192, 238, 290, 323, 354, 359
Медведева И. В.	354	Репин А. Ю.	75
Мелич Й.	117	Романов И. В.	207, 294
Мельчинов В. П.	473, 491, 495	Ромейко В. А.	268
Минасян Г. Г.	243	Руденок И. П.	299
Мингалев И. В.	460	Русин С. В.	305
Мингалев О. В.	460	Рябов А. В.	482
Михайлов В. В.	276	Ряховский И. А.	150, 502
Москалева Е. В.	393	Рыбаков В. А.	150, 502
Мыльникова А. А.	251, 368		
Н			
Нагуслаева И. Б.	477		

С		Х	
Сахтеров В. И.	308	Хабитуев Д. С.	117, 176, 323, 384
Светличный В. А.	414	Халипов В. Л.	332
Селин А. А.	431	Хаптанов В. Б.	477, 495
Сергеев Е. Н.	58	Харшиладзе О. А.	83
Сергеенко Н. П.	311	Христофоров С. В.	180
Серебенникова С. А.	397		
Сетов А. Г.	12, 176, 315, 337	Ц	
Сидоренко А. Е.	341	Цедрик М. В.	110, 272
Симатов В. Л.	406	Цюпа И. Ю.	486
Смирнова О. В.	414	Цыбуля К. Г.	75
Смирнов Г. С.	328		
Соин Е. Л.	431	Ч	
Соковишин М. А.	422	Чайка Е. Г.	364, 376
Соколенко Б. В.	411	Черкашин Ю. Н.	41
Соловьев Б. Д.	491	Черниговская М. А.	117, 323, 384
Сорокин В. М.	418	Черняков С. М.	113, 159, 460
Соцкий В. В.	129, 133	Чудаев С. О.	93, 97
Стародубровский А. С.	376		
Старосек А. В.	411	Ш	
Степанов А. Е.	117, 332	Шаманаев В. С.	448
Суворова З. В.	460	Шаповалова Ю. А.	159
Сулимов А. И.	20, 406	Шемелов В. А.	220
Суханов А. Я.	451	Шерстюков О. Н.	20, 319
Сухарев А. А.	455	Шерстюков Р. О.	319
Суходоев В. А.	268	Шиндин А. В.	58
Сыроватский С. В.	388	Шпынев, Б. Г.	384
		Шпынев Б. Г.	117, 176, 323
Т		Шубин В. Н.	203
Ташлыкков В. П.	337	Шулипа Д. А.	305
Тащилин А. В.	251		
Теменс Д. Р.	192	Щ	
Терещенко Е. Д.	105, 341	Щенников А. В.	482
Терещенко П. Е.	341		
Тинин М. В.	345	Ю	
Титова М. А.	349	Юрик Р. Ю.	159
Толстикова М. В.	238, 354, 359		
Туманова Ю. С.	105	Я	
Турянский В. А.	113	Ясюкевич А. С.	192, 264, 380, 384
		Ясюкевич Ю. В.	192, 225, 251, 290, 368, 380, 388, 397
У		Яценко А. К.	418
Урядов В. П.	372, 376		
		Н	
Ф		Nozumi K.	235
Фасхутдинов Л. М.	435		
Федоров Р. Р.	12	М	
Филиппов М. Ю.	207	Ma G.	235
Фролов К. В.	305	Maruyama T.	235

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ, ТОМ II

А

Абунин А. А.	143
Агафонов М. И.	227
Аджиев А. Х.	557
Айдакина Н. А.	34
Акчурин А. Д.	96, 124, 206
Алексеева Н. Г.	532
Андреева Е. С.	100
Андреев Ю. В.	129
Андрянов А. Ф.	302
Арнаутв Ю. В.	320
Астафьев А. М.	341
Аюров Д. Б.	537

Б

Бабаев Р. Ф.	214
Бажанов А. С.	320
Баскаков А. И.	186
Бахметьева Н. В.	12, 16, 21, 124
Башкуев Ю. Б.	223, 246, 537
Белашова Е. С.	486
Белашов В. Ю.	486, 491, 509
Бельгибаев Р. Р.	134
Бернхардт П. А.	108, 112
Бессараб П. Ф.	426
Бисярин М. А.	345
Благовещенская Н. Ф.	25, 30, 43, 181, 209
Близоруков А. С.	279
Бова Ю. И.	350, 354
Богушов А. К.	541
Болотин И. А.	96, 100, 104
Борисова Т. Д.	25, 30, 43
Бороноев В. В.	418
Бочкарев В. В.	435
Брянцев Д. М.	345
Бубукин И. Т.	227
Бутуханов В. П.	231

В

Валиуллин Ф. С.	298
Вертоградов Г. Г.	79
Виноградов А. Г.	465, 469
Виноградов Г. Р.	21
Воейков С. В.	38
Волкова М. А.	263
Востоков А. В.	91
Вяхирев В. Д.	21

Г

Газимов Т. Ф.	263
Галиуллин А. А.	64

Гарбацевич В. А.	443
Гармаш К. П.	116, 120
Гизатулин И. Ф.	282
Горбунов Р. В.	227
Горелик А. Г.	286
Грачев В. Г.	186
Грач С. М.	16, 47, 60, 79, 83, 108, 112
Григорьев Г. И.	12
Грунская Л. В.	545
Гулько В. Л.	194, 267
Гущин М. Е.	34

Д

Давыдов Ю. В.	238
Данилов Е. В.	324, 328
Данилычев М. В.	332
Дембелов М. Г.	223, 246
Дементьев В. В.	279, 282
Дементьев В. О.	60
Демин В. И.	302
Демин Д. А.	234
Демкин В. М.	302
Демнтьев В. О.	47
Денисенков Д. А.	250
Дорожко Н. В.	501
Дубинский А. Ю.	517

Е

Егоров Д. П.	254
Егошин И. А.	177, 181, 209
Елсуков А. А.	139
Еременко В. А.	497, 505
Ермаков Д. М.	332, 336
Ермолович Ю. Г.	501

Ж

Жанг Н. М.	368
Жемяков И. Н.	21
Жуков В. Ю.	250

З

Заборонкова Т. М.	34
Загретдинов Р. В.	47, 527
Зайнетдинов Б. Г.	557, 566
Захарова О. Н.	525
Захаров В. Е.	461, 481
Зудин И. Ю.	34
Зуев А. В.	218
Зыков Е. Ю.	79

И

Иванов А. А.	155
-------------------	-----

Иванов В. А.	160, 202	Кужевская И. В.	242
Иванов Д. В.	139, 172	Кузнецов В. Д.	66
Ильина О. В.	525	Кулешов Ю. В.	250, 275
Ильин Г. И.	198	Куликов Ю. Ю.	302
Ильин Н. В.	382	Куповых Г. В.	557, 561
Илюшин Я. А.	147, 151	Кутуза Б. Г.	254, 332, 354
Иннокентьев Д. Е.	592	Кушнарев Д. С.	52
Инюхин В. С.	271	Л	
Исаева А. Г.	238	Лапшина И. Р.	405
Исакевич В. В.	545	Латыпов Р. Р.	214, 238
Исакевич Д. В.	545	Лебедев В. П.	52
Ишин А. Б.	38	Лепёхина Т. А.	190
Й		Лиев К. Б.	271
Йоман Т.	25, 43	Ломухин Ю. Л.	409
К		Ломухин Ю. Л.,	231
Калинина Е. Е.	21	Лукин Д. С.	354
Калинкевич А. А.	164, 168	Лукьянова Р. Ю.	56
Калишин А. С.	25, 30, 43	Луц О. Я.	194
Караваев Д. М.	275	Львова М. В.	306
Караштин А. Н.	549	М	
Караштина О. С.	549	Макитов В. С.	271
Карпов А. В.	405, 457	Маккаррик М. Д.	108
Катков Е. В.	134, 218	Макридин А. Т.	238
Качушкин М. Н.	386	Максимов Д. С.	47
Кибардина И. Н.	477	Манаенкова Н. И.	505
Кириллов А. С.	302	Маруяма Т.	124
Кислицын А. А.	172	Марчук В. Н.	320
Клименко М. В.	426	Масленникова Ю. С.	435
Климова А. С.	227	Масюк В. М.	164, 168
Клово А. Г.	561	Матина П. Н.	294
Когогин Д. А.	47, 60, 527	Мельчинов В. П.	246
Козелов Б. В.	302	Местертон А. П.	320
Козлов В. И.	592	Мещеряков А. А.	194, 267
Колесник С. А.	596	Микрюков П. А.	549
Колмаков А. А.	596	Милих Г. М.	108
Коломиец С. Ф.	286	Михайловский Ю. П.	566
Колотков Г. А.	290, 294	Михалёва Е. В.	350
Колчев А. А.	177, 181, 209	Моисеев А. В.	422
Комаров А. А.	186	Моисеева Н. М.	422
Копнин С. И.	517	Морозов В. Н.	571
Коробков С. В.	34	Морозов Г. А.	198
Корольков В. А.	576	Морозов О. Г.	198
Коротышкин Д. А.	298	Морозов П. А.	443
Корчагин Г. Е.	282	Морозов Ф. П.	443
Кочетков Ю. Г.	495	Мочалова А. В.	413
Крауз П. В.	181, 209	Мочалов В. А.	413
Крашенинников А. В.	553	Мургазина Л. Ш.	324, 328
Крюковский А. С.	350, 354	Мухаметзянов Ф. Ф.	238
Кудрин А. В.	401	Н	
Кудринская Т. В.	557	Нагорский П. М.	571, 576

- Нагуслаева И. Б. 537
 Нагуслаева И. В. 418
 Насертдинов Р. Р. 214
 Насыров И. А. 47, 60, 64, 527
 Недопекин А. Е. 177, 181, 209
 Николаев В. И. 190
 Новиков В. А. 580
 Носиков И. А. 426
 Носса Э. 112
 Нургаалиев Д. К. 324
- О**
 Овчинников В. В. 160, 202
 Оглезнева М. В. 571
- П**
 Падохин А. М. 100, 147
 Палкин Е. А. 430
 Панкратов А. Л. 227
 Панова О. Ю. 332
 Панюков А. В. 541
 Пекина А. Э. 435
 Пенин С. Т. 290, 294
 Первалова Н. П. 38
 Першин А. В. 104
 Петров Е. Ю. 401
 Петрович А. А. 430
 Пластинин Ю. А. 66
 Попель С. И. 517
 Попов А. В. 439, 443
 Попов В. Б. 566, 584
 Попов М. А. 238
 Постникова Т. Н. 473
 Потехин А. П. 382
 Прокопович И. В. 439, 443
 Пустовалов К. Н. 571, 576
- Р**
 Ракуть И. В. 91, 227
 Ременец Г. Ф. 341
 Ржаницын В. П. 181, 209
 Рогава Дж. Л. 491, 509
 Рогов Д. Д. 181, 209
 Родионова Н. В. 310
 Росточкина Е. А. 258, 315
 Росточкин И. Н. 258, 315
 Рубан А. В. 186
 Рудаменко Р. А. 320, 473
 Ружин Ю. Я. 66, 521
 Рябова М. И. 160, 172
 Рябова Н. В. 134, 202
 Рябов А. О. 71, 75, 96, 100
- Рябченко Е. Ю. 324, 328
 Рыбнов Ю. С. 553
 Рыскин В. Г. 302
- С**
 Саворский В. П. 332, 336
 Сарычев В. Т. 447
 Сафиуллин А. С. 206
 Сахабутдинов А. Ж. 155
 Светашев А. С. 501
 Светличный В. А. 453
 Сергеев Е. Н. 16, 79, 83, 108, 112
 Синькевич А. А. 566, 584
 Сифринг К. 108
 Скворцов И. В. 214
 Смирнова О. В. 453
 Смирнов В. М. 521
 Смирнов М. Т. 332, 336
 Смоляков А. Д. 324, 328
 Соколенко Л. Г. 557
 Соловьёв А. В. 553
 Соловьёв С. П. 553
 Сорокин В. М. 580, 588
 Старых Д. С. 584
 Стриковский А. В. 34
 Суворов С. С. 250
 Сулимов А. И. 405, 457
- Т**
 Тарабукина Л. Д. 592
 Тарабукин И. А. 306
 Татарина К. В. 461, 481
 Теохаров А. Н. 465, 469
 Тептин Г. М. 282
 Терентьев М. В. 234
 Терещенко Е. Д. 87
 Тимошенко Д. В. 561
 Толмачева А. В. 12
 Торопова М. Л. 584
 Троицкий А. В. 91, 227
 Туен Л. К. 368
 Турышев Л. Н. 501
- Ф**
 Фасхутдинов Л. М. 198
 Федосеева Е. В. 258, 315
 Филареева И. Д. 364
 Филиппов М. Ю. 143
 Фролов В. Л. 56, 71, 75, 91, 96, 100, 104, 116,
 120, 124
- Х**
 Хагстрем И. 25, 30

Хаптанов В. Б. 223
Харшиладзе О. А. 486, 491, 509
Хасанов Д. Ф. 206
Хахинов В. В. 52
Ходатаев Н. А. 143
Хуторова О. Г. 279, 282
Хуторов В. Е. 279, 282

Ц

Цюпа И. Ю. 596

Ч

Черкашин Ю. Н. 495, 497
Чернов А. А. 172, 218
Чернов А. Г. 181, 209
Черногор Л. Ф. 116, 120
Чернушич А. П. 332, 336
Черняков С. М. 87
Чикляев Н. А. 359
Чубинский Н. П. 234
Чумаков С. О. 497
Чупин М. М. 238
Чурсин В. В. 242

Ш

Шербоев М. А. 527
Шерстюков О. Н. 298, 324, 328
Шерстюков Р. О. 104, 124
Шиндин А. В. 16, 47, 60, 79, 83, 108, 112
Шишаев В. А. 302
Шлюгаев Ю. В. 549
Шорохова Е. А. 100
Шумаев В. В. 177, 181, 209

Щ

Щукин Г. Г. 250, 258, 275

Ю

Юрик Р. Ю. 87
Юсупов К. М. 124
Юшкова О. В. 473, 477
Юшков В. В. 473, 477

Я

Яблоков А. А. 227
Яценко А. К. 580, 588

В

Binh Truong Thanh 372

Н

Hung Luu Quang 372, 377
Huong Ngo Xuan 391

К

Khiem Nguyen Khac 372, 391, 396

N

Nhung Djin Thi 396

S

Son Nguyen Ngoc 391

T

Tan Pham Huu 396
Thinh Bui Dinh 377

V

Van Nguyen Thanh 377

Y

Yang J. 584

Научное издание

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Труды XXVI Всероссийской открытой научной конференции

Казань, 1–6 июля 2019 г.

Том I

Составитель и научный редактор

Д. С. Лукин

Компьютерный дизайн и вёрстка

И. А. Насыров

Компьютерный набор и вёрстка

Д. А. Когогин

Идея логотипа конференции

Е. П. Корчанина

Дизайн обложки

О. Ю. Панищев

Технический корректор

А. Р. Ильдирякова

Подписано в печать 21.06.2019.

Бумага офсетная. Печать ризографическая.

Формат 60 × 84 1/16. Гарнитура «Таймс». Усл. печ. л. 29,88.

Уч. -изд. л. 20,5. Тираж 100 экз. Заказ 209/6

Отпечатано с готового оригинал–макета
в типографии Издательства Казанского университета

420008, г. Казань, ул. Профессора Нужина, 1/37
Тел. 231–53–59, 292–65–60
