

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ СОЛНЕЧНО-ЗЕМНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

УДК 537.86: 550.388.2



Гркович Константин Владимирович

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СИГНАЛА СРЕДНЕШИРОТНОГО
КОГЕРЕНТНОГО ЭХА ПО ДАННЫМ ИРКУТСКОГО РАДАРА
НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ**

Специальность 01.04.03 – Радиофизика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к.ф.-м.н. Шпынёв Борис Геннадьевич

ИРКУТСК – 2016

Содержание

Введение	4
ГЛАВА 1. Обзор литературы, посвящённой исследованиям вытянутых вдоль магнитного поля плазменных неоднородностей.	10
1.1. Общие характеристики радиоэха.	10
1.1.1. Спектральные характеристики сигналов КЭ.	10
1.1.2. Высотная зависимость КЭ.	15
1.2. Теория.	16
1.2.1. Механизм образования неоднородностей, вытянутых вдоль магнитного поля, в Е-слое ионосферы ($\sim 90\text{-}120\text{km}$).	16
1.2.2. Дисперсионное соотношение.	19
1.2.3. Получение оценок характеристик неоднородностей.	21
1.2.4. Нелинейные эффекты и механизмы стабилизации.	21
1.2.5. Нагрев электронов.	23
1.2.6. Спектры и скорости.	24
1.2.7. Высокие широты.	26
1.3. Продольные токи.	27
1.4. Сеть SuperDARN.	29
1.4.1. Ионосферная конвекция.	30
1.4.2. Продольные токи.	30
1.4.3. Удалённая регистрация магнитного пересоединения.	31
1.4.4. Суббури.	33
1.4.5. МГД волны.	34
1.4.6. Внутренние гравитационные волны.	35
1.4.7. Мезосферные ветры.	36
1.4.8. Ионосферные неоднородности Е-слоя.	36
1.5. Экспериментальные наблюдения сигналов КЭ.	38
1.5.1. Параметры электроджета.	38
1.5.2. Мощность рассеянного сигнала.	39
1.5.3. Спектры сигнала.	41
1.5.4. Временные вариации.	43
1.5.5. Наблюдения сигналов КЭ на больших ракурсных углах.	45

1.5.6. Изучение параметров поляризации рассеянного сигнала.	45
1.5.7. Распределение неоднородностей внутри рассеивающего объема.	46
1.5.8. Нагрев электронного газа.	46
1.5.9. Среднеширотное КЭ.	47
1.6. Модели радиосигнала, рассеянного на ионосферных неоднородностях.	48
ГЛАВА 2. Определение параметров слоя рассеивающих неоднородностей, формирующих КЭ, по данным ИРНР.	50
2.1. Постановка задачи.	50
2.2. Постановка эксперимента.	51
2.3. Модель рассеянного сигнала.	52
2.4. Проверка методики.	55
2.5. Влияние градиента электрического поля.	58
2.6. Влияние возмущений геомагнитного поля.	62
2.7. Физические механизмы формирования слоя.	62
2.8. Обсуждение полученных результатов.	64
2.9. Выводы.	68
ГЛАВА 3. Методика обработки сигналов КЭ в приближении малого числа точечных рассеивателей.	69
3.1. Постановка задачи.	69
3.2. Модель принятого сигнала и методика обработки.	69
3.3. Критерии выбора параметров пороговой обработки.	73
3.4. Применение модели в задаче определения наличия КЭ.	75
3.5. Применение модели в задаче повышения пространственного разрешения.	76
3.6. Выводы.	79
Заключение	80
Список сокращений	81
Список литературы	82
Благодарности.	108

Введение

Одним из ключевых элементов в системе солнечно-земных связей является ионосфера Земли. Ионосфера - это слабо ионизированная плазма, находящаяся под действием слабого магнитного поля. Как и в любом газе в ионосфере происходит ряд групповых осцилляций. Присутствие магнитного поля резко меняет волновые свойства плазмы. Это приводит к увеличению числа собственных мод и существенному изменению их свойств. Среди этих осцилляций в намагниченной плазме выделяют электронную и ионную моды Бернштейна [1]. Эти волны представляют наибольший интерес для данной работы, так как их важной особенностью является распространение в направлении перпендикулярном магнитному полю. В невозмущенных условиях энергия этих осцилляций сбалансирована, однако в возмущенной обстановке возрастает вероятность развития неустойчивости через взаимодействия электронной и ионной мод Бернштейна между собой, а также источником свободной энергии. Это приводит к развитию мощных неоднородностей (неустойчивых флуктуаций концентрации) с масштабами от километров до сантиметров.

Рассеяние на подобных неоднородностях обладает резко выраженной ракурсной чувствительностью, приводящей к сильной зависимости амплитуды рассеянного сигнала от ориентации падающей и рассеянной волны [2, 3, 4]. Физический механизм формирования подобных неоднородностей в E-слое ионосферы представляет собой развитие двухпотоковой и градиентно-дрейфовой ионосферных неустойчивостей. Важными условиями развития подобных неустойчивостей являются сильное электрическое поле, высокая скорость движения электронов относительно ионов или наличие резких градиентов электронной концентрации [2, 3]. Такие неоднородности наблюдаются в полярных и экваториальных широтах и способны влиять на принятый сигнал в диапазоне от 8 МГц до более чем 1 ГГц [5]. Наиболее часто условия формирования этих неоднородностей на средних широтах выполняются во время больших геомагнитных возмущений, в то время как в полярных и экваториальных широтах эти условия выполняются и в менее возмущенной геомагнитной обстановке [5, 6, 7]. Радиосигналы, рассеянные на подобных неоднородностях, известны как радиоаврора или когерентное эхо (КЭ).

Метод обратного рассеяния радиоволн на скрещенных магнитном и электрических полях широко используется для исследования состояния ионосферной плазмы. Сигналы КЭ являются одним из известных проявлений этого эффекта [5]. Это явление также широко используется, например, в исследовании высокоширотной ионосферы сетью КВ радаров SuperDARN [8], и при исследовании искусственных неоднородностей в ионосфере

[9, 10, 11, 12]. Однако, в случае, когда частота зондирования значительно превышает электронную плазменную частоту (для ионосферы это 3-10 МГц), взаимодействие между плазмой и зондирующим излучением может полагаться малым. Кроме того, в нашем случае длина волны - больше радиуса Дебая, и рассеяние происходит благодаря коллективным плазменным колебаниям (флуктуациям электронной плотности). При этом система радара работает как спектральный анализатор, выбирающий гармоники флуктуаций удовлетворяющие условию Вульфа-Брэгга.

Развитие неустойчивостей является основой методов высоко эффективной диагностики ионосферной плазмы, поэтому на исследовании данного процесса сфокусировано огромное число научных работ. Многообразие методов исследования охватывает диапазон от дистанционного зондирования до исследований *in situ*. В частности, в данной работе речь пойдёт о дистанционном зондировании нижней ионосферы на основе рассеяния радиоволн УКВ диапазона. Объектом исследования данной работы является сигнал, рассеянный на неоднородностях метровых масштабов в Е-слое ионосферы. Исследования проводились на обсерватории Института Солнечно-Земной Физики “Обсерватория радиофизической диагностики атмосферы” на базе Иркутского радара некогерентного рассеяния. Иркутский радар некогерентного рассеяния (ИРНР) [13] - это среднеширотный радар ($54^{\circ}N, 102^{\circ}E$), работающий в метровом диапазоне длин волн 150-160МГц. Основным режимом работы радара является исследование слабого рассеяния радиоволн на тепловых флуктуациях электронной концентрации. Во время больших геомагнитных возмущений радар позволяет принимать нижними боковыми лепестками диаграммы направленности (с ослаблением порядка 100 дБ) сигнал КЭ, рассеянный на неоднородностях Е-слоя ионосферы с расстояний $\sim 500-1000$ км к северу от радара.

Сигналы КЭ образуются в результате рассеяния на неоднородностях, вытянутых вдоль магнитного поля Земли. В нижней ионосфере преобладают два источника неустойчивости. Первый - это двухпотоковая, второй - градиентно-дрейфовая неустойчивость [2, 3]. Рассеяние на подобных неоднородностях обладает ярко выраженной ракурсной чувствительностью к перпендикуляру с магнитным полем Земли [14]. Поскольку существование таких неоднородностей требует наличия высоких электрических полей в области генерации неоднородностей, наиболее интенсивно явление КЭ изучалось в верхних и экваториальных широтах [5]. В последнее десятилетие такие неоднородности активно исследуются и в средних широтах, где условия их возникновения менее изучены [15, 16, 17, 18, 19]. Это связано с тем, что с развитием солнечно-земной физики всё больше внимания исследователей фокусировалось на изучении возмущенных геомагнитных условий. Сигналы КЭ наблюдаются на ИРНР с 1998

года. За прошедшее время наблюдалось несколько крупных геомагнитных возмущений, сопровождавшихся наблюдениями КЭ [16, 17, 18, 19].

Несмотря на то, что теоретические и экспериментальные исследования КЭ достаточно интенсивно проводятся уже на протяжении около полувека, по прежнему остаются аспекты, которым уделялось очень мало внимания при изучении этого явления. В числе подобных аспектов, например, среднеширотное КЭ, а также тонкая структура сигнала. Технические особенности ИРНР, а также программно-аппаратный комплекс, который создан нашим институтом и сопровождает работу радара по ионосферным измерениям, позволяют достаточно углубленно проводить подобные исследования.

Исходя из этого, **целью настоящей диссертационной работы** было развитие методов обработки как накопленного сигнала среднеширотного КЭ, так и его отдельных реализаций. Кроме того, в работе рассмотрен вопрос возможности применения такой обработки для получения интерпретации ряда ионосферных параметров в средних широтах. Для достижения поставленной цели в диссертации решаются следующие научно-технические **задачи**:

1. Создание методики определения параметров рассеивающих неоднородностей в рамках общепринятой модели.
2. Построение временной зависимости параметров слоя рассеивающих неоднородностей.
3. Исследование структуры отдельных реализаций сигналов КЭ для выявления особенностей сигнала.
4. Создание методик, позволяющих определять наличие когерентных радиоотражений, а так же улучшить методы обработки таких сигналов.

Научная новизна результатов:

1. Предложен алгоритм определения параметров слоя рассеивающих неоднородностей, ответственных за образование сигналов среднеширотного КЭ, принимаемых ИРНР.
2. Впервые для Восточно-Сибирского региона для двух геомагнитных бурь получен временной ход высоты (105-115 км), толщины (в среднем 5 км) и угловой чувствительности (в среднем 15 дБ/град) слоя рассеивающих неоднородностей, ответственных за образования сигналов КЭ.

3. Впервые для средних широт Восточно-Сибирского региона для двух геомагнитных бурь получен качественный временной ход электрического поля в рамках известной ранее зависимости поля от мощности рассеянного сигнала.
4. Получено новое косвенное экспериментальное подтверждение того, что рассеяние сигналов КЭ происходит скорее на малом числе мощных неоднородностей, чем на большом числе слабых неоднородностей.

Практическая и научная значимость работы:

1. Создан комплекс алгоритмов и программ обработки сигналов КЭ.
2. Получены данные о состоянии ионосферы во время геомагнитных бурь в сентябре 1998 года и июле 2000 года.
3. На основе полученных данных проведены оценки ошибок в определении магнитосферной конвекции сетью радаров SuperDARN в Восточно-Сибирском регионе.
4. Расширение диагностических возможностей Иркутского радара некогерентного рассеяния позволяет решать задачи мониторинга геомагнитных возмущений.

Личный вклад.

Решение задач, поставленных и выполненных в диссертации, получено автором лично или при его определяющем участии. Автор лично проводил анализ экспериментальных данных. При определяющем участии автора проведена разработка методов и создание программ определения параметров слоя рассеивающих неоднородностей, образующих сигналы КЭ. При определяющем участии автора представлена эмпирическая модель единичной реализации сигнала КЭ, полученного на ИРНР. При определяющем участии автора проведена разработка методов и создание программ, повышающих пространственное разрешение профилей мощности сигналов КЭ, полученных при зондировании длинным импульсом.

Апробация работы.

Результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на Международной Байкальской молодёжной научной школе по фундаментальной физике в Иркутске в 2006, 2007, 2009 и 2011 годах; на XXII всероссийской конференции по распространению радиоволн

в Сочи в 2008 году; на рабочей группе, посвященной сети инструментов исследования ионосферы SuperDARN в 2008 году; на конференции ИОН 2011 в Харькове (Украина) и ИОН 2013 в Ялте (Украина); а также на семинарах отдела Физики околоземного космического пространства ИСЗФ СО РАН. По основным результатам диссертации опубликовано 9 работ, 2 из которых – в журналах, рекомендованных ВАК для публикаций результатов диссертаций.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Методика определения параметров слоя рассеивающих неоднородностей, формирующих сигналы среднеширотного КЭ, по данным ИРНР, позволяющая определять высоту и толщину слоя с разрешением по высоте 2.5 и 3 километра соответственно, а также угловую ракурсную чувствительность неоднородностей с точностью около 30% от определяемого значения.
2. Эмпирическая модель и методика определения отдельных сигналов среднеширотного когерентного рассеяния, формируемых на локализованных, вытянутых вдоль геомагнитного поля неоднородностях, показавшая, что рассеяние сигналов КЭ происходит скорее на малом числе мощных неоднородностей, чем на большом числе слабых неоднородностей плазмы.

Структурно диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и списка литературы, содержащего 287 ссылок. Общий объем диссертации – 108 страниц, включая 6 таблиц и 19 рисунков.

Введение - настоящий раздел. Здесь изложены цели и основные задачи работы, научная новизна, практическая значимость, основные результаты, выносимые на защиту. Дается краткое содержание глав.

В **первой главе** представлен обзор литературы, посвящённой исследованиям вытянутых вдоль магнитного поля плазменных неоднородностей. Обзор включает около полутора сотен статей, вышедших за последние 50 лет, и охватывает как теоретические так и экспериментальные работы в данной области.

В **главе 2** описана методика определения параметров слоя рассеивающих неоднородностей, формирующих КЭ, по данным ИРНР. Показано, что использованная методика обладает необходимой точностью. Представлены результаты обработки данных экспериментов 25-26.09.1998 и 15-16.07.2000.

Глава 3 посвящена исследованию структуры отдельных реализаций сигналов КЭ. Обоснована возможность применения в качестве модели сигнала прямоугольного импульса длительностью порядка длины импульса зондирования, заполненного единичной гармоникой с произвольной частотой. Предложено два варианта практического применения данной модели: методика, позволяющая выделять сеансы зондирования, в которых присутствуют достаточно мощные сигналы КЭ на фоне остальных сигналов, принимаемых ИРНР, а также методика повышения пространственного разрешения.

В **заключении** приводятся выводы по основным результатам работы, даны возможные варианты физической интерпретации полученных результатов, обозначены направления будущих исследований, которые могут представлять наибольший интерес.

ГЛАВА 1. Обзор литературы, посвящённой исследованиям вытянутых вдоль магнитного поля плазменных неоднородностей.

1.1. Общие характеристики радиоэха.

1.1.1. Спектральные характеристики сигналов КЭ.

Сигналы КЭ разделяются на диффузионные и дискретные [14]. Диффузионные составляют порядка 75 % случаев и имеют большую пространственную и временную (более 10 минут) протяжённость. Их спектральные характеристики являются устойчивыми функциями дальности и времени, что показывает их происхождение из долго живущих рассеивателей, движущихся с заданной скоростью. Дискретные эхо составляют 25 % случаев и имеют небольшую пространственную и временную протяжённость. Эти эхо относят к фазе увеличения суббурь [20].

Кроме того, принято выделять четыре типа КЭ:

Тип I Доплеровские спектры волн типа I (двухпотоковые волны метровых масштабов [2, 3]) имеют пик соответствующий фазовой скорости примерно равной ионно-звуковой скорости (рис. 1). В экваториальной электроструе фазовые фронты волн сильно вытянуты вдоль магнитного поля Земли, т.е. турбулентность существенно двумерная. Неоднородности I типа имеют фазовые скорости близкие к ионно-звуковой скорости с возможными небольшими поправками, которые определяются длиной волны и градиентами концентрации, их интенсивность зависит от направления распространения [21]. В работе [22] получено нелинейное дисперсионное соотношение для неоднородностей I типа, включающее влияние волнового электрического поля на электронные орбиты. Полученное дисперсионное соотношение показывает изотропию Доплеровского сдвига от углового возвышения, ограничение фазовой скорости равное ионно-звуковой скорости и ограничение амплитуд максимальное для горизонтально распространяющихся волн и увеличивающееся с угловым возвышением [22]. В возмущенных магнитных условиях наблюдается значительное увеличение Доплеровской скорости I типа, превышающей нормальную ионно-звуковую скорость [23].

В статье [24] установлено, что вертикальная спектральная асимметрия эха типа I, рассеянных на неоднородностях в экваториальной токовой струе, является результатом нелинейного развития горизонтального распространения первичных волн больших масштабов,

которые преобладают в k -спектрах неоднородностей в токовой струе. Волны понижают вертикальное поляризационное электрическое поле электроструи и испытывают искажения вторых гармоник во время роста. Эти эффекты могут вызывать асимметрию более 20 % направленными вверх и вниз компонентами скорости движения электронов относительно ионов связанной с первичными волнами. Это изменение вертикального поляризационного поля также ограничивает возмущенную вертикальную скорость электронов до средней горизонтальной электронной скорости, что объясняет приход сигналов КЭ со всех направлений только в случае, когда средняя скорость электронов превышает звуковой порог [24].

В статье [25] дана формулировка конвективной нелинейной теории неоднородностей I типа в экваториальной токовой струе. Комбинация трёх основных механизмов: конвективное усиление, квазилинейное поляризационное снижение электрического поля и нелинейное диффузионное орбитальное торможение частиц отвечают за постоянный ионно-звуковой доплеровский сдвиг [25]. В статье [26] с использованием аналитических выражений, полученных из концепции стабилизации угла потока, получен спектр, учитывающий когерентную структуру рассеивающих величин. Таким образом могут быть воспроизведены наблюдаемые характеристики эха типа I, а также спектры близкие к IV типу. Представлена новая интерпретация насыщения роста фазовой скорости в пределах скорости ионного звука, наблюдаемого в экваториальной электроструе, и объяснены различия между экваториальными и авроральными когерентными спектрами [26].

Тип II Радарные измерения с высоким разрешением и динамическим диапазоном показывают, что градиентно-дрейфовые неустойчивости являются источником неоднородностей типа II [27]. Эти неоднородности имеют более широкие чем волны I типа спектры с меньшей средней фазовой скоростью (рис. 1). Неоднородности II типа наблюдаются даже при небольших скоростях дрейфа, их интенсивность изотропна в плоскости перпендикулярной магнитному полю Земли. Сила эха, рассеянного на неоднородностях II типа, пропорциональна квадрату скорости дрейфа электронов относительно ионов. Фазовые скорости волн с километровыми масштабами более чем в два раза меньше электронной скорости. Вертикальные скорости возмущений этих длинных волн сравнимы со средней внешней горизонтальной скоростью электронного дрейфа [21]. Присутствие мод I типа с конечными амплитудами может значительно изменять дисперсионное соотношение для неоднородностей II типа в экваториальной токовой струе [28].

Одна из первых попыток объяснения неоднородностей II типа, наблюдавшихся в экваториальном E-слое, представлена в работе [29]. Показано, что для возбуждения неоднородно-

сти необходимы вертикальные градиенты. Инкремент нарастания максимален когда $v_{\phi x} = 0$ и $v_{\phi y} = v_{e0}/(1 - \Psi)$, где $v_{\phi x}$ и $v_{\phi y}$ - фазовые скорости вертикальных и горизонтальных плазменных волн соответственно, v_{e0} - скорость дрейфа электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях, $\Psi = \nu_e \nu_i / \Omega_e \Omega_i$, ν_e и ν_i - частоты столкновений с нейтрами электронов и ионов соответственно, Ω_e и Ω_i - циклотронные частоты электронов и ионов соответственно. Существует возможность разделения теории для верхней и нижней областей электроджета из-за того, что частоты столкновений изменяются более чем на порядок от верхнего края к нижнему. Для нижних областей частота столкновений электронов с нейтрами влияет только на двухпотоковые неустойчивости [29].

Анализ временных и пространственных спектров подобных неоднородностей представлен в статье [30]. Спектры получены путем компьютерного моделирования неоднородностей II типа в экваториальной токовой струе. Изучена зависимость средних частот от длин волн и углов с токовой струей. Полученные значения находятся в хорошем соответствии с линейной теорией за исключением коротких длин волн. Уровень турбулентных флуктуаций концентрации зависит от скорости дрейфа [30]. Решение гидродинамических уравнений, описывающих неоднородности II типа в экваториальной токовой струе, представлено в работе [31]. Решение получено в приближении прямого взаимодействия. Кроме того, в статье приведены численные результаты для степенного спектра волновых чисел, который получен из теоретических предположений, компьютерного моделирования и наблюдений неоднородностей II типа.

В статье [32] представлен нелокальный анализ градиентно-дрейфовой неустойчивости. В теорию включен эффект возможного присутствия неоднородности электрического поля, которая создает распределение скорости дрейфа. Установлено, что присутствие распределения скорости дрейфа может стабилизировать мелкомасштабные неоднородности и возбуждать более крупномасштабные неоднородности, чем предсказывается локальной теорией [32].

В статье [33] приводятся расчеты нелокальных инкрементов градиентно-дрейфовых волн плазмы в условиях, при которых масштабы градиентов электронной концентрации меняются с высотой. Результаты сравниваются со значениями локальных инкрементов и обсуждаются применительно к волнам километровых масштабов. Спектр нелокального инкремента найден из решения уравнения собственных мод для профиля, полученного моделированием спорадического E-слоя в приближении плоского слоя. Решение является алгебраическим дисперсионным соотношением со спектром инкремента грубо пропорциональным волновому числу неоднородностей k , а не k^2 , как предсказывает конвенционная локальная теория для больших длин волн. Для коротких длин волн инкремент, полученный для плоского приближения, неограничен, что противоречит локальной теории [33].

В результате изучения численными методами двумерной структуры градиентно-дрейфовой неустойчивости показано, что форма спектра мощности неоднородностей концентрации подчиняется закону k^{-3} в горизонтальном направлении, так как скорость электроструи повышается. Форма спектра в вертикальном направлении не может быть представлена простым выражением, однако может быть приближена как k^{-3} . С другой стороны форма спектра мощности неоднородностей потенциала всегда примерно k^{-6} [34]. В работе [35] двумерная аппроксимация изучена и дополнена дрейфовой волновой турбулентностью в трёхмерной намагниченной плазме. Показано, что в присутствии параллельной скорости существует слабо двумерное решение, для которого возбуждаются только волны с $k_{\parallel} = 0$, однако, двумерный спектр неустойчив к возмущениям с ненулевым k_{\parallel} . Получено и решено с разрешением для параллельных скоростей одномерное уравнение для параллельного профиля $g_{k_{\perp}}(k_{\parallel})$ насыщенного спектра в устойчивом состоянии; спектр имеет конечную ширину по k_{\parallel} , и конечный параллельный радиус корреляции, как результат нелинейного волнового взаимодействия. Представлен алгоритм, сводящий трёхмерную задачу к системе из одно- и двумерной задач [35]. В статье [36] описано применение теории почти двухмерной турбулентности к $\vec{E} \times \vec{B}$ флуктуациям в экваториальной электроструе E-слоя. Обсуждается применение этой теории к ракурсным углам флуктуаций трёхметровых масштабов [36].

Тип III К III типу относят эхо, спектр которых имеет узкий пик (рис. 1) соответствующий фазовой скорости ~ 250 м/с [37]. Эти радиоотражения связывают с ион-циклотронными волнами, возбуждаемыми токовой струей вдоль линий геомагнитного поля на высотах выше 120 км [38].

Тип IV Спектры IV типа имеют узкий пик, соответствующий фазовым скоростям ~ 900 м/с. Эти эха генерируются двухпотоковыми волнами при больших авроральных токах (Рисунок 1.1). Радиоотражения, имеющие спектры III и IV типов, появляются во время высокой геомагнитной активности [37]. В работе [39] показано, что вырождение углового спектра авроральных неоднородностей под действием турбулентной диффузии, может приводить к возникновению особого вида дискретных радиоотражений, обладающих большими доплеровскими сдвигами. Качественное рассмотрение процесса формирования углового спектра волн при $v_d > C_s$ показало, что конкуренция между азимутально разнесёнными гармониками приводит в особых случаях к возникновению новой разновидности авроральных неоднородностей, которые отличаются струйной формой пространственного спектра, большими значениями фазовых скоростей и дискретной структурой радиоотражений. Причиной возник-

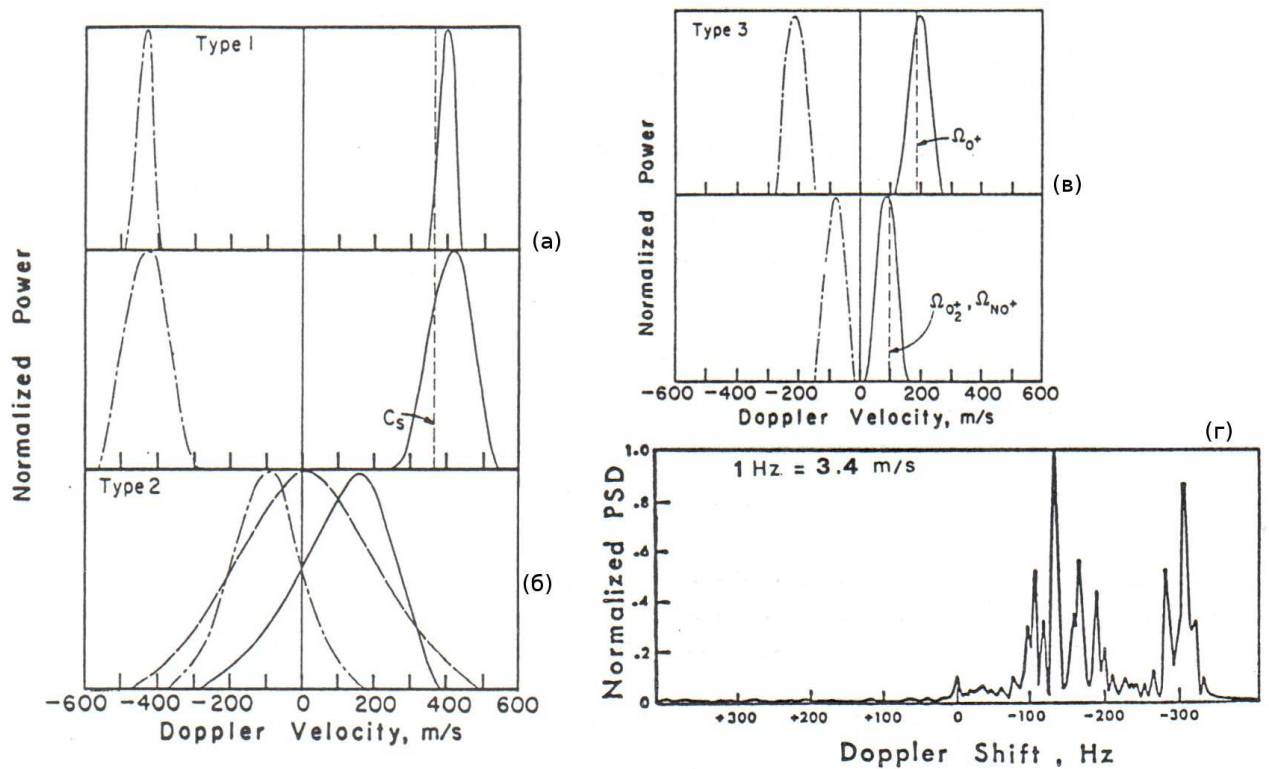


Рисунок 1.1 - Формы спектров I (а), II (б), III (в) и IV (г) типов [5].

новения конкуренции может служить эффект аномальной диффузии. Указанный механизм способен порождать в полярной электрострове авроральное рассеяние IV типа [39].

Объединение типов I-II Необходимо заметить, что неоднородности I и II-го типов встречаются наиболее часто и их часто объединяют. В работе [40] представлена объединённая теория неоднородностей I и II типов, которая объясняет их наблюдаемые характеристики. Теория описывает энергетический спектр абсолютных амплитуд и их зависимость от волновых чисел. Показано, что в условиях, когда скорость дрейфа превышает скорость ионного звука, существует пороговое значение волнового числа k , до которого спектральная мощность убывает как $k^{-8/3}$, а после - как k^{-2} [40]. В статье [41] представлена теория авроральных радарных спектров для условий, при которых двухпотоковые волны интенсивно возбуждаются в E-слое в верхних широтах. Теория предполагает, что неустойчивые волны большую часть времени находятся в фазе линейного роста. Кроме того, был построен синтетический радарный спектр для неоднородностей с длинами волн порядка одного метра, и рассчитана ширина спектра, средний доплеровский сдвиг и анизотропия. Также было изучено влияние электронных температур и концентраций, профилей нейтральной атмосферы, напряженности электрического поля, присутствия ионных градиентов и нейтральных ветров на свойства спектров, порождаемых двухпотоковыми волнами [41].

В статье [42] получены оценки порогового значения электрического поля, длины волны, на которой инкремент нарастания максимален для неоднородностей II типа, и оценка порогового значения электрического поля для неоднородностей I типа. Наблюдаемая постоянная фазовая скорость неоднородностей I типа может быть объяснена с точки зрения квазилинейной стабилизации, а доплеровская скорость неоднородностей II типа V_{phs}^{II} не может рассматриваться как скорость электронного дрейфа в присутствии неоднородностей I типа, т.е. когда $V_{phs}^{II} > C_s$ [42]. Однако, волны II типа с нулевой частотой в сильно турбулентных условиях имеют частотную ширину эквивалентную ионно-звуковой скорости среды при переводе в Доплеровское уширение [43].

В работе [44] приведены результаты моделирования неустойчивости Фарли-Бунемана в плоскости перпендикулярной магнитному полю Земли, а также, представлено сравнении модельных и наблюдаемых спектров. Показано, что спектры I типа возникают из насыщенных двух-поточковых волн для широкого диапазона углов возвышения, а фазовые скорости этих волн ниже, чем предсказывает линейная теория. Кроме того, волновое взаимодействие образует спектры II типа без присутствия градиентов концентрации плазмы, что полагалось необходимым. Установлено, что благодаря волновому взаимодействию образуются более длинные волны. Спектры демонстрируют понижение мощности порядка 0.3 дБ на один градус углового возвышения [44].

1.1.2. Высотная зависимость КЭ.

Высоты образования обоих типов эха приходятся на 100-130 км. Эха наблюдаются только в случае, если электрическое поле превышает определенный порог. Длины волн неоднородностей составляют от 0.4 до 10 метров [20]. В дневное время сигналы КЭ наблюдаются в диапазоне высот 20 км с центральной высотой около 103 км и наибольшая часть энергии приходит с диапазона высот порядка 10 км. Выше 115 км сигналов КЭ не наблюдалось, даже при очень высоких мощностях излучения. Этот результат объяснен теоретически эффектами затухания и рекомбинации. В ночное время показано существование рассеяния на нескольких слоях вплоть до высот 130 км [27].

В статье [45] представлены результаты наблюдений характерной периодической особенности рассеяния в авроральном западном электроджете на когерентном коротковолновом радаре CUTLASS. Эта особенность включает две параллельных, вытянутых зонально области рассеяния, названных каналы рассеяния, с зависящими от угла потока скоростями, согласующимися с западным зональным потоком плазмы. Первый канал рассеяния связан с обла-

стью повышенной концентрации Е слоя. Доплеровская скорость в первом канале рассеяния ограничена ионно-звуковой скоростью. Это рассеяние имеет узкие Доплеровские спектры. Рассеяние во втором канале ограничено по скорости и имеет более широкие спектры, которые иногда имеют несколько пиков. Это рассеяние связано с механизмом неустойчивости, который действует в верхнем Е слое и F слое. Рассмотрение временных рядов характеристик рассеяния из двух каналов позволяет предположить, что локальная ионно-звуковая скорость в Е-слое модулирована налагаемым электрическим полем. Также установлена некоторая положительная корреляция между мощностью рассеяния отнесённой к сечению рассеяния и Доплеровской скоростью. Существует две возможности генерации рассеивателей. В обоих случаях первый канал рассеяния генерируется на высотах порядка 110 км. Рассеяние на верхних высотах может наблюдаться либо на больших высотных углах при рефракции излучения до ортогональности с магнитным полем в F слое, либо на малых высотных углах, когда рассеяние достигает перпендикулярности магнитному полю в верхнем Е слое или нижнем F слое.

Результаты наблюдений эха в Е-слое в дневное время на высотах до 87 км показывают [46], что рассеивающие области образуют понижающийся слой, проявляющий характеристики периодических ветров, и имеют структуру с периодами от двух до четырёх минут с положительными и отрицательными наклонами. В центре, где отношение сигнал-шум максимально, скорость достигает максимума, а спектральная ширина - минимума. На высотах, где отношение сигнал-шум относительно низкое, скорость мала, а спектральная ширина достигает максимума. Основным результатом является распространение до высот области D наблюдений сигналов КЭ и структур, близких к ночным квазипериодическим эхам. Также показано, что для высот, где столкновительное затухание волн плазмы значительно, характерны высокие значения спектральной ширины (до 70 м/с) и отношения сигнал-шум (до 15 дБ).

1.2. Теория.

1.2.1. Механизм образования неоднородностей, вытянутых вдоль магнитного поля, в Е-слое ионосферы ($\sim 90-120\text{km}$).

Двухпоточковые неустойчивости На высотах $\sim 90-120$ км отношение гирочастоты к частоте столкновений ионов ω_i/ν_i меньше 1 и движение ионов полностью контролируется силами упругости в нейтральном фоне. Таким образом акустические колебания нейтрального фона оказывают сильное влияние на ионную компоненту. Однако, электроны в этой обла-

сти являются сильно намагниченными ($\omega_e/\nu_e > 1$) и их кинетика во многом определяется скрещенными геомагнитным и электрическим полями. Электрическое взаимодействие электронов с ионами приводит к возникновению акустических волн в электронном газе, но из-за низкой подвижности электронов в направлении перпендикулярном и высокой подвижности в направлении параллельном магнитному полю, а также из-за того, что скорости дрейфа превышают фазовую скорость распространения возмущения, фронты возмущений оказываются вытянутыми вдоль магнитного поля Земли. Такие неоднородности имеют широкий диапазон длин волн, и направление их движения очень близко к перпендикуляру с плоскостью, образованной векторами магнитного и электрического поля. Неоднородности развиваются спонтанно в областях, где направление потока заряженных частиц, вызванного электрическим полем, близко к перпендикулярному с направлением магнитного поля [2, 3]. Подобные неоднородности наблюдаются как в экваториальной так и в полярной ионосфере. Для образования неоднородностей необходимо, чтобы скорость электрон-ионного дрейфа была близка или больше тепловой скорости ионов. Наибольший инкремент нарастания имеют волны с длиной волны ~ 3 м. Пороговое значение скорости дрейфа для неоднородностей с длиной волны ~ 1 м несколько превышает значения для неоднородностей длиной ~ 3 м. Неоднородности движутся со скоростями близкими к скорости звука в плазме, отклонения направления движения от перпендикулярного магнитному полю даже на 1 градус крайне редки и увеличиваются с ростом тока в струе [69]. Впервые теория таких неоднородностей была предложена в 1963 году в статьях Д.Т. Фарли и О. Бунеманом. В этих статьях рассмотрено расширение теории двухпотоковой неустойчивости в плазме на случай ионосферной плазмы [3, 69, 2].

Градиентно-дрейфовые неустойчивости В 1963 году была предложена другая теория неоднородностей в слабо ионизованной плазме [71, 70]. В этих статьях был рассмотрен случай слабо ионизованной плазмы в однородном магнитном поле в присутствии градиентов концентрации и электрического поля, направление которого перпендикулярно магнитному. В таких условиях плазма становится неустойчивой в результате развития макроскопических возмущений, если градиент концентрации сонаправлен с дрейфом электронов, вызванным скрещенными магнитным и электрическим полями. Для развития подобных неустойчивостей необходимо, чтобы $\overline{\partial V/\partial r}$ было больше нуля и достаточно большим (V - электрический потенциал). Впервые решение дисперсионного соотношения таких волн было получено в [70] в приближении плоского бесконечного слоя толщиной l , когда ось X - перпендикулярна плоскости слоя, а ось Y - сонаправлена с направлением магнитного поля. Позже результаты этой теории были применены для описания процесса формирования неоднородностей

в Е-слое ионосферы. В приближении плоского бесконечного в горизонтальном направлении слоя, концентрация в котором увеличивается с высотой, и используя линейное приближение, получено выражение для критической длины волны образования неоднородностей. Оценка нижней границы длин волн, генерируемых градиентно-дрейфовой неустойчивостью составляет ~ 10 м [72].

Порог скорости Ионосфера в области экваториального электроджета будет неустойчива, если вертикальная скорость движения заряда превышает $3 \frac{m}{c}$ и направлена вверх для дневного времени, или превышает $10 \frac{m}{c}$ и направлена вниз для ночного времени [73]. Плазма испытывает два типа развития, когда внешнее электрическое поле изменяется от нуля до бесконечности. Ниже определённого значения электрического поля любое возмущение стабилизируется, но в критической точке система совершает переход и достигается режим неустойчивого дрейфа, который в конце концов достигает конечной амплитуды. Когда поле растёт выше этого значения точки, оно достигает ещё одной критической точки, выше которой неустойчивый режим не может больше сохранять конечную амплитуду, это переход вызывается взаимодействием волн [74]. В области экватора наблюдается два максимума при рассеянии на градиентно-дрейфовых неустойчивостях в дневное время, которые могут быть связаны с рассеянием на первичных волнах в верхней области и рассеянием на волнах, образованных в результате нелинейных эффектов в нижних областях [73]. Рассмотрение теории расчета генерации коротковолновых неоднородностей в экваториальной токовой струе с электронными скоростями дрейфа ниже ионно-звуковой скорости показало, что градиентно-дрейфовые неустойчивости генерируют в основном крупномасштабные (от десятков метров) неоднородности [75].

В статье [76] линейная кинетическая теория двухпотоковой неустойчивости была дополнена включением влияния градиентов концентрации зарядов на электроны. В первом приближении гидродинамические уравнения совпадают с уравнениями моментов скорости кинетической теории. Электронная компонента в токовой струе ведёт себя как жидкость, если выполнены следующие неравенства $|\Omega_e| \gg \nu_e$, $a_e k_y \ll 1$ и $\nu_e \gg |\omega - k_y v_0|$, где ν_e - частота столкновений электронов с нейтрами, Ω_e - циклотронная частота, $a_e = \nu_e / \Omega_e$, k_y - проекция волнового вектора неоднородности на направление дрейфа электронов в скрещенных полях, v_0 - скорость дрейфа электронов в скрещенных полях, ω - частота неоднородности. Дисперсия ионов зависит от частоты неоднородности и если $|\omega| \ll \nu_i$ (градиентно-дрейфовая неустойчивость) справедливы гидродинамические уравнения, а если $|\omega| \sim \nu_i$ (двухпотоковая

неустойчивость), кинетическая теория применима для получения затухания Ландау волн с большими волновыми числами [76].

1.2.2. Дисперсионное соотношение.

Впервые дисперсионное соотношение неоднородностей генерируемых двухпотоковыми неустойчивостями в ионосферной плазме было получено в 1963 году в статьях Д.Т. Фарли и О. Бунеманом. В теорию включён эффект присутствия магнитного поля и столкновения с нейтральными частицами. При решении численными методами полученного дисперсионного уравнения, установлена зависимость минимального, необходимого для роста неоднородности, значения относительной электрон-ионной скорости дрейфа от угла к магнитному полю [3, 69, 2]. В упрощённом виде это соотношение может быть записано как (например [20])

$$\omega_r = \frac{\vec{\kappa} \vec{V}_e}{1 + \Psi} \quad (1.1)$$

$$\gamma = \frac{\Psi}{\nu_i (1 + \Psi)} \left[\omega_r^2 + \frac{\nu_i \Omega_e \cos \varphi}{\kappa L_n \nu_e} \omega_r - \kappa^2 C_s^2 \right] - 2\alpha N_0 \quad (1.2)$$

$$\Psi = \frac{\nu_e \nu_i}{\Omega_e \Omega_i} \left(1 + \frac{\kappa_{\parallel}^2 \Omega_e^2}{\kappa^2 \nu_e^2} \right) = \Psi_0 \left(1 + \frac{\kappa_{\parallel}^2 \Omega_e^2}{\kappa^2 \nu_e^2} \right) \quad (1.3)$$

где \vec{V}_e скорость дрейфа, $\vec{\kappa}$ - волновой вектор ν_a и Ω_a частоты столкновений с нейтралами и гирочастоты электронов и ионов соответственно, C_s - ионно-звуковая скорость, $L_n = n (\partial n / \partial z)^{-1}$ - масштаб градиента концентрации в направлении перпендикулярном магнитному полю Земли, α - член, определяющий химическую рекомбинацию. В работе [27] из выражений для фазовой скорости распространения и инкремента неоднородностей, а также скорости дрейфа получено условие существования максимума скорости дрейфа, когда $\Psi_0 = 1$ и максимума фазовой скорости, когда $\Psi_0 = 1/3$, где $\Psi_0 = \nu_e \nu_i / \Omega_e \Omega_i$.

В статье [77] квазигидродинамическим методом рассматривается возбуждение электростатических волн, обладающих сильной ракурсной чувствительностью в направлении перпендикулярном магнитному полю земли, электрическим током экваториальной струи. В результате решения полученного дисперсионного соотношения показано, что эта неустойчивость конвективного типа и для ее образования необходимо, чтобы скорость электрон-ионного дрейфа превышала тепловую скорость ионов. Установлено также, что подобный механизм генерации может возбуждать волны с длинами больше и порядка 10 см [77]. Результаты дополнены решением уравнений, использованных в работе [3], которые ограничивают спектр возбуждаемых коротковолновых неоднородностей [78].

В статье [79] представлено гидродинамическое описание электростатических электромагнитных волн в слабо ионизированной неоднородной плазме с намагниченными электронами, ионами, управляемыми главным образом силами вязкости среды, и потоком электронов, образуемым скрещенными электрическим и магнитным полем. Обсуждается связь с явлениями, наблюдаемыми в области токовой струи. Получено выражение для порогового значения скорости для неустойчивости [79]. В статье [80] сделано предположение, что неоднородности I типа образуются в результате прямого возбуждения неустойчивых волн плазмы с длинами волн близкими к частоте наблюдающего радара, однако, необходимо присутствие крупномасштабных турбулентностей в среде. Также дано предположение, что фазовая скорость неустойчивых волн всегда близка к фазовой скорости, отвечающей предельному возмущению. Получено выражение для порогового условия неустойчивости [80].

В статье [81] рассмотрено и согласовано с теоретическими и наблюдаемыми фактами развитие авроральных радарных исследований E-слоя ионосферы. Кинетическое дисперсионное соотношение двухпотоковых неустойчивостей для длин волн ~ 1 м изучено для упрощения сравнения с данными аврорального радара STARE. Предложенный метод приводит к существенно большим скоростям электронного дрейфа в случае сильной конвекции.

В статье [82] представлено расширение линейной гидродинамической теории плазменных волн в электроструе для областей, где намагниченность ионов становится существенной. В дисперсионное соотношение включены эффекты дрейфов поперёк и вдоль поля, инерции, градиентов электронной концентрации и рекомбинации. В отсутствии градиентов концентрации и рекомбинационного затухания частота осцилляции начальных неустойчивостей изменяется под действием эффекта намагниченности ионов от ионно-звуковых частот $\omega = kC_S$ до ион-циклотронных частот $\omega^2 = \Omega^2 + k^2 C_S^2$, где k - волновой вектор, Ω - циклотронная частота, C_S - скорость звука. Эти волны в верхнем E-слое могут быть возбуждены дрейфами вдоль и/или поперёк поля и имеют более низкие пороговые значения скоростей дрейфа на высотах, где электрон-ионные и/или аномальные электронные частоты столкновений становятся существенными. На высотах верхнего E-слоя наиболее неустойчивые волны отвечают условию $k_{\perp} R_i \sim 1$ где R_i - ионный радиус Лармора. Рекомбинация становится существенной даже для коротких длин волн порядка 10-20 метров на высотах, где ион-циклотронная частота сравнима с частотой столкновения ионов с нейтралами. Начиная с этих высот эффект даже очень малых волновых векторов параллельных магнитному полю существенно возрастает [82].

В результате рассмотрения линейной стадии неустойчивости Фарли-Бунемана в области E-слоя ионосферы представлен анализ, основанный на согласованной кинетической

теории электронов, которая включает такие факторы как немаксвелловскую структуру возмущённого распределения электронов, различные оценки момента электронов и восстановления энергии и зависимость скорости от частоты столкновений электронов с нейтралами. Дисперсионное соотношение, полученное при помощи этой теории, применимо для частот малых в сравнении с частотой столкновений электронов с нейтралами и для достаточно малых высот, где электрон-электронными соударениями можно пренебречь [83].

1.2.3. Получение оценок характеристик неоднородностей.

В статье [87] предложен метод вычисления абсолютных амплитуд неоднородностей ионосферной электронной концентрации по рассеянию излучения с фиксированной длиной волны. Показано, что теория однородной плазмы не включает абсолютных амплитуд возмущений, представлена неоднородная модель рассеяния на возмущениях концентрации. Также дана упрощенная модель для вычисления амплитуд возмущений [87].

Существует ряд работ, в которых получены выражения для флуктуаций концентрации и скорости электронного дрейфа и зависимость вторичного электрического поля от поля в токовой струе на экваторе. Рассчитаны насыщенные амплитуды и спектры флуктуаций концентрации и электрического поля, приведены аналитические и численные результаты. Получены выражения для квазилинейных фазовой скорости, инкремента и скоростей дрейфа, необходимых для развития неустойчивости. Флуктуации концентрации требуют насыщения $\sim 10\%$ для градиентно-дрейфовой и $\sim 1\%$ для двухпотоковой неустойчивости. Приведены вычисления сдвига частоты двухпотоковых волн. Этот частотный сдвиг является нелинейным эффектом возникающим из-за замедления электронов неустойчивыми волнами и вызывает поворот углового спектра двухпотоковой неустойчивости вверх или вниз в зависимости от направления тока в токовой струе [89, 90, 91, 92, 93, 94, 95, 96]. Так же в [97] рассчитаны пороговые значения и инкременты для неустойчивостей, связанных с электроструей, и параллельными токами (ионно-звуковыми, ион-циклотронными, токовыми конвекциями) на больших высотах.

Соотношение между Доплеровской шириной радарного спектра и уровнем широкополосных флуктуаций концентрации получено в работе [105].

1.2.4. Нелинейные эффекты и механизмы стабилизации.

Линейные теории развития неустойчивостей, сопровождаемого образованием неоднородностей вытянутых вдоль геомагнитного поля в E-слое ионосферы не объясняют ряд осо-

бенностей этого процесса. В ходе изучения неоднородностей вытянутых вдоль магнитного поля было предложено значительное количество теорий и опубликован ряд статей, в которых предпринимается попытка объяснить результаты наблюдений, не согласующиеся с линейной теорией. В нелинейной теории рост неоднородностей ограничивается ионным торможением. При этом достигается квазиустойчивое состояние, при котором энергия электронов переходит в тепловую энергию ионов с постоянной скоростью. В этом состоянии возмущение градиента плотности заряда, происходящее благодаря турбулентности, сравнимо с самим градиентом. Основной нелинейный эффект низкочастотных неустойчивостей заключается в некогерентном рассеянии волн орбитами частиц. Рассеяние предполагается некогерентным даже в присутствии одиночной моды [108, 109]. В работе [85] путём нелинейного рассмотрения кинетического уравнения расширена до нелинейной теория двухпотоковой неустойчивости развивающейся в экваториальной токовой струе. Так же механизм стабилизации двухпотоковой неустойчивости описан в [89].

В работе [110] показано, что скорость электроструи понижается до ионно-звуковой двухпотоковыми неоднородностями, если ширина неустойчивого слоя превышает несколько сотен метров. Однако, если ширина слоя составляет 100 метров и менее, изменяется не скорость, а концентрация. На основе этого результата установлено, что электроструя, вызывающая диффузионные радиоавроры сильно неоднородна и состоит из множества тонких потоков, ширины которых ~ 100 метров. Дана оценка характерного размера, при котором происходит переключение между понижением скорости и изменением концентрации. Волновые взаимодействия не играют определяющей роли в процессе стабилизации, так как насыщенные амплитуды благодаря квазилинейному процессу достигают, по крайней мере, нескольких процентов [110].

Исследование нелинейного поведения неустойчивости Фарли-Бунемана и образованных ею волн путём моделирования и теории показало, что поведение насыщенных волн определяется в основном нелинейным электронным $\vec{E} \times \vec{B}$ дрейфом. Используемая модель показывает рост волн Фарли-Бунемана, развитие вторичных волн, которые распространяются перпендикулярно волнам Фарли-Бунемана, отклонение первичных волн от направления электронного дрейфа [113]. В работе [114] предложен механизм насыщения неустойчивости Фарли-Бунемана. Механизм действует путём перевозмущения поля электронного $\vec{E} \times \vec{B}$ потока нулевого порядка. Вторичные волны, нелинейно генерируемые неустойчивостью, приводят к изменению поля потока. Насыщение происходит благодаря тому, что изменённый поток понижает основной перенос заряда, необходимый для роста первичных волн [114].

1.2.5. Нагрев электронов.

В работе [127] показано, что аномальные температуры электронов в Е-слое ионосферы на высоких широтах можно объяснить нагревом неустойчивыми волнами плазмы. Измерение температуры электронов дало значение $1500^0 K$ вместо ожидаемых $300^0 K$. Установлено, что существует источник нагрева в неустойчивых волнах, и профили измеренной температуры электронов имеют форму схожую с той, что предполагалась из нагрева плазменных волн изменённой двухпотоковой неустойчивостью. Существует ещё больший эффект нагревания ионного газа, однако его сложно измерить. Оценки величины волнового нагрева показывают, что он может достигать 50 % Джоулева нагрева постоянным электрическим полем величиной $45 mV/m$ и выше [127]. Исследование эффекта, который проявляется в результате увеличения электронной температуры на высокочастотных компонентах двух-потоковой неустойчивости в верхних широтах [128], показало, что во всех случаях величина параллельного волнового вектора падает. Большие электронные температуры являются результатом нагрева неустойчивыми волнами плазмы, поэтому поправка, описанная в статье, является важной, так как линейный инкремент увеличивается. В авроральной области из-за того, что температура электронов выше температуры ионов, двухпотоковые неустойчивости слабее, чем в случае равных температур. В тоже время, компонента волнового вектора, параллельная магнитному полю Земли, приближается к нулю, и длины неустойчивых волн как и их волновые скорости повышаются [128]. В статье [129] представлено улучшение вычислений оценки нагрева плазмы неустойчивыми волнами. Показана возможность оценить уровень турбулентности плазмы из измерений электронной температуры. По данным наблюдений был оценен уровень флуктуаций концентрации. Оценка составляет 2-4 % для случая, когда токи перпендикулярные магнитному полю Земли значительно превышают пороговое значение [129].

Исследование неустойчивости движущейся намагниченной слабо ионизированной плазмы при нагреве электронов показало, что при достаточно интенсивном нагреве, когда температура электронов в 1,5-2 раза превосходит температуру ионов, в ионосфере на высотах 90-150 км возникает особая термодиффузионная неустойчивость. Условия возбуждения неустойчивости существенно зависят от неизотермичности плазмы. Она возникает, кроме того, лишь при наличии относительного движения электронов и нейтральных частиц поперёк магнитного поля. Для возбуждения термодиффузионной неустойчивости наличие тока и его величина несущественны, это принципиально отличает термодиффузионную неустойчивость от неустойчивости Фарли-Бунемана. Эта неустойчивость приводит к эффективному мел-

комасштабному расслоению ионосферной плазмы - возбуждению сильно вытянутых вдоль магнитного поля Земли неоднородностей с характерным поперечным размером $\sim 1-10$ м. Нагрев электронов при учете зависимости их частоты столкновений от температуры, которая влечет за собой преобладание термодиффузии над диффузионным расплываением, приводит к существенному изменению условий возникновения неустойчивости Фарли-Бунемана. Дальнейший разогрев электронов приводит к изменению характера неустойчивости - возбуждению термодиффузионной неустойчивости [131]. Изучение возможности производства низкочастотными широкополосными волнами электронного нагрева, наблюдаемого в верхних широтах во время возмущений, показало, что такой нагрев может происходить, если достаточное количество волн с высокими амплитудами имеют волновые вектора отклонённые от перпендикуляра с магнитным полем на 2-5 градуса [132].

В статье [133] представлена новая нелинейная теория рассеяния радарного сигнала в авроральной области. Особенностью этой теории является новая трактовка процесса электронного нагрева как результата электрон-плазменных столкновений. В этой формулировке электрон-плазменные соударения возникают из уравнения возмущения и из уравнения баланса электронной энергии. Новая теория позволяет проводить вычисления фазовых скоростей волн как функции скорости электронного дрейфа [133]. В работе [134] описаны изменения электронного нагрева и проводимости плазмы, вносимые волнами плазмы с большими амплитудами в E-слое, а также связь этих процессов и требования общего баланса энергии. Показано, как соотносятся волновые расширенные свойства переноса с турбулентным состоянием плазмы, а также с широкополосным электрическим полем и уровнем флуктуаций плотности. Аномальная диффузия является почти двумерной и не влияет на уравнение моментов в направлении магнитного поля [134]. В работе [136] обсуждаются существующие теории нагрева электронов неустойчивыми волнами плазмы на верхних широтах в E-слое. Основное обсуждение этой проблемы сконцентрировано на том, какие масштабы неоднородностей вносят основной вклад в нагрев, и на том, какие волновые поля (перпендикулярные или параллельные с магнитным полем) нагревают электроны [136].

1.2.6. Спектры и скорости.

Рассмотрение численными методами поведения спектров флуктуаций плотности в сильных плазменных турбулентностях показывают, что коротковолновые компоненты в значительной мере модулированы длинноволновыми компонентами [137]. В результате теоретического рассмотрения рефракционных эффектов в неустойчивых волнах в экваториальной

токовой струе получено соотношение для фазовой скорости неоднородности и выражение для амплитуды на определенной высоте, показано, что фазовая скорость распространения неоднородности на высоте максимума приближенно равна скорости звука [138].

В статье [139] обсуждается дисперсия фазовых скоростей волн Фарли-Бунемана в турбулентной электроструе. Эффект конкуренции неколлинеарных волн, возникающий в теории диффузии орбит, приводит к спонтанному вырождению пространственного спектра с последующим срывом нелинейной стабилизации. При учёте изменения высоты рассеивающей области предположение о слабой неортогональности доминантных мод удовлетворительно согласуется с результатами доплеровских наблюдений как в стационарном, так и в нестационарном режиме. Отказ от двумерной (плоской) структуры стационарного пространства спектра позволяет объяснить эффект дисперсии фазовых скоростей волн Фарли-Бенемана, сохраняя при этом неизменным характер дисперсии этих волн на стадии развитой турбулентности [139].

В работе [102] показано, что фазовые скорости возрастают с увеличением скорости дрейфа при всех длинах волн. С другой стороны, фазовые скорости относительно нечувствительны к ракурсному углу и углу потока. Однако, в отличие от длинноволновых гидродинамических волн, коротковолновые волны изменённой двухпоточковой неустойчивости умеренно дисперсионные, менее длинные волны имеют более значительные фазовые скорости [102].

В статье [140] предложено описание энергетических спектров промежуточных длин волн флуктуаций электронной плотности в области экватора и верхних широт с использованием расширенной теории Колмогорова для гидродинамических турбулентностей. В статье [65] изучается средний доплеровский сдвиг экваториальных неоднородностей в Е-слое. Несмотря на то, что первичные волны I типа дрейфуют со скоростями близкими к ионно-звуковой скорости, существует небольшое, но существенное, увеличение фазовой скорости с увеличением дрейфа в электроструе. Авторы связывают это увеличение с нагревом электронного газа низкочастотными волнами с большими амплитудами, которые присутствуют в данной области, когда условия подходят для образования крупномасштабных градиентно-дрейфовых неустойчивостей. С другой стороны, для одиночного дня, когда условий для образования крупномасштабных градиентно-дрейфовых неустойчивостей не существовало, поведение неоднородностей было существенно различным. А именно, доплеровский сдвиг 10-метровых волн был как правило ниже линейного порогового значения, в то время как спектр имел узкую, больше похожую на спектр неоднородностей I чем II типа, форму [65]. В работе [141] рассмотрена связь между пространственными спектрами мощности флуктуаций

электрического поля и электронной концентрации в областях E и F ионосферы в случае возникновения градиентно-дрейфовой неустойчивости. Сформулированы условия, при которых эти спектры имеют одинаковый вид [141].

1.2.7. Высокие широты.

Линейная теория неоднородностей E-слоя показывает, что фронты волн плазмы сильно вытянуты вдоль магнитного поля Земли, однако, на высоких широтах среда является существенно неоднородной вдоль поля, благодаря высотному распределению параметров нейтральной атмосферы, в то время как ширина слоя редко превышает 20 км. В результате волны приобретают большие параллельные групповые скорости и быстро покидают неустойчивый слой. В статье [142], с точки зрения кинетической теории, принимая во внимание эффект конечного радиуса Лармора и эффект длины Дебая, обсуждается поведение вторичных градиентно-дрейфовых волн в авроральном E-слое ионосферы, возбуждаемых мелкомасштабными (15 см) первичными двухпотокowymi неоднородностями. Рассчитаны значения инкрементов и построены кривые частот. Изучено поведение волн, имеющих компоненту волнового вектора, параллельную магнитному полю Земли [142]. В работе [143] с использованием линейной нелокальной гидродинамической формулировки теории Фарли-Бунемана показано, что даже в присутствии электрических полей величиной 50 мВ/м волны размерами от 10 до 50 м и выше будут достигать конечных амплитуд благодаря конвективным эффектам производимым неоднородностью среды. На более коротких длинах волн нелокальные свойства могут производить новые эффекты, такие как расслоение неустойчивых областей с концентрациями волн с высокими амплитудами в слоях 2-5 км шириной [143].

В работе [144] показано, что вследствие развития в плазме неустойчивости увеличивается эффективная частота столкновений электронов, что приводит к стабилизации неустойчивости и образованию квазистационарного состояния. Характерные особенности этого квазистационарного состояния могут быть обнаружены в экспериментах по авроральному рассеянию радиосигналов [144].

Исследование влияния электростатической турбулентности, возникающей в полярной ионосфере в области холловских токов, на параметры ионосферы показало, что учет квазилинейных эффектов приводит к увеличению эффективной частоты столкновений электронов. Квазилинейные оценки показывают, что при уровне турбулентности 5-6 % эффективная частота увеличивается на порядок. Этот эффект приводит к появлению продольного

электрического поля при наличии поперечного электрического поля [145]. В статье [97] рассмотрено влияние высокочастотных мощных волн накачки в Е-слое в верхних широтах на низкочастотные волны плазмы.

Нелинейная теория неоднородностей в верхних широтах Е-слоя, основанная исключительно на влиянии волнового взаимодействия на турбулентное состояние плазмы, представленная в работе [105] показывает, что линейные собственные частоты не могут быть использованы как нулевой порядок аппроксимации при описании часто наблюдаемой сильно турбулентной ионосферной плазмы в верхних широтах. Однако, в предположение слабого роста или затухания нелинейных гармоник с широкими частотными спектрами есть возможность получить систему условий на средние частоты и спектральную ширину линейных устойчивых и линейных неустойчивых гармоник [105].

1.3. Продольные токи.

Теория образования неоднородностей, вытянутых вдоль магнитного поля Земли в ионосфере, разрабатывалась для экваториальной области и плохо описывала ряд особенностей этого процесса в полярной ионосфере. Несоответствие теории с экспериментальными данными проявлялось в том, что существует достаточное количество радиоотражений под большими ракурсными углами, до 20° к плоскости, в которой лежит вектор магнитного поля. В работе [167] сделана попытка объяснить возможность больших ракурсных углов на основе предположения о развитии двухпотоковой неустойчивости в присутствии ионно-звуковой турбулентности, связанной с продольными токами. В [168] было рассмотрено возбуждение продольных волн вне области линейного нарастания за счет нелинейной перекачки энергии из области генерации волн. Из квазигидродинамических уравнений движения заряженных частиц найден нелинейный ток, который приводит к появлению новых волн. При интенсивностях волн, существующих в области генерации, плотность энергии вторичных волн может на 3-4 порядка превышать плотность энергии тепловых флуктуаций [168].

Рассмотрение коротковолновых неоднородностей образующихся в двухпотоковой неустойчивости и имеющих компоненту скорости параллельную к магнитному полю земли показало, что когда ток достаточно велик (скорость дрейфа в 2-3 раза превышает тепловую скорость ионов), инкремент нарастания таких неоднородностей максимален вне направления перпендикулярного магнитному полю [169]. Кроме того, т.к. $\Omega_e/\nu_e \gg 1$, то даже при низких k_{\parallel}/k эффективная частота столкновений электронов с нейтрами будет много больше реальной $\hat{\nu}_e \gg \nu_e$. Возможность образования неоднородностей благодаря неустойчивостям,

имеющих компоненту вдоль геомагнитного поля показана и для экваториальной токовой струи [170]. Рассмотрение двумерного распространения волн, генерируемых двухпотоковой и градиентно-дрейфовой неустойчивостями в Е-слое ионосферы и имеющих компоненту параллельную к магнитному полю Земли, показало особенности этих волн, зависящие от основных свойств устойчивой конфигурации электроструи [171]. В отличие от случая волн, не имеющих параллельной компоненты с магнитным полем, вертикальная групповая скорость этих волн меняет знак на определённой высоте. В статье [172] было показано, что втекающий продольный ток играет важную роль в процессах генерации неоднородностей метрового диапазона. Такой вывод был сделан на основе совпадения пространственно-временного поведения областей втекающего тока и радиоотражений УКВ. Простейшим объяснением является возбуждение неоднородностей непосредственно продольным током. В работе проанализированы возможные типы столкновительных неустойчивостей в продольном втекающем токе на высотах 120-150 км. Было показано, что в интенсивном продольном втекающем токе в локальных пространственных областях возможно возбуждение столкновительных ионно-звуковых и ион-циклотронных неустойчивостей, имеющих масштабы порядка километра. Корреляция пространственного тока и радиоотражений УКВ не означает, что неоднородности возбуждаются непосредственно продольным током. Неоднородности скорее возбуждаются в холловском поперечном токе, а интенсивность этого тока связана с величиной продольного, что и обеспечивает наблюдавшуюся взаимосвязь [172].

Рассмотрение влияния направленных вдоль поля электронных дрейфов на развитие двухпотоковых плазменных неустойчивостей, которое может проявляться в авроральной электроструе, показало, что включение параллельных дрейфов изменяет пороговый критерий возбуждения неустойчивости Фарли-Бунемана, и может вызывать возбуждение косвенных ионно-звуковых волн. Однако, фазовая скорость линейно возбужденных волн сохраняется большей или равной ионно-звуковой скорости. Теория объясняет ряд особенностей наблюдения ионосферных неоднородностей, таких как появление ионно-звуковых волноподобных неоднородностей при внешних электрических полях меньших порогового значения и наблюдение неоднородностей не строго ориентированных вдоль поля [96].

В статье [173] представлена теория генерации электронными дрейфами, ориентированными вдоль магнитного поля, неоднородностей концентрации плазмы, практически не обладающих угловой чувствительностью, в нижней ионосфере на верхних широтах. Механизм дестабилизации включает положительную обратную связь от электронного столкновительного нагрева. Когда ориентированный вдоль поля дрейф превышает значение несколько км/с, этот эффект дестабилизирует волны от нескольких десятков до единиц метров в

нижнем E-слое, где столкновительные эффекты достаточно велики. Пороговые электронные дрейфы не зависят от угла между направлением распространения волны и направлением магнитного поля в диапазоне до 80 градусов. Фазовые скорости неустойчивых волн составляют несколько м/с параллельно магнитному полю и возрастают как $\sec \theta$. Значения порога и фазовых скоростей не зависят от высоты в диапазоне 90-100 км [173].

1.4. Сеть SuperDARN.

Одним из наиболее заметных примеров использования когерентного рассеяния для изучения и отслеживания состояния ионосферы является мировая сеть радаров SuperDARN [174, 8]. Эта сеть коротковолновых радаров функционирует уже около двадцати лет, являясь на сегодняшний день международным научным проектом. Первым радаром, который явился прообразом всех радаров сети, был радар, расположенный в Гус Бэй, Лабрадор [175, 8]. Этот радар функционирует и по сей день. Его рабочие частоты - 8-20 МГц, сектор обзора в 52 градуса обеспечивается сканированием по шестнадцати лучам. Сканирование ведётся в диапазоне значений радиолокационной дальности от 200 до более чем 3000 километров с пространственным разрешением около 45-ти километров. Принятый сигнал оцифровывается и обрабатывается для получения комплексных автокорреляционных функций (АКФ). Полученные АКФ фитируются стандартными функциями для получения оценок мощности рассеяния, продольной Доплеровской скорости и ширины спектра как функций дальности [176, 177].

Радар в Гус Бэй позволил проводить совместные эксперименты с радаром некогерентного рассеяния в Сондрестроме. Эти исследования показали соответствие скоростей дрейфа неоднородностей в F-слое и EхВ конвекции [178]. Кроме того, на радаре Гус Бэй были проведены первые радарные эксперименты по изучению магнитосферных УНЧ волн [179, 180, 181] и ВГВ [182, 183].

В работе [184] была впервые показана возможность построения двумерного поля скоростей потоков в реальном времени с использованием двух КВ радаров. Эта работа привела к созданию концепции SuperDARN: сети КВ радаров, работающих попарно с общей областью обзора таким образом, что данные могут быть объединены для построения поля скоростей ионосферной конвекции на высоких широтах [174, 8].

1.4.1. Ионосферная конвекция.

Когда SuperDARN был сформирован как проект, его основной целью было измерение глобальной конфигурации и динамики ионосферной конвекции плазмы на высоких широтах. Для обеспечения глобального обзора ионосферной конвекции было необходимо создать методы объединения данных различных радаров. Кроме того, было решено, что для обеспечения наиболее точных результатов необходимо объединение данных пар радаров, имеющих общую область обзора. Это привело к разработке алгоритма “Merge”, который остаётся определяющей методикой измерения скоростей ионосферной конвекции [8].

Среди недостатков алгоритма Merge можно отметить невозможность расчёта карт конвекции в областях, где доступны данные только одного радара. Поэтому был создан новый алгоритм вычисления распределения электростатического потенциала в ионосфере, которое наилучшим образом подходит всем измеренным продольным скоростям доступным в определенный момент времени. Этот алгоритм был реализован и описан в статье [185]. Программное обеспечение, созданное на основе этого подхода, получило на звание “Map Potential”. Сравнение Map Potential и других методик оценки ионосферной конвекции с алгоритмом Merge показало, что Map Potential способна гораздо более эффективно оценивать поток ионосферной конвекции, чем другие подобные методики [186].

Данные сети SuperDARN имеют хорошее пространственное заполнение, но не являются полностью глобальными. Для того, чтобы сделать данные более реалистичными в местах пробелов, используются расчеты статистических моделей [8]. Выбор модельных данных основан на состоянии межпланетного магнитного поля. Данные модели входят в расчёты со своими весами таким образом, чтобы стабилизировать результаты подгонки и минимизировать влияние модели [187].

1.4.2. Продольные токи.

Магнитные продольные токи являются первичной связью между ионосферой и магнитосферой. Продолжительные измерения двумерной системы ионосферных продольных токов требуют определения независимых пространственно-временных вариаций как ионосферной конвекции, так и ионосферной проводимости. В работе [188] описано объединение карт конвекции SuperDARN и данных сети наземных магнитометров для вычисления продольных токов. В работе [189] методика была улучшена путём объединения карт SuperDARN с независимыми данными ионосферной проводимости, определенными по модели фотоионизации объединённой с данными аврорального высыпания частиц [190, 191]. Объединение этих дву-

мерных наборов данных позволило строить мгновенные образы продольных токов и отслеживать их эволюцию.

Измерение проводимостей Хола и Педерсена является очень сложной задачей. Поэтому последующие радарные исследования продольных токов использовали предположение о том, что вариации ионосферной проводимости - малы, и ими можно пренебречь. Таким образом, турбулентность конвекции может быть использована как оценка продольных токов [192]. Впервые это предположение было применено в статье [8]. В дальнейшем в работе [192] был представлен метод определения завихрённости конвекции с использованием векторов скорости по данным методики Merge. Проверка пригодности карт турбулентности SuperDARN была проведена в работе [193], где проведено сравнение этих карт с данными модели IZMEM [194]. Кроме того, подобная проверка была проведена в работе [195] с использованием длинного ряда данных SuperDARN. Работы показали качественное совпадение данных в расположении, величине и направлении в стабильных условиях. В тоже время, в статье [196] показано, что предположение об однородной проводимости не всегда является справедливым.

1.4.3. Удалённая регистрация магнитного пересоединения.

Сеть SuperDARN является мощным инструментом определения ионосферных эффектов, вызванных магнитным пересоединением в области магнитопаузы и хвоста магнитосферы [174]. Исследования структуры и динамики глобальной мезомасштабной конвекции показали возможность получения большого количества информации о процессах пересоединения при изучении их влияния на ионосферную конвекцию. Кроме того, отклики ионосферной конвекции на пересоединения были использованы для проверки теорий пересоединения [197, 198] и удалённого измерения числа Маха-Альвена [8].

Сеть SuperDARN даёт возможность интенсивного и продолжительного исследования границы, разделяющей открытые и замкнутые линии магнитного поля (Open-Closed magnetic field Boundary, OCB) в ионосфере. Различие топологии магнитного поля в областях с открытыми и закрытыми линиями приводит к существенно различным свойствам ионосферной плазмы. В результате среди измеряемых радаром параметров появляются индикаторы положения границы между открытыми и замкнутыми линиями поля. Одним из таких индикаторов является граница спектральной ширины (Spectral Width Boundary, SWB).

В работе [177] впервые показано, что спектральная ширина, измеренная SuperDARN является потенциальным методом диагностики различных геофизических областей при наблюдении высоких значений спектральной ширины в области ионосферного каспа. Кроме

того, в работе было показано, что область нижнeshиротного граничного слоя (Low-Latitude Boundary Layer, LLBL), которая расположена ближе к экватору от каспа, характеризуется меньшими значениями спектральной ширины. Изучение широтного перехода между этими двумя областями, известными как граница спектральной ширины, показало, что эта граница является хорошим индикатором экваториальной границы каспа, а значит и границы между открытыми и замкнутыми линиями поля на дневной стороне [177, 199, 200, 201].

Граница спектральной ширины также является регулярной особенностью ночной ионосферы, однако, её связь с границей между открытыми и замкнутыми линиями поля не является однозначной. Одни исследования показывают, что эти границы совмещены [202, 203], другие, что граница спектральной ширины лежит южнее в области замкнутых линий поля [204, 205, 206, 207]. Для ночной ионосферы показано хорошее соответствие границ в предполуденные часы [202] и плохое соответствие в после полуденные [205, 206, 207].

Граница спектральной ширины не всегда является однозначно определяемым объектом [208]. Поэтому в ряде случаев эту границу приходилось определять “на глаз”. Изучение статистических распределений спектральной ширины в различных областях привело к созданию объективного метода построения границы спектральной ширины, известного как “C-F threshold technique” [209, 210, 211, 207, 212, 208]. Создание этой методики позволило провести ряд исследований, результатом которых явилось установление более подробной связи между границей спектральной ширины и границей между открытыми и замкнутыми линиями магнитного поля [213, 214, 215, 216]. Кроме того, граница между открытыми и замкнутыми линиями поля может варьироваться при смене полярности ММП [217].

Одной из возможностей, которые предоставляет SuperDARN для изучения процессов пересоединения, является измерение числа Маха-Альвена. Впервые такие измерения были проведены на радаре некогерентного рассеяния в Сондрестроме [218]. Первые подобные измерения на радарх SuperDARN представлены в статье [219]. Далее в статье [220] были рассчитаны временные вариации числа Маха-Альвена на сопряженных меридианах. В работе [221] было проведено исследование вариаций числа Маха-Альвена на всей сети SuperDARN, а также отношения пересоединения в районе магнитопаузы и магнитохвоста во время двух суббурь. В статье [222] представлены результаты изучения пространственно-временных вариаций числа Маха-Альвена в ночной ионосфере во время фаз роста и развития изолированной суббури. Исследование проводилось с использованием различных инструментов для вариаций на различных пространственных масштабах [222]. В работе [223] были проведены одновременные измерения числа Маха-Альвена в области магнитопаузы и магнитохвоста.

1.4.4. Суббури.

Возможность объединения данных большого числа радаров делает сеть SuperDARN отличным инструментом исследования крупномасштабных вариаций конвекции во время суббури [8]. Расширение полярной шапки во время фазы роста суббури проявляется как движение южной границы рассеяния на радарх SuperDARN к экватору [224, 225]. Однако, это движение отчетливо наблюдается только во время изолированных суббурь после спокойной обстановки [225]. Такие измерения позволяют оценить параметры пересоединения в области магнитопаузы во время фазы роста суббури в предположении, что пересоединение в магнитохвосте является несущественным [221, 225]. В статье [226] показано, что такая картина наблюдается в обоих полушариях, и поведение откликов на фазу роста суббури в полушариях - в значительной мере сопряжено.

Кроме того, с помощью SuperDARN был получен ряд важных результатов при исследовании ионосферных потоков в ночной ионосфере во время фазы роста суббурь. В работе [228] были обнаружены вспышки расширенного потока конвекции, происходящие в области границы между открытыми и замкнутыми линиями поля в районе полуночи. Эти наблюдения были интерпретированы как ионосферный отклик на удаленные пересоединения в магнитохвосте. В работе [229] было проведено исследование изменений ионосферной конвекции в полуночном секторе во время фазы роста суббури. Исследование проведено на основе векторов скорости рассчитанных по алгоритму Merge. Было показано, что конвекция нарастает во время фазы роста.

Изучение фазы развития суббури при помощи сети SuperDARN оказывается проблематичным из-за поглощения КВ сигнала повышенной электронной плотностью в районе высыпаний [230]. Однако, часто присутствуют большие области рассеяния, по которым можно сказать многое об электродинамике. Кроме того, расширение сети позволило провести ряд подобных исследований [231, 232].

В работе [233] проведено исследование откликов ионосферной конвекции на магнитные суббури. Авторы проводят разделение суббурь по широте фазы начала суббури (onset). Было установлено, что суббури более низкими широтами начала связаны с более распространенной конвекцией, чем “верхнеширотные”, однако первые ассоциируются со значительно локализованным уменьшением потока в области полуночного сектора во время фазы развития. “Верхнеширотные” суббури связаны со значительным резким увеличением конвекции на ночной стороне.

1.4.5. МГД волны.

Исследование ультранизкочастотных (УНЧ) магнитогидродинамических (МГД) волн производится путём измерения модуляции ионосферного электрического поля. В данных КВ радара эти модуляции приводят к модуляциям Доплеровской скорости. Использование высокомоощных радиочастотных средств, таких как нагревный стенд, для искусственного возбуждения неоднородностей в поле зрения радар SuperDARN позволяет собрать данные высокого качества с исключительным пространственным, временным разрешением, а также разрешением определения скорости [226, 227]. Кроме того, УНЧ волны модулируют ионосферную высоту отражения сигнала, рассеянного на земной поверхности, что приводит к образованию измеряемых Доплеровских скоростей [234]. Сравнение с данными наземных магнитометров показывает хорошую пригодность SuperDARN для изучения УНЧ волн [235].

УНЧ волны более высоких частот были исследованы путём изменения сканирующей последовательности для повышения временного разрешения. В статье [236] было показано применение подобной последовательности при изучении откликов электрического поля на РсЗ пульсации в ионосферном каспе. Было предположено, что РсЗ пульсации, наблюдаемые наземными магнитометрами состоят из множества независимых волновых всплесков. В работе [237] также было использовано повышенное разрешение для изучения РсЗ пульсаций в области каспа. Было показано, волновая активность может распространяться из переходной области через касп в ионосферу.

Сканы с высоким временным разрешением были также использованы для изучения РсЗ пульсаций на более низких широтах. Однако, в этом случае эти волны наблюдаются как модуляция обратного рассеяния от земли [234]. В статье [238] был представлен метод визуализации, который существенно расширил возможности регистрации таких модулированных откликов, рассеянных на земной поверхности. Используя этот метод в работе [239] были исследованы РсЗ пульсации, регистрируемые на радаре TIGER, и установлен источник энергии волн.

Также SuperDARN был использован для изучения взаимосвязи между УНЧ волнами с высокими и низкими волновыми числами. В работе [240] был представлен анализ обоих типов волн. Было установлено наличие событий, во время которых оба типа волн обладали общими характеристиками. Было предположено, что оба типа волн в этих случаях имели общий источник энергии, однако в работе [241] представлены доводы, опровергающие это положение.

Регистрация рассеяния от неоднородностей возбуждённых нагревными стендами показала высокую эффективность при исследовании УНЧ волн с высокими волновыми числами [242]. Данный метод улучшает пространственное и временное разрешения по сравнению с рассеянием на естественных неоднородностях. В этом эксперименте ([242]) было также обнаружено совместное существование УНЧ волн с высокими и низкими волновыми числами. Интерпретация этого явления была дана в статье [243]. Ещё один пример одновременного появления этих двух типов волн приведен в статье [244], где наблюдалась волновая последовательность с тремя отличительными признаками: крупномасштабные Альфвеновские волны, а также первая и вторая гармоника мелкомасштабных волн.

В работе [245] описано использование искусственных неоднородностей для изучения волн с высокими волновыми числами в утреннем секторе ионосферы. Данные дополнены спутниковыми измерениями распределения частиц в магнитосфере.

1.4.6. Внутренние гравитационные волны.

Изучение нейтральной атмосферы с помощью SuperDARN проводится посредством изучения её влияния на ионосферную плазму. ВГВ наблюдаются путём регистрации перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ). Мезосферные ветры наблюдаются путём определения Доплеровских скоростей сигналов, рассеянных на следах метеоров, которые сгорают в верхней атмосфере. Кроме того, существует полярное мезосферное летнее эхо (Polar mesosphere summer echoes, PMSE), которое представляет собой очень сильное рассеяние на высотах близких к полярной летней мезопаузе. Эти эхи представляют собой потенциальный инструмент для изучения термальной и динамической структуры области мезопаузы.

В статье [182] была представлена методика определения источников ВГВ. Данная методика позволила установить, что эти волны обычно возникают в области границы обращения конвекции (Convection Reversal Boundary, CRB). Дальнейшие исследования параметров волн и источников их возникновения подтвердили, что предложенная модель адекватно описывает ВГВ, наблюдаемые на радаре Goose Bay [183, 246, 247]. Рассмотрение большого числа событий показало, что большинство значений частот лежало в интервале 0,3-0,5 мГц, а длин волн - 160-560 км. Кроме того, было установлено, что источники волн локализованы в двух областях. Данные показали хорошее соответствие с данными наземных магнитометров.

Сравнение наблюдений ВГВ радаром SuperDARN с данными наземными магнитометров и спутников показало некоторые волны могли быть напрямую запущены флуктуациями ММП [183, 248, 249]. В работе [250] было проведено моделирование профилей мощности.

Сравнение модельных профилей с экспериментальными данными SuperDARN было использовано для создания методики оценки пикового возмущения концентрации. Эта методика была расширена в работе [251]. В статье [252] была представлена методика автоматического определения наличия ВГВ по данным радара SuperDARN. В статье [253] были рассмотрены основные свойства флуктуаций мощности рассеяния от земли.

1.4.7. Мезосферные ветры.

Первые результаты исследования мезосферных ветров с помощью SuperDARN были приведены в статье [254], где представлены данные наблюдений зернистого ближнего эха (grainy near-range echoes, GNRE). В работе было показано, что не смотря на шумоподобность этих отражений, они демонстрируют гладкость суточного хода и не зависят от магнитной активности. Кроме того, была отмечена схожесть характеристик отражений со свойствами метеоров. Так же было установлено, что спектры отражений - гораздо уже типичного ионосферного рассеяния и близки по свойствам к спектрам сигналов, рассеянных от земли. Наблюдаемые значения Доплеровских скоростей были близки к типичным значениям скоростей мезосферного ветра [254]. Проведение подобных исследований на других радарх дало примерно похожие результаты [255, 256].

Исследование спектральной ширины показало, что она увеличивается с дальностью, и имеет минимальные значения во время местного полудня и полуночи [257]. Кроме того, установлена корреляция спектральной ширины с геомагнитной активностью и индексом F10.7 [257].

В работе [258] разработана методика анализа необработанных временных рядов. Она позволяет преодолеть ряд недостатков в существовавших методах регистрации мезосферных ветров. Неравномерно отобранные сырые временные ряды обрабатываются для выделения отражений от метеоров и выведения скорости ветра и временных констант затухания. Этот анализ производится параллельно со стандартной обработкой АКФ и не влияет на её работу [258]. Результаты модификации данной методики представлены в статье [259].

1.4.8. Ионосферные неоднородности Е-слоя.

Исследования SuperDARN когерентных отражений в Е-слое ионосферы показали, что модельные фоновые эхи не соответствуют фоновому $\vec{E} \times \vec{B}$ дрейфу, а продольные скорости составляют $\sim 10-40\%$ от скорости дрейфа [260, 261, 262]. Несоответствие наблюдаемого эха

свойствам электрического поля привело к необходимости введения новой классификации, отличающейся от системы принятой для отражений УКВ диапазона:

- Разновидность i является аналогом типа I в УКВ, и характеризуется узкими спектрами с Доплеровскими скоростями близкими к ионно-звуковой скорости при наблюдении вдоль направления дрейфа плазмы.
- Разновидность ii является аналогом типа II в УКВ, и имеет более широкие спектры с доплеровскими скоростями ниже ионно-звуковой. При этом скорости увеличиваются при уменьшении угла к L-оболочке.
- Разновидность iii имеет скорости больше ионно-звуковой, и появляется при низких углах к L-оболочке. Вероятность появления таких отражений резко возрастает на частотах сканирования 10-12 МГц.
- Разновидность iv имеет скорости больше ионно-звуковой, и появляется при больших углах к L-оболочке. Вероятность появления таких отражений как и разновидности iii так же резко возрастает на частотах сканирования 10-12 МГц.
- Разновидность v демонстрирует высокие значения спектральной ширины и низкие значения Доплеровской скорости со знаком противоположным направлению дрейфа электронов. Эти отражения предположительно рассеиваются при больших ракурсных углах и связаны скорее с дрейфом ионов, чем электронов [263, 264].

Многие отражения от E-слоя содержат более одного спектрального пика и представляют собой комбинацию нескольких типов эха [261, 265]. Кроме того, широкий одиночный пик может содержать вклады одного типа неоднородности, собранные с широкого диапазона высот [266]. Существуют также данные, указывающие на то, что отражения различных типов приходят различных высот E-слоя [267, 261, 268].

Одной из самых серьёзных трудностей возникающих при изучении E-слоя ионосферы является отсутствие информации об электрическом поле. В результате встаёт необходимость делать предположения о поле исходя из общих теоретических соображений, что приводит к значительной неопределённости. Для преодоления этих трудностей были проведены сравнения характеристик отражений с рассеянием от F-области [269], некогерентным рассеянием [271] и спутниковыми данными на низких высотах [262]. Кроме того, сравнивались характеристики КВ и УКВ диапазонов [272, 273, 274]. Однако, в основном такие методики страдают от несовместимости геометрии эксперимента а также пространственного и (или) временного разрешения.

1.5. Экспериментальные наблюдения сигналов КЭ.

1.5.1. Параметры электроджета.

Сигналы радиоавроры тесно связаны с характеристиками токовой струи. Неоднородности в области авроральной токовой струи наблюдаются только в случае, когда ионосферное электрическое поле превышает пороговое значение в пределах 10-20 мВ/м, которому соответствуют скорости дрейфов 200-500 м/с. Мощность аврорального эха сильно падает при отклонении луча зрения от перпендикуляра с магнитным полем Земли. Наблюдаемые значения угловой чувствительности лежат в пределах 1,2-10 дБ/град. Области генерации диффузионного аврорального эха статистически расположены в двух овальных областях асимметричных относительно геомагнитного полюса. Их расположение высоко чувствительно к уровню геомагнитной активности и при ее (активности) увеличении сдвигается к экватору. Широтная и долготная протяженность рассеивающих областей может составлять от сотен до нескольких тысяч километров. В первом приближении неоднородности движутся в направлении электронного дрейфа. Наблюдения перпендикулярно направлению тока давали нулевой доплеровский сдвиг. Средний Доплеровский сдвиг изменяется монотонно с отклонением луча зрения радара от направления перпендикулярного направлению тока [47].

Наблюдения неоднородностей, вытянутых вдоль магнитного поля, позволяют проводить исследования параметров электроструи, которая является источником энергии при генерации подобных неоднородностей. Анализ пространственных и временных распределений мощности трёхметровых неоднородностей в виде дальность-временных карт интенсивности и спектральных распределений в виде спектрограмм, полученных при двух наблюдениях на 50 МГц радаре в Сао Луисе ($2.33^{\circ}N$, $44.2^{\circ}W$) в августе 1998 и декабре 1999, для спокойных условий и для возмущений во время геомагнитной бури показал, что наличие электрического взаимодействия между экваториальным и авроральным электроджетами является существенным даже во время спокойных дневных условий и становится очень значительным во время возмущённых условий. Быстрое проникающее электрическое поле возмущения и запаздывающее поле от динамо возмущений контролируют развитие трёхметровых волн плазмы. Амплитуды возмущений более велики во время утренних часов, чем в полдень. Высотная зависимость преобладания волн I типа и II типа, генерируемых электрическим полем возмущения отличается от спокойных условий, относительная мощность волн II типа возрастает на больших высотах [48].

В статье [49] представлены результаты сравнения аврорального радиорассеяния, наблюдаемого на скандинавских радарх STARE с плотностью тока и западным электроджетом, наблюдавшимися скандинавским массивом магнитометров SMA около полудня 27 марта 1977 года. Значение интегрированной по высоте проводимости Холла, полученной из измерений ионосферного электрического поля на радаре STARE и из оценки плотности тока по данным SMA, рассматривалось как мера средней концентрации электронов на высотах диффузионного аврорального рассеяния. Из анализа зависимости сечения аврорального рассеяния от ионосферного электрического поля и электронной концентрации установлено: 1) при значениях электрического поля от 15 до 35 мВ/м и перпендикулярности луча зрения радара току Холла в области рассеяния уровень турбулентности метровых волн плазмы, связанных с диффузионным радарными эхом, имеет линейную зависимость от величины электрического поля. При более высоких значениях электрического поля уровень турбулентности насыщается до постоянного значения. 2) Интегрированная по высоте плотность тока Холла минимум в 82 А/км необходима для появления диффузионных радиоотражений на любом из радаров STARE. Пороговое значение плотности тока Холла сохраняется в пределах 20% для всех значений электрического поля. Для порогового рассеяния интегрированная по высоте проводимость обратно пропорциональна ионосферному электрическому полю. 3) Пороговое значение тока определяется используемой чувствительностью радара. Квадрат порогового значения тока Холла пропорционален минимальному определяемому значению сечения рассеяния [49].

В статье [50] обсуждаются результаты комплексного эксперимента по наблюдению E и F слоев, которые показывают, что поляризационное электрическое поле образуется в E-слое и распространяется на F-область, создавая растущие и уменьшающиеся области в фоновой плазме. Высотное взаимодействие такого рода в частности эффективно в областях поднятия плазмы F-слоя и уменьшения небесного свечения, так как в F-слое проводимость Педерсена мала, что понижает электрическую нагрузку генератора E-области.

1.5.2. Мощность рассеянного сигнала.

Неустойчивости, производящие рассеяние радиосигнала в авроральном E слое создаются под действием тока аврорального электроджета. По этой причине можно ожидать значительной вариативности параметров рассеянного сигнала с изменением угла между лучом зрения радара и направлением тока в электроструе. Кроме того ряд исследований показывает, что мощность аврорального КЭ в метровом диапазоне зависит от фоновой электронной

концентрации в Е-слое. Наблюдения КЭ в Е слое ионосферы на двух частотах (50 и 12 МГц) приблизительно в одинаковом направлении показывают, что пространственное распределение мощности имеет форму арки, которая проходит вблизи линии нулевого ракурсного угла. Радиосигналы с частотой 12 МГц сдвинуты на 50 км в сторону радара на всех азимутах по сравнению с сигналом на 50 МГц. На частоте 50 МГц эхо - сильнее вдоль электроджета, в то время как на частоте 12 МГц сигналы проявляют более однородное распределение мощности от угла потока со слабыми локальными максимумами на некоторых азимутах. На этих азимутах наблюдается локальное увеличение Доплеровской скорости. Наблюдаемый эффект угловой чувствительности составляет 10 дБ/град для 50 МГц и 2.5 дБ/град для 12 МГц [51]. Исследование влияния угла потока на рассеяние радиоизлучения с частотой 398 МГц в авроральном Е-слое с малыми ракурсными углами показало, что мощность рассеяния практически не зависит от угла потока, в отличие от рассеяния на частоте 140 МГц [52].

В работе [53] использованы данные радиоинтерферометра для изучения зависимости силы сигналов КЭ от ракурсных углов с магнитным полем Земли, установлено, что в периоды, когда наблюдалось только эхо типа II, ширина угловых отклонений от нормали монотонно уменьшалась с увеличением амплитуды, но вариации были менее быстрыми, чем вариации ν_e/Ω_e , особенно на дальней стороне электроджета. В периоды, когда полная скорость электронного дрейфа превосходила скорость звука и наблюдалось эхо типа I, наблюдались резкие вариации ширины с изменением Доплеровского сдвига. Авторы полагают, что это уширение происходит благодаря нелинейному трех-волновому взаимодействию, которое переносит энергию от коротких длин волн к длинным и увеличивает средний ракурсный угол [53].

Кроме того, существуют исследования, показывающие наличие связи мощности рассеянного сигнала и концентрации в максимуме слоя. Такая работа проводилась во время объединенных наблюдений на радаре EISCAT и радаре когерентного рассеяния, работающем на частоте 46.5 МГц. Целью работы было исследование зависимости мощности КЭ от максимума электронной концентрации в Е слое. Обработка данных показала, что для электронных концентраций в максимуме слоя Е (N_{max}) со значениями до $3 \cdot 10^{11}$ на квадратный метр мощность возрастает в первом приближении как квадрат N_{max} . Этот результат подтверждает идею о том, что на высотах около 100 км при сильном ионосферном электрическом поле и слабом распределении ионизации по высоте электронная концентрация может быть примерно оценена по мощности КЭ [54]. Подобная зависимость была установлена при эксперименте на радаре STARE на частоте ~ 140 МГц [55]. В работе было показано, что при малых

изменениях электрического поля амплитуда на радаре менялась пропорционально средней электронной концентрации.

1.5.3. Спектры сигнала.

Доплеровские спектры неоднородностей Е-слоя были измерены при длинах волн от 0.4 до 10 метров. Их характеристики значительно меняются в этом диапазоне длин волн (Рисунок 1.2). Радарные исследования показывают, что фазовые скорости мелкомасштабных авроральных двух-поточковых волн имеют близкую к ионно-звуковой скорость. Однако, в присутствии больших дрейфов плазмы электронные температуры и, как следствие, ионно-звуковая скорость в области авроральной электроструи увеличиваются. Ряд теорий позволяет объяснить аномальный нагрев электронов и вариации фазовой скорости двух-поточковых неустойчивостей. Радарные интерферометрические измерения показывают, что во время очень активных периодов сильное эхо часто наблюдаются в сильно локализованных областях. В этих случаях двух-поточковые волны имеют фазовые скорости, превышающие 900 м/с, а градиентно-дрейфовые волны имеют широкий спектр со средними фазовыми скоростями, превышающими 600 м/с. Также, резонансные (имеющие резкий пик в спектре) эхи с Доплеровским сдвигом, не зависящим от перекрёстного дрейфа в плазме, часто появляются в районе границы авроральной дуги. Эти волны связывают с ион-циклотронными волнами, возбуждаемыми очень сильно вытянутыми вдоль поля дрейфами в верхнем Е-слое [37].

Исследования, выполненные на радарх, работающих на волнах метровой длины, показывают что Доплеровский сдвиг в спектрах сигналов, рассеянных на неоднородностях в Е-слое ионосферы, позволяет оценить скорости дрейфа плазмы, а также исследовать пороговые условия образования неоднородностей, генерируемых ионосферными неустойчивостями. Теории, описывающие эти неустойчивости, предсказывают увеличение пороговой скорости генерации с уменьшением длины волны. Изучение фазовых скоростей неоднородностей плазмы I типа с длинами волн 1 и 3 м, проведенное на основе анализа доплеровских измерений когерентных отражений, выполненных одновременно на 144 и 50 МГц на общем уровне в среднеширотном Е-слое ионосферы показывает, что отношение скоростей, измеренных на частоте 144 МГц, к скоростям, измеренным на частоте 50 МГц, достигает значений более единицы, и в основном составляет от 1,05 до 1,14 со средним значением 1,1. Эта разница скоростей неоднородностей на частотах 144 МГц и 50 МГц связана с кинетическими эффектами коротковолновых волн плазмы [56]. Для диапазона Доплеровских скоростей от 400 до 700 м/с измеренное отношение скорости при зондировании на частоте 50 МГц к скорости при

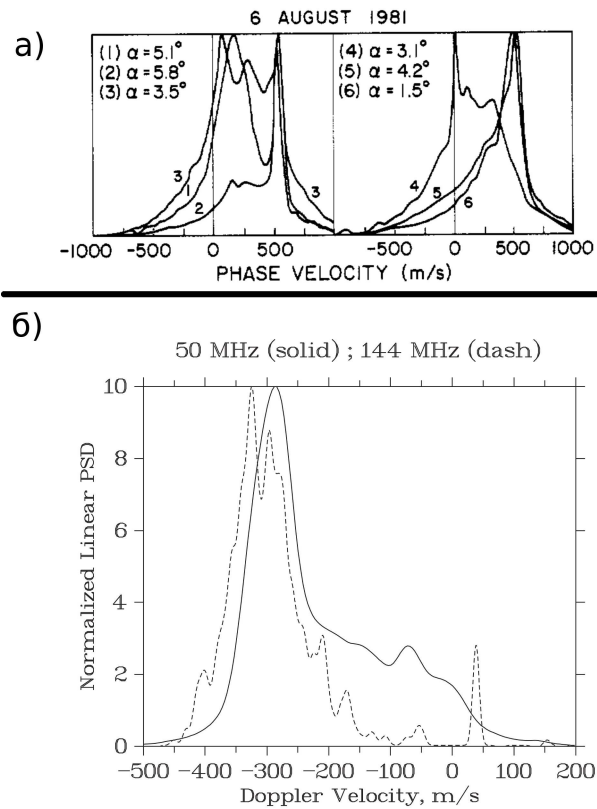


Рисунок 1.2 - Типичные спектры, полученные при различных условиях эксперимента. а) спектры при различных углах с магнитным полем [37]; б) спектры на различных частотах [56].

зондировании на частоте 12 МГц лежит в пределах 1.6-0.9 в зависимости от дальности и азимута наблюдения. Вероятно, на это отношение в значительной мере влияет атмосферная рефракция [51]. Характеристики одновременных спектрограмм эха типа I показывают большой порог для неустойчивости на 144 МГц чем на 50 МГц. Использование модели неустойчивости Фарли-Бунемана, включающей также дестабилизирующие градиенты плазмы, для получения численных оценок фазовых скоростей типа I и сравнения с экспериментом показало, что теоретические предсказания безградиентных волн Фарли-Бунемана находятся в хорошем согласии с наблюдениями, с учетом предположения, что наиболее сильные эхи типа I приходят с высот Е-слоя, где условия для неустойчивости оптимальны, и волны типа I имеют фазовые скорости, ограниченные пороговыми значениями близкими к ионно-звуковой скорости плазмы. В результате проведения численного моделирования отношения измеренных скоростей как функции градиентов установлено, что для масштабов градиентов, ожидаемых на средних широтах, предсказанные отношения значительно отклоняются от измеренных значений. Это укрепило убеждение, что наблюдаемые эхи типа I связаны со слабыми волнами Фарли-Бунемана, и таким образом, измеренная разность фазовых скоростей образуется благодаря кинетическим эффектам на коротких длинах волн [56].

Кроме того, эксперименты помогают установить зависимость скорости дрейфа от параметров рассеивающей среды, таких как направление дрейфа плазмы. Эксперименты по рассеянию на частоте 398 МГц показывают ряд отличий от характеристик, установленных при экспериментах на частоте 140 МГц: 1) мощность рассеяния не зависит от угла потока; 2) установленные отличия между эхом типа I и II гораздо менее значительны; 3) Доплеровские скорости эха типа II изменяются с углом потока гораздо быстрее чем предсказывается “законом синуса” [52]. На частоте 50 МГц наблюдаются ярко выраженные вариации Доплеровской скорости в зависимости от угла потока, в то время как, на частоте 12 МГц подобные сильные вариации наблюдаются только в восточном направлении [51]. Результаты исследований асимметрии спектров II типа, рассеянных в авроральной области показывают, что в направлении электроструи асимметрия положительна (отрицательна) при положительных (отрицательных) доплеровских сдвигах. Поперёк электроструи возможны любые комбинации. Спектры более асимметричны при наблюдении вдоль электроструи. Высказано предположение, что асимметрия спектра обусловлена влиянием угла потока, при этом неустойчивость Фарли-Бунемана играет меньшую роль [57].

1.5.4. Временные вариации.

Известно, что электроджет и связанные с ним неустойчивости проявляют значительную вариативность, характеризуемую короткими периодами. Временные вариации являются одними из наиболее важных и в тоже время одними из наименее изученных характеристик сигналов КЭ. Изучению этого явления посвящен ряд работ. В статье [58] представлены предварительные результаты наблюдений в декабре 1999г. на радаре Экваториальной Космической Обсерватории в Сао Луисе в Бразилии. Карты пространственно временного распределения интенсивности неоднородностей электроструи показывают короткую периодичность флуктуаций (~ 5 мин и более) и значительные вариации ото дня ко дню. Значительной характеристикой является среднедневное понижение высоты пространственно-временной модели распределения, наблюдаемое в некоторые дни, когда основными Доплеровскими спектрами были спектры II типа. Эта особенность сходится с дневными вариациями базовых высот спорадических E-слоёв q-типа, наблюдаемыми одновременно на дигизонде. Квазипериодические флуктуации пространственно-временного распределения интенсивности и спектральных интенсивностей эхо I и II типов отражают модуляцию электрического поля ветрами, связанными с типичными периодами Внутренних гравитационных волн (ВГВ) [58]. Исследование квазипериодических отражений от трёхметровых направленных вдоль магнитного

поля неоднородностей в Е-слое, наблюдаемых в южноамериканском секторе вне магнитного экватора ($7.5^\circ N$) показали, что эти отражения возникают только в ночное время между 105 и 120 км. В основном эхи имеют периоды 5-10 мин и сконцентрированы на высотах порядка 110 км [59].

В статье [23] приведен анализ данных, полученных во время наблюдения неоднородностей плазмы в экваториальной токовой струе с использованием 50 МГц радара когерентного рассеяния. Наблюдения проводились в течение недели, включающей трёхдневный возмущённый период. Для исследования различных характеристик откликов экваториальной токовой струи и процессов неустойчивости в ней на возмущенные зональные электрические поля, проникающие в экваториальные широты во время авроральных возмущений, проведён корреляционный анализ индексов авроральной токовой струи и данных радара и магнитометра. Наблюдения показали большие степени вариативности с периодами порядка дней интенсивности тока экваториальной электроструи, мощностей и спектральных особенностей трёхметровых КЭ даже в отсутствие каких-либо авроральных возмущений. Установлено, что наблюдаемый ток электроструи и фазы откликов трёхметровых неоднородностей на усиление/ослабление фазы авроральной суббури согласуются с предсказаниями моделей. Амплитуда откликов экваториальной электроструи показывает явную зависимость от локального времени, имеющую максимум около полудня [23].

Описание набора статистических характеристик отражений от ионосферных (в Е и F слоях), направленных вдоль магнитного поля неоднородностей, полученных на радаре в Пуире приведено в работе [7]. Результаты основаны на данных кратковременных наблюдений с 1991 по 1999 годы и результатах продолжительных наблюдений, проводившихся между январем 2000 и июнем 2001 года. Из продолжительных наблюдений получены дневные и сезонные характеристики вариаций параметров неоднородностей нижнего и верхнего Е-слоя. Установлено, что эхо в Е-слое сильнее и наблюдаются чаще во время локального осеннего периода. Кроме того, показано, что на нижние Доплеровские скорости в Е-слое оказывают влияние в основном меридиональные ветры, а на верхние - экваториальные вертикальные дрейфы F-слоя. Также сезонные характеристики послеполуденного повышения области рассеяния трёхметровых неоднородностей в экваториальной токовой струе изучаются в статье [60]. Исследование характеристик основано на годовом наборе данных, полученных на радаре когерентного рассеяния, расположенном в Бразилии ($2.33^\circ N$, $44.2^\circ W$), работавшем на частоте 50 МГц. Оценивая моменты каждого отдельного профиля мощности рассеяния, которые представляют распределения интенсивности по дальности и времени, были определены такие параметры электроструи, как полная мощность, рассеянная неоднородностями элек-

тросструи, толщина профиля мощности рассеяния, высота центра рассеивающей области и уровень шума, соответствующий каждому профилю мощности. Анализ проводился с группировкой данных по углу луча зрения радара, индексам магнитных возмущений и сезонам, что позволило различать особенности параметров на этой основе.

1.5.5. Наблюдения сигналов КЭ на больших ракурсных углах.

Известно, что наиболее сильный сигнал КЭ наблюдается в направлении близком к перпендикуляру с магнитным полем Земли. Тем не менее, когерентное рассеяние радиосигнала наблюдается также на ракурсных углах более 2 градусов. Ряд теорий позволяет объяснить это явление, однако подобные наблюдения проводятся довольно редко. Наблюдения, проведённые с использованием радара с частотой сканирования 933 МГц для изучения параметров когерентного рассеяния от Е-слоя на больших ракурсных углах (5-11 град.), показали, что слой имеет один максимум со средней высотой 104 и средней шириной 10 км, независимыми от угловой чувствительности. Угловая чувствительность давала оценки 5 дБ/град в области 5 градусов, и 3 дБ/град в области 10 градусов. Показана пригодность Гауссовой кривой для аппроксимации высотного профиля когерентного рассеяния [61]. В работе [62] показана возможность наблюдения сильного эха от авроральных неоднородностей в направлении близком к параллельному с магнитным полем. Это рассеяние иногда сопровождается повышением электрического поля и всегда связано с высыпаниями частиц. В среднем эхо на 10-15 дБ слабее, чем наблюдаемое на тех же частотах (50 МГц) в направлении перпендикулярном магнитному полю. Неожиданным результатом наблюдений явились низкие Доплеровские скорости, узкие спектры и то, что достаточно мощный сигнал наблюдается на высотах до 90 км.

1.5.6. Изучение параметров поляризации рассеянного сигнала.

В работе [63] изучается авроральное рассеяние от Е слоя с использованием двух пятидесятимегагерцовых радарных линий постоянного излучения с разнесённым приёмом и передачей, дополненных общим поляриметрическим приёмником. Параметры поляризации определялись в переводе на эллипс поляризации, который определяется эксцентриситетом, углом ориентации и коэффициентом поляризации. К измерениям интенсивности и соответствующих параметров поляризации был применен спектральный анализ. Наблюдения типичных авроральных спектров типов I, II и III показали, что рассеяние линейно поляризованной волны производит значительно линейную и высоко поляризованную волну. Эти результаты

предполагают небольшой рассеивающий объем и/или небольшое число дискретных рассеивателей, расположенных близко друг к другу. Эти результаты типичны для большинства наблюдений. С другой стороны, типичные спектры интенсивности могут также показывать различные параметры поляризации со значительным снижением коэффициента поляризации и/или сигналы со значительной эллиптичностью. Эти аномальные свойства могут быть объяснены как рассеяние от ряда индивидуальных рассеивающих объемов в рассеивающей области, на каждый из которых Фарадеевские вращения от и к рассеивающему объёму влияют по-разному [63].

1.5.7. Распределение неоднородностей внутри рассеивающего объема.

В работе [64] представлены два решения проблемы аппаратных ограничений на системе COSCAT в Оулу (Финляндия). Описаны пространственные распределения и трёхмерная динамика дециметровых авроральных плазменных неоднородностей, полученные при помощи модернизированного оборудования. Показано, что использование длинных кодов Баркера позволяет определять пространственное разрешение авроральных рассеивателей. Оценка времени жизни дециметровых неоднородностей составляет 40 мс. Спектральные формы близки к полученным другими экспериментаторами. Наблюдения показывают, что рассеивающий объем часто полностью заполнен неоднородностями, однако иногда локализованные рассеиватели движутся через засвеченную область. Данные с высоким временным разрешением показывают, что в каждом из этих случаев преобладает рассеяние на отдельных неоднородностях, которые нарастают и затухают из фонового шума. Данные также показывают высокую вариативность от реализации к реализации, которая исчезает при интегрировании. На основе проведенного анализа и данных других экспериментаторов авторы делают предположение о том, что из случаев, когда рассеяние происходит на небольшом количестве сильных целей и на большом количестве слабых плазменных волн, наиболее вероятен первый случай [64].

1.5.8. Нагрев электронного газа.

В статье [65] изучается средний доплеровский сдвиг экваториальных неоднородностей в E-слое. Несмотря на то, что первичные волны I типа дрейфуют со скоростями близкими к ионно-звуковой скорости, существует небольшое, но существенное, увеличение фазовой скорости с увеличением дрейфа в электроструе. Авторы связывают это увеличение с нагревом электронного газа низкочастотными волнами с большими амплитудами, которые

присутствуют в данной области, когда условия подходят для образования крупномасштабных градиентно-дрейфовых неустойчивостей. С другой стороны, для одиночного дня, когда условий для образования крупномасштабных градиентно-дрейфовых неустойчивостей не существовало, поведение неоднородностей было существенно различным. А именно, доплеровский сдвиг декаметровых волн был, как правило, ниже линейного порогового значения, в то время как спектр имел узкую, больше похожую на спектр неоднородностей типа I чем II, форму [65].

1.5.9. Среднеширотное КЭ.

Известно, что рост геомагнитной активности приводит к смещению авроральных явлений в сторону экватора и отражения типа радиоавроры (КЭ), приходящие со стороны авроральной зоны, могут быть зарегистрированы радаром, расположенными в средних и низких широтах. Возможность существования таких событий показана в работах [17, 66]. В этих работах представлены рассеянные сигналы, зарегистрированные на ИРНР, относящиеся по морфологическим признакам к КЭ. В статье [18] представлены результаты анализа данных наблюдений среднеширотного КЭ, зарегистрированного Иркутским радаром некогерентного рассеяния в течение 53 наблюдательных сеансов. Выделенные в процессе анализа сигналы эха разделены по мощности на две группы: сильные и слабые. Обнаружено, что сигналы, обладающие характеристиками КЭ, наблюдаются во все периоды местного времени и при разном уровне геомагнитной активности. Вероятность появления сильного эха минимальна в околополуденные часы и максимальна в послеполуденно-утренние часы. Показано, что наиболее продолжительные и мощные КЭ наблюдаются в средних широтах на главных фазах сильных магнитных бурь при повышенном динамическом давлении солнечного ветра. В процессе исследования разработана методика определения наличия сигналов КЭ в рассеянном сигнале и их относительной амплитуды по пространственно-временному распределению мощности рассеянного сигнала. Введён параметр характеризующий фрагментарность КЭ. Существование суточного хода появления сильного среднеширотного аврорального эха, обнаруженного в данных ИРНР, вызвано двумя причинами: зависимостью широты аврорального электроджета от MLT и уровня геомагнитной активности, а также ракурсными условиями, ограничивающими по широте область, доступную ИРНР для изучения аврорального эха [18].

Исследование временных характеристик среднеширотного КЭ проведено в работе [67], где приведён анализ результатов радарного исследования неоднородностей в Е-слое в широ-

ким азимутальным секторе. Установлено, что азимутальные периоды гребенчатой структуры на азимут-временных распределениях мощности составляют от нескольких минут до более чем 30 минут, тогда как наклон этой структуры - отрицательный (направлен на запад) перед локальной полночью и сменяется положительным в послеполуночные часы. Зональные оценки скорости, рассчитанные по наклону гребенчатых структур, составляют 30-160 м/с.

В работе [68] описан процесс поляризации, который запускается атмосферными гравитационными волнами, когда они модулируют по высоте спорадический E слой в ночной среднеширотной ионосфере. Этот крупномасштабный процесс поляризации ответственен за три необъяснённых особенности радиоотражений от неоднородностей, вытянутых вдоль магнитного поля: 1) километровые волнообразные вариации средней Доплеровской скорости; 2) средние Доплеровские скорости значительно превышают фоновое ионосферное движение; 3) квазипериодическая структура рассеянной мощности как функции дальности и времени. Показано, что поляризационное электрическое поле развивается как результат высотной модуляции, и, таким образом, его особенности схожи с особенностями атмосферных гравитационных волн. Новая особенность этого процесса заключается в пространственной модуляции, которая образуется в линейно интегрированной по полю проводимости Педерсена благодаря вариациям частоты соударений ионов с нейтрами, связанным с вариациями высоты спорадического E-слоя. Результирующее электрическое поле и модулированный по высоте Es-слой запускают генерацию вторичных волн плазмы через градиентно-дрейфовые неустойчивости.

1.6. Модели радиосигнала, рассеянного на ионосферных неоднородностях.

В работе [164] описан метод получения взаимосвязи между одиночно рассеянным сигналом и Фурье спектром диэлектрических флуктуаций среды, с учётом того, что рассеивающий объем не мал и определяется диаграммой направленности. На основе этого уравнения получено радиолокационное уравнение, отражающее взаимосвязь между спектром рассеянного сигнала и пространственным спектром флуктуаций. Также получено статистическое радиолокационное уравнение, которое отражает взаимосвязь между среднестатистической мощностью рассеянного сигнала и пространственной плотностью флуктуаций диэлектрической проницаемости без классического приближения малости пространственного радиуса корреляции неоднородностей. В работе рассмотрен случай бистатистического зондирования, когда строгое прямое и строгое обратное зондирование исключено и зондирующий сигнал имеет достаточно узкую ширину спектра, чтобы рассеивающий объем менялся плавно на расстояниях порядка радиуса Френеля. Статистическое радиолокационное уравнение, в от-

личии от классического, получено с учетом присутствия когерентных структур с большими радиусами корреляции, и поэтому, спектр принятого сигнала может отличаться от спектра, свойственного неоднородностям [164].

В статье [165] представлена модель, состоящая из случайно распределённых рассеивателей в поле зрения радара. Модель используется для описания наблюдаемых спектров аврального рассеяния, которые могут иметь форму от Лоренциана до Гауссиана. Для изучения формы спектра использована форма амплитуды временной автокорреляционной функции. Наблюдаемая форма сигнала возникает либо из средней автокорреляционной функции, связанной с сигналом от отдельных рассеивателей, либо из Доплеровского размаха рассеивающего объема [165]. В работе [166] предложена модель сигналов КЭ при однопозиционном зондировании ионосферы. Модель основана на полученном ранее радиолокационном уравнении для отдельных реализаций рассеянного сигнала. В качестве рассеивающих неоднородностей выступает возмущение диэлектрической проницаемости, описываемое дискретным набором модулированных в пространстве и времени гармоник. Проведена проверка модели по данным Иркутского радара некогерентного рассеяния, полученным при наблюдениях КЭ 15-16 июля 2000 года. Спектр отдельной реализации при зондировании прямоугольным импульсом и при согласованном окне спектральной обработки имеет гребенчатую структуру, причём положение гребней определяется разницей между удвоенным волновым числом зондирующего сигнала и волновым числом пространственной гармоники возмущения, на которой происходит рассеяние. Форма отдельных гребней определяется в основном аппаратурной функцией, а их фазовая структура зависит от пространственного градиента спектральной плотности неоднородностей в направлении, заданном волновым вектором соответствующей пространственной гармоники [166].

ГЛАВА 2. Определение параметров слоя рассеивающих неоднородностей, формирующих КЭ, по данным ИРНР.

2.1. Постановка задачи.

Большая часть работ по исследованию КЭ проводилась на высоких и экваториальных широтах. Однако, подобное рассеяние в средних широтах имеет ряд принципиальных отличий, связанных с геометрией эксперимента. Вследствие особенностей расположения и конструкции ИРНР [13] рассеянный сигнал обычно имеет два чётко выраженных пика в профиле средней мощности. Эти пики расположены на дальности ~ 550 и ~ 1100 км. В этих областях условие перпендикулярности магнитному полю в области Е-слоя выполняются наиболее хорошо. В настоящей главе описан метод определения параметров рассеивающих неоднородностей в рамках общепринятой модели.

Эта задача - не нова. Подобные эксперименты проводились на некоторых радарх, использующих поворотные антенны либо антенны с достаточно узкой диаграммой направленности [6, 275], или работающие в области экватора [7, 60]. Это позволяло определить расположение и форму рассеивающей области - высоту (~ 110 км), толщину (~ 10 км) и иногда позволяло различить несколько слоев [6]. Зависимость ракурсных характеристик рассеяния от угла к магнитному полю так же исследовалось и давало средние оценки около 15 дБ/град в УКВ диапазоне [275]. Проведение подобных экспериментов позволяет так же проводить проверку моделей рассеивающих неоднородностей и косвенно проверять модели поведения нейтральной атмосферы на высотах Е-слоя [60, 46], поэтому определение и исследование параметров рассеивающих неоднородностей является важной геофизической задачей.

Задача определения высоты и толщины слоя с неоднородностями является простой в случае вертикального зондирования и тонкого слоя с неоднородностями. В этом случае высота слоя с неоднородностями может быть оценена, как средняя задержка сигнала, а толщина слоя - как средний разброс задержек, на которых наблюдается рассеянный сигнал. Однако, подобная геометрия эксперимента существует только в экваториальных областях, где магнитное поле ориентировано горизонтально, и луч зрения перпендикулярный магнитному полю вследствие ракурсных свойств рассеивателей расположен вертикально, перпендикулярно слою с неоднородностями. На средних и высоких широтах луч зрения ориентирован под малым углом к слою с неоднородностями (практически вдоль него), что даёт возмож-

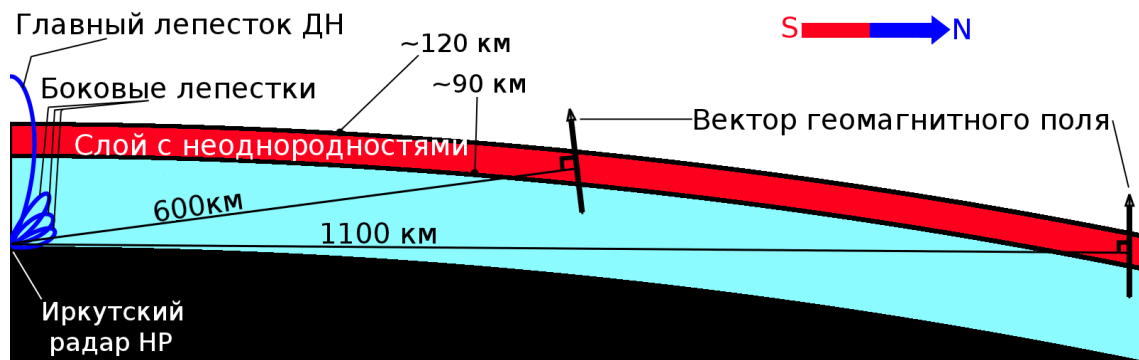


Рисунок 2.1 - Геометрия эксперимента.

ность приемлемой оценки высоты и толщины слоя только в случае достаточно узкой диаграммы направленности антенны. Как будет показано далее, в случае ИРНР, обладающего очень широкой диаграммой направленности антенны в направлениях, с которых приходит рассеянный сигнал, подобные методики неприменимы и поэтому определение параметров слоя с неоднородностями встречает существенные трудности. В частности, это не позволяет получить данные о параметрах слоя с неоднородностями без привлечения дополнительной информации, такой как модель, описывающая ракурсные характеристики рассеяния. Поэтому необходимо было получить устойчивый алгоритм определения этих характеристик слоя рассеивающих неоднородностей по форме профиля мощности с привлечением общепринятой модели, описывающей ракурсные характеристики рассеяния [276].

2.2. Постановка эксперимента.

Основным режимом работы ИРНР в экспериментах, где были зарегистрированы сигналы КЭ, являлось излучение длинного (порядка 750 мкс) и короткого (порядка 150 мкс) прямоугольных импульсов на различных частотах и регистрация квадратурных компонент сигнала для последующей вторичной обработки. Промежуток между сеансами зондирования составляет порядка 40 мс.

Геометрия эксперимента приведена на Рисунке 2.1. ИРНР - однопозиционная установка и излучает последовательность радиоимпульсов, принимая после каждого импульса рассеянный сигнал и усредняя рассеянную мощность от импульса к импульсу. Широкая диаграмма направленности позволяет анализировать рассеянный сигнал, приходящий с расстояний от 200 до 1200 км практически одновременно с хорошим временным разрешением (несколько минут) и пространственным разрешением около 15 км вдоль луча зрения, определяемым длительностью зондирующего импульса. Достаточно подробно геометрия эксперимента и параметры радара рассматривалась в работе [16].

2.3. Модель рассеянного сигнала.

Для решения поставленной задачи было проведено численное моделирование зависимости мощности сигнала рассеянного на неоднородностях, образующихся во время сильных геомагнитных возмущений в Е-слое ионосферы и вытянутых вдоль магнитного поля Земли (КЭ) от радиолокационной дальности и параметров слоя с рассеивающими неоднородностями. Используемая модель (2.1) зависимости средней мощности рассеянного сигнала от радиолокационной дальности (профиля мощности $P(R)$), учитывающая ракурсную зависимость рассеянного сигнала в экспоненциальном виде [275, 276], с точностью до постоянных множителей имеет вид:

$$P(R) = f(E) \int |u(2\frac{R-r}{c})|^2 |g(\frac{\vec{r}}{r})|^2 \exp(-\frac{(h-h_0)^2}{(\Delta h)^2}) \exp(-\left|\widehat{\vec{r}}\vec{B} - 90^\circ\right| \Delta \varphi) \frac{d\vec{r}}{r^2} \quad (2.1)$$

где $f(E)$ - зависимость от электрического поля; $u(2(R-r)/c)$ - форма излучаемого сигнала; $g(\frac{\vec{r}}{r})$ - форма диаграммы направленности (ДН) радара; h - высота в точке рассеяния; h_0 - высота слоя, Δh - толщина слоя; $\Delta \varphi$ - угловая чувствительность; \vec{B} - вектор магнитного поля; \vec{r} - радиус-вектор, проведенный из точки наблюдения к точке рассеяния, $\widehat{\vec{r}}\vec{B}$ - минимальный угол между вектором магнитного поля и лучом зрения.

Из структуры уравнения (2.1) видно, что множитель

$$\sigma(R) = f(E) \exp(-\frac{(h-h_0)^2}{(\Delta h)^2}) \exp(-\left|\widehat{\vec{r}}\vec{B} - 90^\circ\right| \Delta \varphi) \quad (2.2)$$

является сечением рассеяния неоднородностей. Причём, зависимость сечения рассеяния от направления определяется последним сомножителем. Зависимость сечения рассеяния от высоты представлена, в свою очередь, средним сомножителем. Эта зависимость определяется линейным решением дисперсионного уравнения для плазменных неустойчивостей [2, 3] и зависит от многих параметров: высотного профиля частот столкновений электронов и ионов с нейтральными частицами, гирочастот электронов и ионов, величины электрического поля, зависимости ионно-звуковой скорости от высоты. Зависимость сечения рассеяния $\sigma(R)$ от остальных фоновых ионосферных параметров вынесена в множитель $f(E)$. Среди этих фоновых ионосферных параметров - сильное электрическое поле и его градиенты, фоновая электронная концентрация и её градиенты, температуры заряженных и нейтральной компонент, и другие, неучтённые линейным решением [2, 3]. Произведение первых двух мно-

жителей в выражении для $\sigma(R)$ определяет интенсивность рассеивающих неоднородностей, а третий множитель – их ракурсные характеристики [276].

Следует отметить, что в настоящее время отсутствует нелинейная теория двухпоточковых и градиентно-дрейфовых неустойчивостей, позволяющая корректно ввести зависимость сечения рассеяния от фоновых ионосферных параметров (в нашем случае – $f(E)$). Поэтому принято использовать всевозможные эмпирические модели для учета таких зависимостей, например [277]. Используемые эмпирические зависимости и методы их получения могут быть достаточно сложными [278]. Однако, на интересующих нас частотах можно пренебречь градиентно-дрейфовыми неустойчивостями и учитывать только двухпоточковый механизм развития неустойчивостей. Наиболее проверенной многими исследователями на этих частотах зондирования [279, 16] можно считать пропорциональность логарифма рассеянной мощности электрическому полю. Таким образом, множитель $f(E)$ определяет зависимость сечения рассеяния от фоновых ионосферных параметров, но в нашем случае предполагается зависящим только от электрического поля [276].

Расчеты проводились на основе международной справочной модели магнитного поля (IGRF) и используемой нами модели ДН антенны ИРНР $g(\frac{\vec{r}}{r})$. В качестве модели рассеивающих неоднородностей был выбран гауссовый слой неоднородностей, характеризуемый высотой h_0 и толщиной Δh . Спектральная плотность неоднородностей, определяющая ракурсную зависимость мощности рассеянного сигнала от угла с магнитным полем Земли, была выбрана в виде гауссовой функции, определяющейся угловой чувствительностью $\Delta\varphi$ и углом между лучом зрения и магнитным полем Земли \vec{B} . Влияние внешнего электрического поля E на мощность сигнала было учтено, как некий масштабирующий множитель $f(E)$. Форма излучаемого сигнала $u(t)$ также учитывалась. Начало координат $\vec{r} = 0$ соответствует положению центра антенны.

На рисунке 2.2 приведены формы профилей мощности, полученных с помощью используемой модели при различных значениях $h_0, \Delta h, \Delta\varphi$. График, изображённый чёрной сплошной линией, соответствует профилю мощности при средних параметрах слоя с неоднородностями. Из рисунков видно, что профили при различных значениях параметров могут меняться существенно.

Поиск неизвестных параметров $h_0, \Delta h, \Delta\varphi$ по экспериментально измеренным профилям мощности проводился методом поиска максимума функции корреляции на сетке заранее насчитанных модельных значений профиля (2.3). Индексы mod и exp у профилей мощности обозначают профили, посчитанные по модели и полученные экспериментально соответственно. Суммирование производится по отсчётам дальности $P_i = P(R_i, h_0, \Delta h, \Delta\varphi)$.

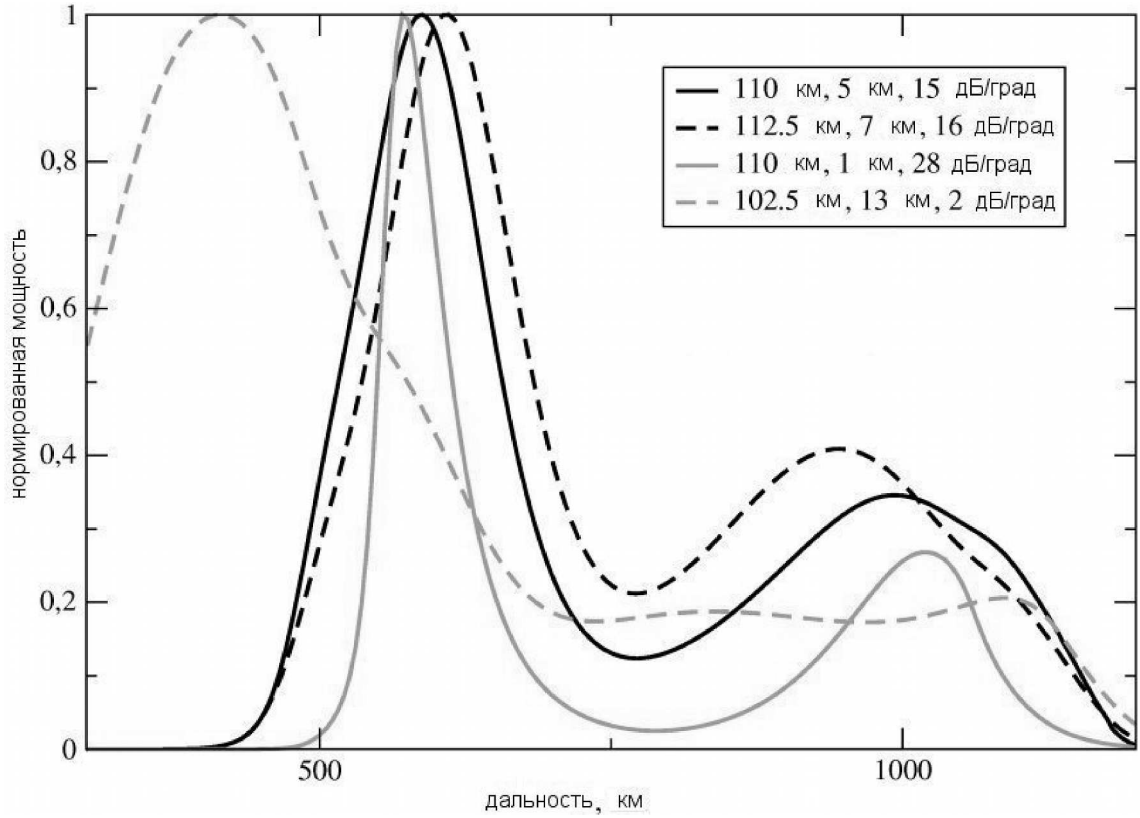


Рисунок 2.2 - Набор профилей рассчитанных по модели при различных значениях высоты слоя, толщины слоя и угловой чувствительности. Чёрной сплошной линией изображён профиль отражённый от слоя толщиной 5 км, расположенного на высоте 110 км при угловой чувствительности 15 дБ/град; чёрной штриховой линией - профиль от слоя толщиной 7 км на высоте 102,5 км при угловой чувствительности 16 дБ/град; серой сплошной линией - профиль от слоя толщиной 1 км на высоте 110 км при угловой чувствительности 28 дБ/град; серой штриховой линией - профиль отражённый от слоя толщиной 13 км на высоте 102,5 км при угловой чувствительности 2 дБ/град.

$$K(h_0, \Delta h, \Delta \varphi) = \frac{\sum_i (P_i^{exp} * (P_i^{mod} + C))}{\sqrt{\sum_i (P_i^{exp}) * \sum_i (P_i^{mod} + C)^2}} \quad (2.3)$$

Поиск постоянной составляющей C , описывающей уровень шума (ионосферного и аппаратного) производился исходя из условия максимума функционала (2.3) в виде условия

$$\frac{dK}{dC} = 0 \quad (2.4)$$

, сводящегося к линейному уравнению на C :

$$C = \frac{\sum_i P_i^{exp} * \sum_i (P_i^{mod})^2 - \sum_i (P_i^{exp} * P_i^{mod}) * \sum_i P_i^{mod}}{n * \sum_i (P_i^{exp} * P_i^{mod}) - \sum_i P_i^{mod} * \sum_i P_i^{exp}} \quad (2.5)$$

Диапазон значений высоты слоя с неоднородностями был выбран от 90 до 127.5 км, толщины - от 1 до 13 км и угловой чувствительности от 2 до 27 дБ/град. При этом были рассчитаны профили при всех значениях параметров в указанном диапазоне с шагом 2.5 км для высоты, 3 км для толщины слоя, значения угловой чувствительности рассчитаны по геометрической прогрессии с шагом 30 %.

2.4. Проверка методики.

Для проверки устойчивости решения, в том числе и при наличии шумов, было проведено тестирование методики на устойчивость на всех значениях сетки. Тестирование проводилось путём наложения на профили аддитивных шумов, соответствующих как ионосферным шумам, так и статистическим шумам, связанным с конечностью времени накопления мощности. На каждый модельный профиль накладывалось по 500 реализаций шума. В качестве меры ошибки принималось отклонение значения, полученного при обращении зашумлённого профиля, от значения исходного модельного профиля. Тестирование проводилось отдельно с тремя видами шума:

1. Шум с постоянной средней амплитудой, соответствующий ионосферному шуму. В этом случае амплитуда шума составляла 2% от максимума профиля мощности.
2. Шум с амплитудой, пропорциональной мощности сигнала, соответствующий статистическим шумам. Амплитуда шума - 4% от текущего значения профиля мощности.
3. Низкочастотный шум, соответствующий шумам, вносимым приемной аппаратурой. Амплитуда шума - 2%.

На рисунке 2.3 приведены графики распределения ошибок расчётов при проведении тестирования. Графики построены по всем значениям, полученным при тестировании, что составило порядка 10^6 значений. Серой сплошной линией на графиках отображено распределение ошибок при наложении низкочастотного шума, черной - обращений с ионосферным шумом и серой пунктирной - статистический шум накопления. На левом верхнем графике изображены ошибки при расчёте высоты слоя, на правом верхнем - ошибки при расчёте его толщины и на нижнем графике - ошибки в определении угловой чувствительности. По оси ординат отложено количество полученных отклонений, нормированное на максимальное значение. Из графиков видно, что наиболее устойчивыми параметрами являются высота слоя с неоднородностями, а также его толщина. В определении угловой чувствительности методика проявляет наименьшую стабильность при таком тестировании, но, несмотря на это, даёт

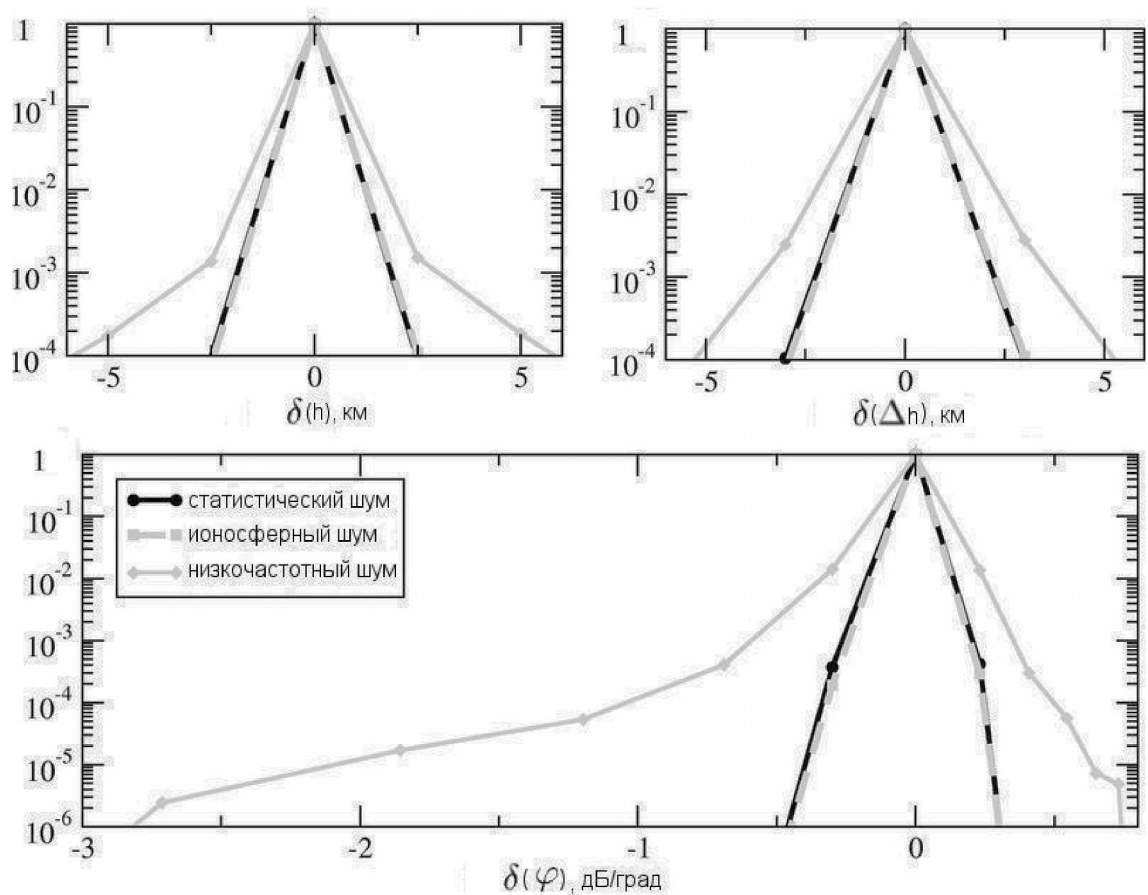


Рисунок 2.3 - Распределение ошибок обрабатываемых величин при тестировании методики на наборе модельных профилей. Серой сплошной линией на графиках отображено распределение ошибок при наложении низкочастотного шума с амплитудой 2%, чёрной - обращений с ионосферным шумом с амплитудой 2% и серой пунктирной - статистический шум накопления с амплитудой 4%. На левом верхнем графике изображены ошибки при обращении высоты слоя (шаг по высоте - 2.5 км), на правом верхнем - ошибки при обращении его толщины (шаг по толщине - 3 км) и на нижнем графике - ошибки в определении угловой чувствительности (шаг - 30 %).

удовлетворительную точность (обращения с ошибками более одного шага сетки не превышают 2% от общего числа испытаний). Наименьшую стабильность методика показала при наложении низкочастотных шумов.

Кроме проверки изложенной методики на устойчивость и точность обращения модельных профилей мощности в присутствии искусственного шума, проводилась аналогичная проверка на устойчивость и точность обращения на профилях мощности сигналов КЭ, полученных экспериментально на ИРНР при наложении искусственных шумов. При этом точность обращения определялась как мера отличия полученных параметров из искусственно-зашумленных экспериментальных профилей от параметров, полученных при инверсии экспериментальных профилей без дополнительного искусственного зашумления. В ходе тестирования использовались аналогичные виды шумов. Картина, полученная в результате, несколько отличалась от полученной в модельном случае (Рисунок 2.4, 2.5). Наиболее стабильными

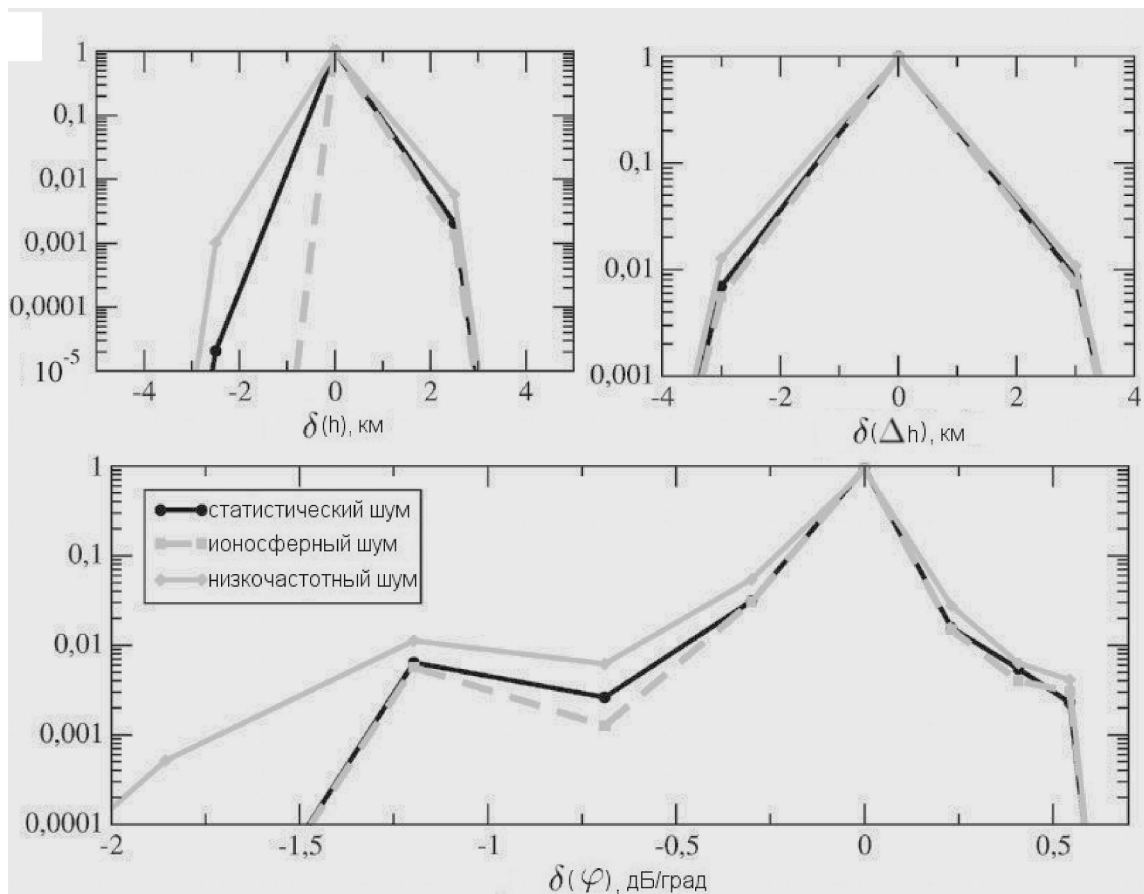


Рисунок 2.4 - Распределение ошибок обрацаемых величин при тестировании методики на экспериментальных данных эксперимента 25.09.1998. Серой сплошной линией на графиках отображено распределение ошибок при наложении низкочастотного шума с амплитудой 2%, чёрной - обращений с ионосферным шумом с амплитудой 2% и серой пунктирной - статистический шум накопления с амплитудой 4%. На левом верхнем графике изображены ошибки при обращении высоты слоя (шаг по высоте - 2,5 км), на правом верхнем - ошибки при обращении его толщины (шаг по толщине - 3 км) и на нижнем графике - ошибки в определении угловой чувствительности (шаг - 30 %).

из обрацаемых параметров при таком тестировании, как и в предыдущем случае, оказались высота слоя и его ширина. Менее стабильной показала себя угловая чувствительность, которая в ряде случаев определялась с неудовлетворительной точностью. В отличие от тестирования на сетке, тестирование на экспериментальных данных дало распределение ошибок, которое в значительной степени несимметрично, а так же не всегда отвечает нашему критерию устойчивости. Такой эффект можно объяснить тем, что наблюдаемый экспериментально сигнал не всегда можно было характеризовать как КЭ, либо условия эксперимента существенно отличаются от модельных. Несмотря на это, количество ошибочно определяемых параметров (выходящих за пределы погрешности модели) достаточно мало, что позволяет предположить адекватность модели экспериментальным данным.

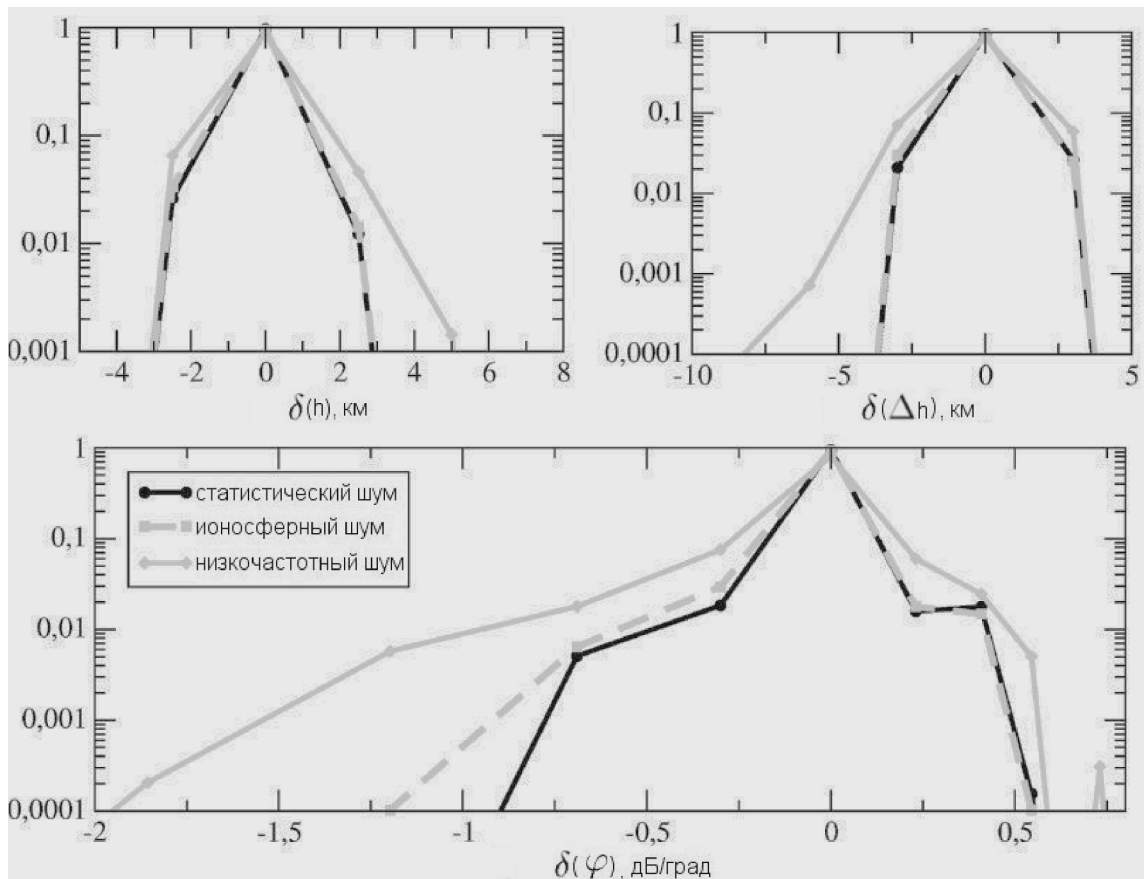


Рисунок 2.5 - Распределение ошибок обращаемых величин при тестировании методики на экспериментальных данных эксперимента 16.07.2000. Серой сплошной линией на графиках отображено распределение ошибок при наложении низкочастотного шума с амплитудой 2%, чёрной - обращений с ионосферным шумом с амплитудой 2% и серой пунктирной - статистический шум накопления с амплитудой 4%. На левом верхнем графике изображены ошибки при обращении высоты слоя (шаг по высоте - 2.5 км), на правом верхнем - ошибки при обращении его толщины (шаг по толщине - 3 км) и на нижнем графике - ошибки в определении угловой чувствительности (шаг - 30 %).

Статистические параметры распределений величин, полученных при тестировании методики, сведены в таблицу 2.1. В таблице приведены данные для всех использованных видов тестирования.

2.5. Влияние градиента электрического поля.

Одним из наиболее существенных отличий модельной ситуации от реального эксперимента является присутствие существенных градиентов электрического поля в исследуемой области, которое в модельных расчётах мы полагаем однородным. Как показало моделирование (Таблица 2.2), учёт градиента электрического поля оказывает сильное влияние на результаты тестирования методики обращения. Поскольку электрическое поле входит в профиль мощности мультипликативным множителем, то в первом приближении наличие градиентов электрического поля можно ввести умножением профиля мощности на линейную функцию

Таблица 2.1 Среднеквадратичное отклонение обращаемых величин (высоты H , толщины слоя ΔH и угловой чувствительности $\Delta\varphi$), полученное при тестировании методики на устойчивость к шумам.

	ионосферный шум			низкочастотный шум		
	H (км)	ΔH (км)	$\Delta\varphi$ (%)	H (км)	ΔH (км)	$\Delta\varphi$ (%)
тестировании на сетке	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$4.1 \cdot 10^{-2}$	0.66	$3.3 \cdot 10^{-2}$	$4.2 \cdot 10^{-2}$	1.87
тестирование на экспери- ментальных данных	0.54	0.7	10.96	0.55	0.7	11.59

Таблица 2.2 Параметры распределений ошибок обращаемых величин, полученные при тестировании методики на устойчивость к линейным градиентам. Здесь μ, σ математическое ожидание и средний разброс ошибки обращаемых параметров при тестировании. Виды искажений: $\nabla_E = 2 \cdot 10^{-4}$ - абсолютные ошибки при наложении градиента электрического поля с показателем $2 \cdot 10^{-4} km^{-1}$, $\nabla_E = 4 \cdot 10^{-3}$ - абсолютные ошибки при наложении градиента электрического поля с показателем $4 \cdot 10^{-3} km^{-1}$.

Вид искажений	H (км)		ΔH (км)		$\Delta\varphi$ (%)	
	μ	σ	μ	σ	μ	σ
$\nabla_E = 2 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$1.18 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	0.48	3.9
$\nabla_E = 4 \cdot 10^{-3}$	2.49	2.1	0.76	2.2	24.4	46.2

со слабым наклоном, неотрицательную в диапазоне интересующих нас значений радиолокационной дальности. Поэтому, моделирование проводилось путём наложения на профили линейных градиентов и обращения полученных профилей с добавлением шума. Результаты тестирования показали, что присутствие линейного градиента электрического поля приводит к значительному увеличению дисперсии обращаемой величины, и при значении градиента электрического поля $\alpha = 4 \cdot 10^{-3} km^{-1}$ в заданный интервал точности ($\pm 2.5 km$) укладывается ~ 70 % значений. Граничное значение градиента, выше которого методику можно считать неустойчивой, составляет $\sim 2 \cdot 10^{-4} km^{-1}$. Кроме того, влияние градиента проявляется в систематическом завышении определяемой высоты слоя (Рисунок 2.6). На рисунке 2.7 приведена зависимость математического ожидания обращенной высоты от значения градиента. Из рисунка видно, что между этими величинами существует ярко выраженная линейная зависимость. Наклон регрессионной линии составляет $\sim 655.1 \frac{km}{(km^{-1})}$. Это означает, что при характерных масштабах изменений электрического поля 655 км в определении высоты возникает ошибка ~ 1 км.

Принимая во внимание, что вследствие пространственного разрешения ИРНР нет возможности точной калибровки профиля по дальности, методика не может абсолютно точно определять значения параметров, но допускает исследование их динамики. Поэтому, можно

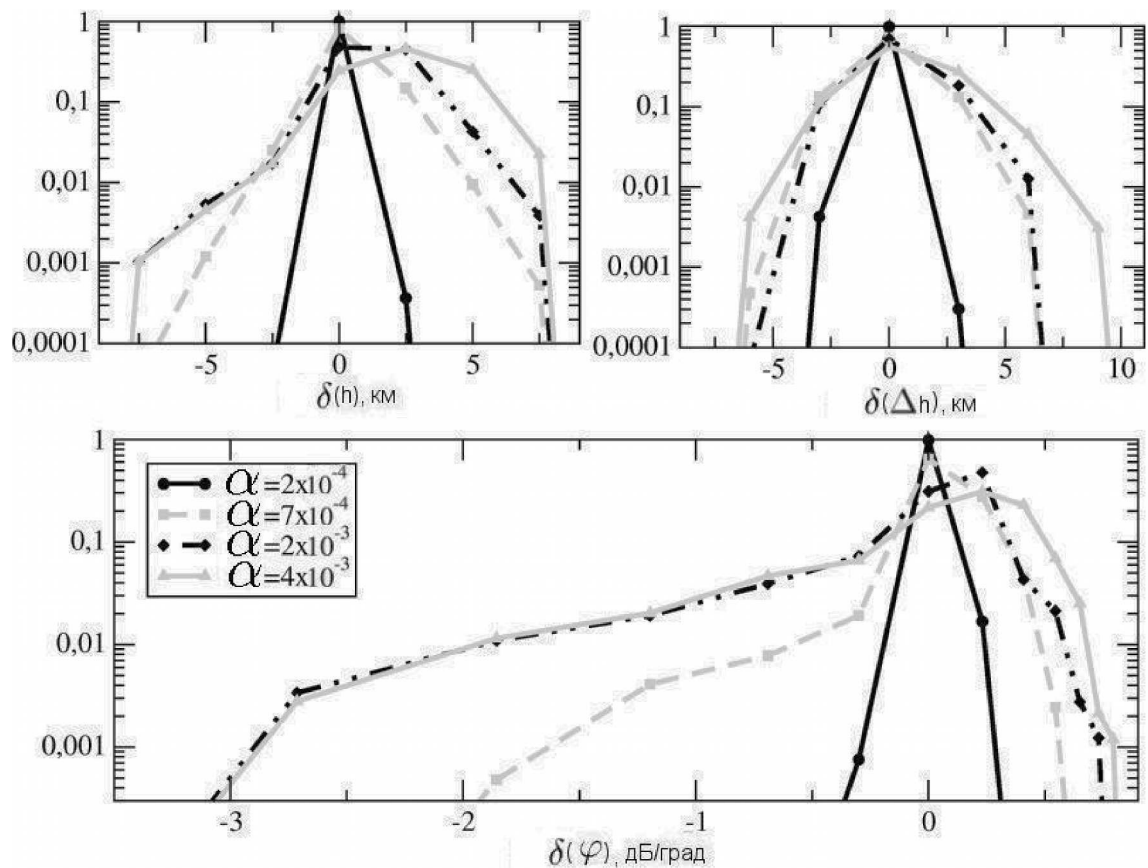


Рисунок 2.6 - Распределение ошибок обрачаемых величин при тестировании методики с наложением линейных градиентов электрического поля. Различным линиям на графиках соответствуют распределения при наложении градиентов с различными амплитудами. На левом верхнем графике изображены ошибки при обращении высоты слоя, на правом верхнем - ошибки при обращении его толщины и на нижнем графике - ошибки в определении угловой чувствительности.

предположить, что наибольший вклад в ошибку определения параметров вносят не абсолютные величины градиентов, а их разброс в течение одного эксперимента.

Действительно, как показало моделирование, оба эти эффекта (как увеличение дисперсии, так и появление систематической ошибки) могут быть в значительной мере сглажены, если рассмотреть влияние не самого градиента, а изменения градиентов от профиля к профилю на точность определения параметров. На рисунке 2.8 показано распределение разности величин, полученных при обращении двух профилей с показателями градиента разнесёнными на $\sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ km}^{-1}$. Из рисунка видно, что свойства обращения в значительной мере улучшаются по сравнению с учётом просто градиента, даже при больших абсолютных значениях альфа. Таким образом, если учитывать, что мы не можем обеспечить калибровку дальности профиля с необходимой точностью (порядка 10 км) для проанализированных экспериментов, то на относительные измерения параметров профиля (их временную динамику) влияние градиентов электрического поля становится достаточно слабым, если считать градиент почти постоянным в течение эксперимента.

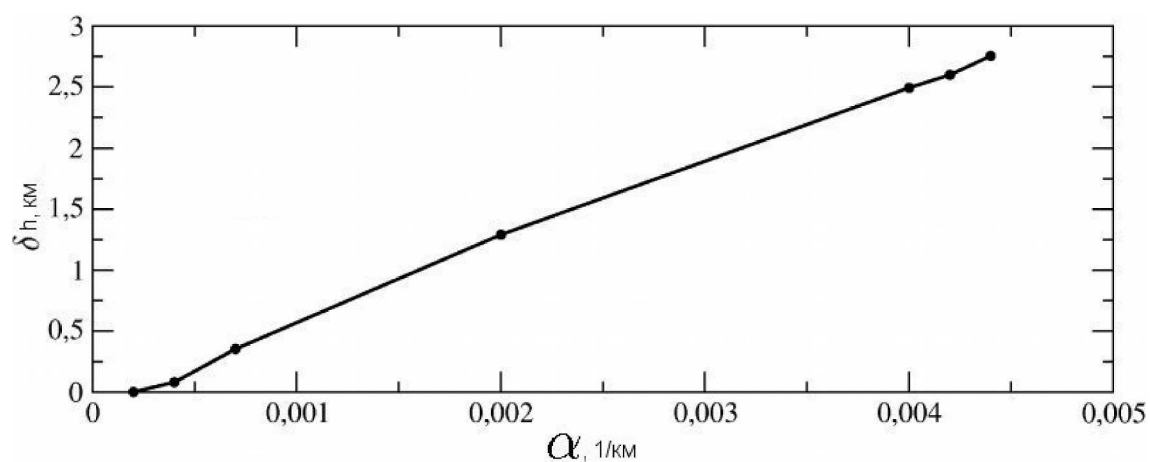


Рисунок 2.7 - Зависимость математического ожидания обращаемой высоты от значения градиента электрического поля.

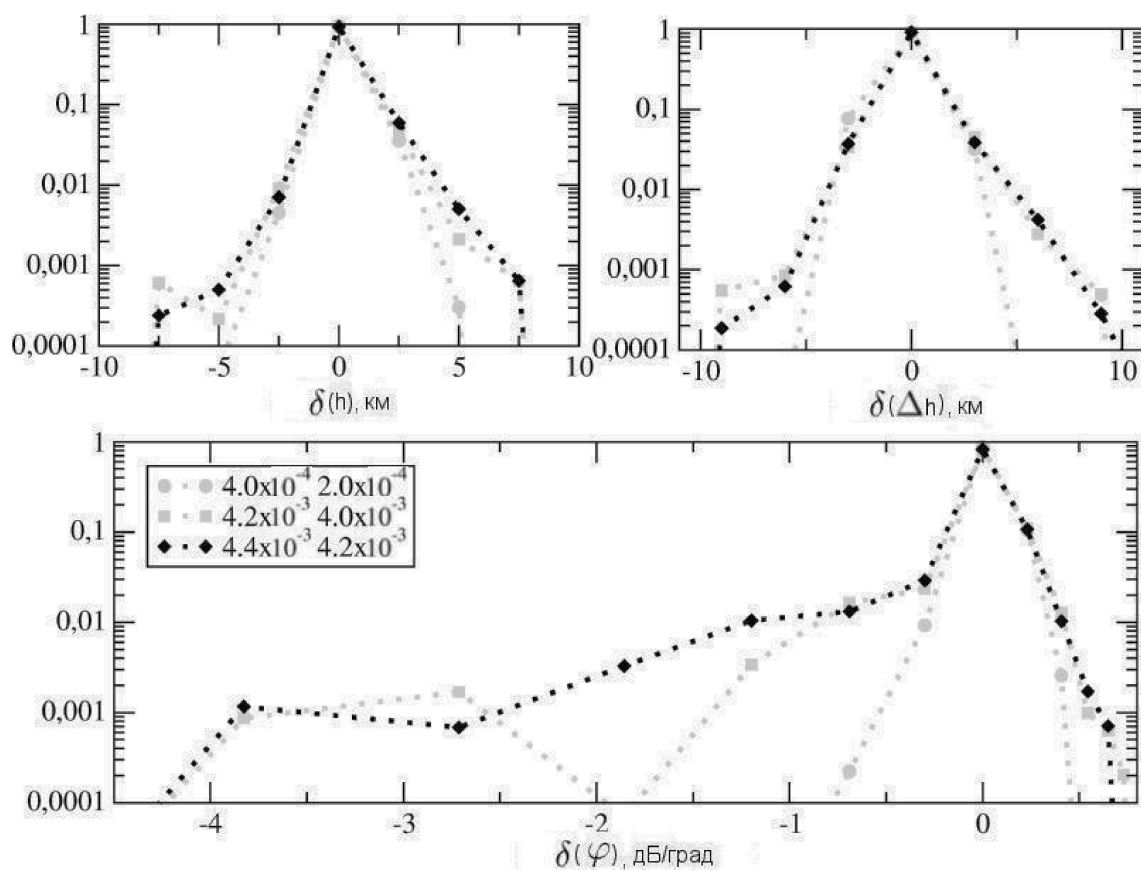


Рисунок 2.8 - Распределение разности величин, полученных при обращении двух профилей с показателями градиента разнесёнными на 2×10^{-4} 1/км.

Таблица 2.3 Характерные изменения, связанные с вариациями геомагнитного поля.

дальность	смещение высоты максимума интенсивности (км)	увеличение мощности
450 км	-1,2	1,74
550 км	-2,2	1,39
650 км	-1,8	1,52

2.6. Влияние возмущений геомагнитного поля.

Так как мощность рассеянного сигнала сильно зависит от угла между лучом зрения и направлением магнитного поля Земли, можно ожидать значительных изменений определяемых параметров при вариациях геомагнитного поля.

На рисунке 2.9 изображена область на диаграмме высота-дальность-мощность, в которой ракурсные условия рассеяния выполняются наиболее хорошо. Вверху (а) приведена диаграмма без учёта возмущения магнитного поля Земли, внизу - диаграмма полученная с учётом возмущения магнитного поля. Возмущение магнитного поля принималось однородным по всей области интегрирования. Диаграмма получена путём интегрирования используемой модели по азимуту на фиксированной высоте и дальности. При интегрировании учитывалась ракурсная чувствительность и диаграмма направленности радара но не учитывался высотный профиль мощности рассеяния. Из рисунка видно, что эта область образует ярко выраженный трек, который восходит по высоте при увеличении дальности от 450 до 700 км. Также на рисунке можно проследить эффект смещения трека вниз при наложении возмущения. Анализ данных показал, что присутствие возмущения магнитного поля Земли приводит к смещениям трека в среднем на 1,5-2 км и изменению интенсивности до 1,5 раз в зависимости от дальности. Влияние учета типичного возмущения на расчеты приведены в таблице 2.3.

2.7. Физические механизмы формирования слоя.

Известно из существующих моделей неустойчивостей [27], что скорость дрейфа V_d и инкремент неоднородностей γ определяются выражениями:

$$V_d = \frac{\nu_i}{\Omega_i} \frac{E_p}{1 + \Psi} \quad (2.6)$$

$$\gamma \simeq \frac{1}{1 + \Psi} \left\{ \frac{\Psi}{\nu_i} \left[\left(\frac{k V_d}{1 + \Psi} \right)^2 - k^2 C_S^2 \right] + \frac{\nu_i}{\Omega_i} \frac{\vec{k} \nabla \ln n_0}{k^2} \omega \right\} - 2\alpha N_0 \quad (2.7)$$

где $\Psi = \nu_e \nu_i / \Omega_e \Omega_i$, ν_α и $\Omega_\alpha = eB/m_\alpha$ - частота столкновений с нейтралами и гирочастота соответственно для частиц сорта α , индексы e и i соответствуют электронам и ионам, а заряд ионов полагается единичным. Если пренебречь членом, определяющим процесс химической рекомбинации $2\alpha N_0$, а так же рассматривать случай только двухпотоковой неустойчивости, когда член $\frac{\nu_i \omega}{\Omega_i k^2} \vec{k} \nabla (\ln n_0)$ пренебрежимо мал, то в приближении сильных электрических по-

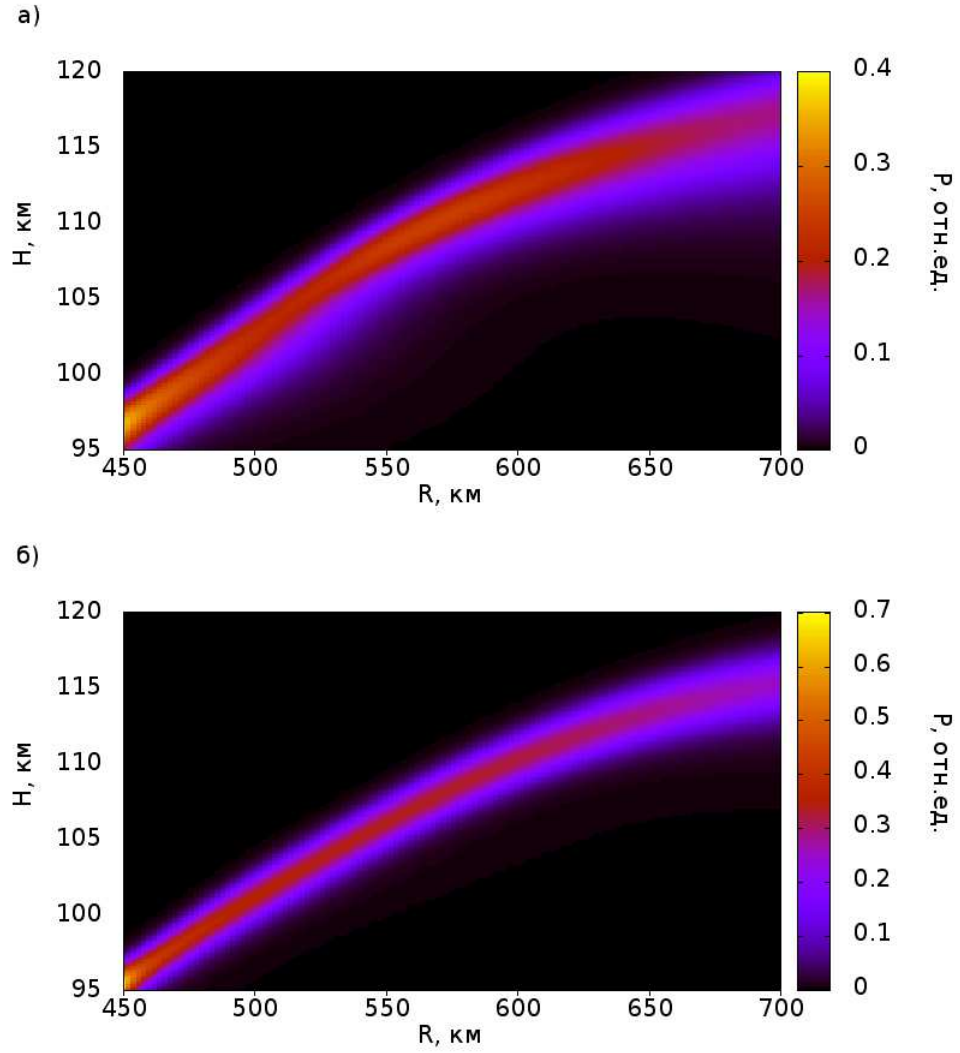


Рисунок 2.9 - Область на диаграмме высота-дальность-мощность, в которой ракурсные условия рассеяния выполняются наиболее хорошо. Вверху (а) приведена диаграмма без учёта возмущения магнитного поля Земли, внизу - диаграмма полученная с учётом однородного возмущения магнитного поля.

лей ($V_d \gg C_S$) выражение 2.7 примет вид:

$$\gamma \simeq \frac{\Psi \nu_i}{(1 + \Psi)^5} \left(\frac{k E_p}{\Omega_i} \right)^2 \quad (2.8)$$

Для вычисления частот столкновений можно использовать приближенные выражения [60] :

$$\nu_e = (5.4 * 10^{-9}) N_n T_e^{1/2} \quad (2.9)$$

$$\nu_i = (2.6 * 10^{-9}) N_n A_n^{-1/2} \quad (2.10)$$

где N_n - концентрация нейтральных частиц, A_n - средняя молекулярная масса и T_e - температура электронов. Расчеты показали значения $\nu_e \sim 10^5$, $\nu_i \sim 10^3$, $\Omega_e \sim 10^7$ и $\Omega_i \sim 10^2$.

Таблица 2.4 Характерные изменения, связанные с вариациями параметров среды.

Изменение параметров	Изменение высоты (км)
Увеличение T_e в два раза	1-1.5
Увеличение N_n в два раза	4-5
Уменьшение Ω_i в два раза	2-2.5
Наличие $\nabla \vec{E} = 3 * 10^{-3}$	2-2.5

Учитывая, что температуры и атомный состав в интересующем нас диапазоне высот меняются незначительно, частоты столкновений электронов и ионов с нейтралами практически можно считать пропорциональными ($\nu_e \propto \nu_i$) и следовательно $\nu_i \propto \Psi^{1/2}$.

Найдём высоту, на которой инкремент неустойчивостей достигает своего максимума и, как следствие, процесс генерации неоднородностей идёт наиболее интенсивно, убывая при удалении от этой высоты. Эту высоту можно найти из условия:

$$d\gamma/d\Psi = 0 \quad (2.11)$$

приводящему к условию высоты максимума слоя с неоднородностями $\Psi = 3/7$.

Градиентные неустойчивости не были рассмотрены, так как определяющий их член убывает, как $1/k^2$, и в случае ультракоротких длин волн может быть отброшен. Полученное условие близко по порядку к обычно используемому условию $\Psi = 1$ [27], отличие в значении связано с тем, что поиск высоты наиболее интенсивной генерации производился исходя из условия максимума инкремента, а не максимума скорости дрейфа.

Моделирование высоты максимума слоя, проведённое с учётом приведённых условий 2.6-2.11 и моделей MSIS и IGRF, показало, что характерной для обоих экспериментов будет являться высота порядка 106-109 км. Как показал анализ, изменение значений высотных профилей параметров среды (электронная температура, нейтральная концентрация, гиро-частота ионов) в разы может приводить к существенному изменению в расчетах высоты максимума слоя с неоднородностями (порядка 8-9 км). Характерные изменения, связанные с вариациями параметров среды приведены в таблице 2.4.

2.8. Обсуждение полученных результатов.

В ходе работы были обработаны данные, полученные на ИРНР во время магнитных бурь 25-26.09.1998, 15-16.07.2000 и 08.06.2015 годов. На рисунке 2.10 показан временной ход профилей мощности полученных на радаре. Данные последнего эксперимента (рисунок 3в) явились примером ограничения применимости методики определения параметров слоя рассеивающих неоднородностей. В этом эксперименте были получены неполные профили, и

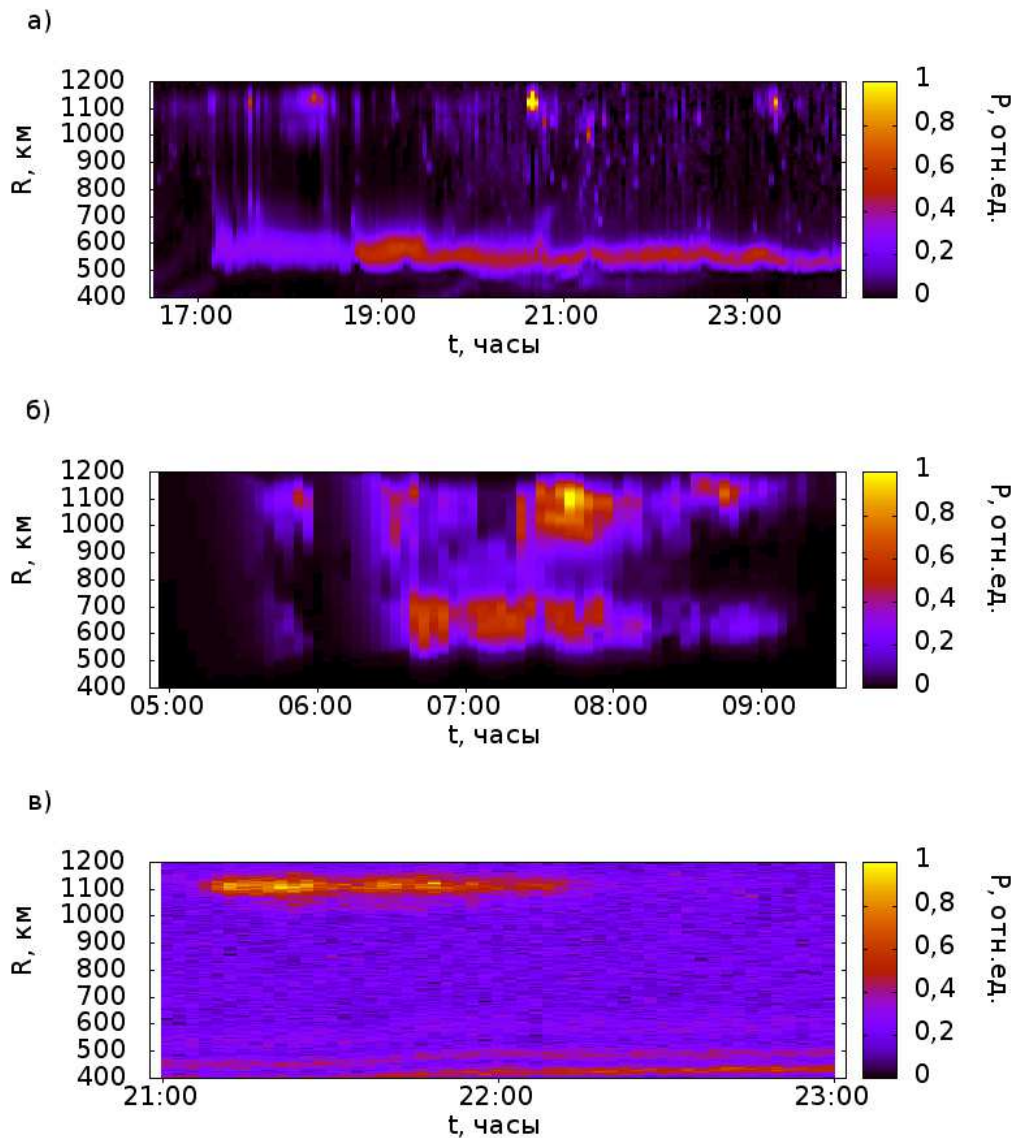


Рисунок 2.10 - Временной ход профилей мощности полученных на радаре во время экспериментов по наблюдению КЭ 98-го, 2000-го и 2015-го годов.

сигнал был сосредоточен в узкой области около дальности ~ 1150 км. Такой эффект может быть связан с частичным перекрытием полярного овала и зоны обзора радара.

Сигнал КЭ из этой области в нашем случае приходит с малых углов над горизонтом. При таком распространении УКВ сигнала становится существенной тропосферная рефракция [280]. Это приводит к смещению радиолокационной дальности наблюдаемой точки, смещению областей наилучшей ракурсности и, как результат, к значительному искажению формы профиля. Кроме того, положение и форма южной границы области генерации неоднородностей является неопределённой, а эта информация становится критичной, когда протяжённость профиля мощности сигнала КЭ сокращается до 50-100 км. Результатом искажений связанных с этими факторами являются, например, стабильно высокие значения (около нескольких десятков дБ/град) угловой чувствительности.

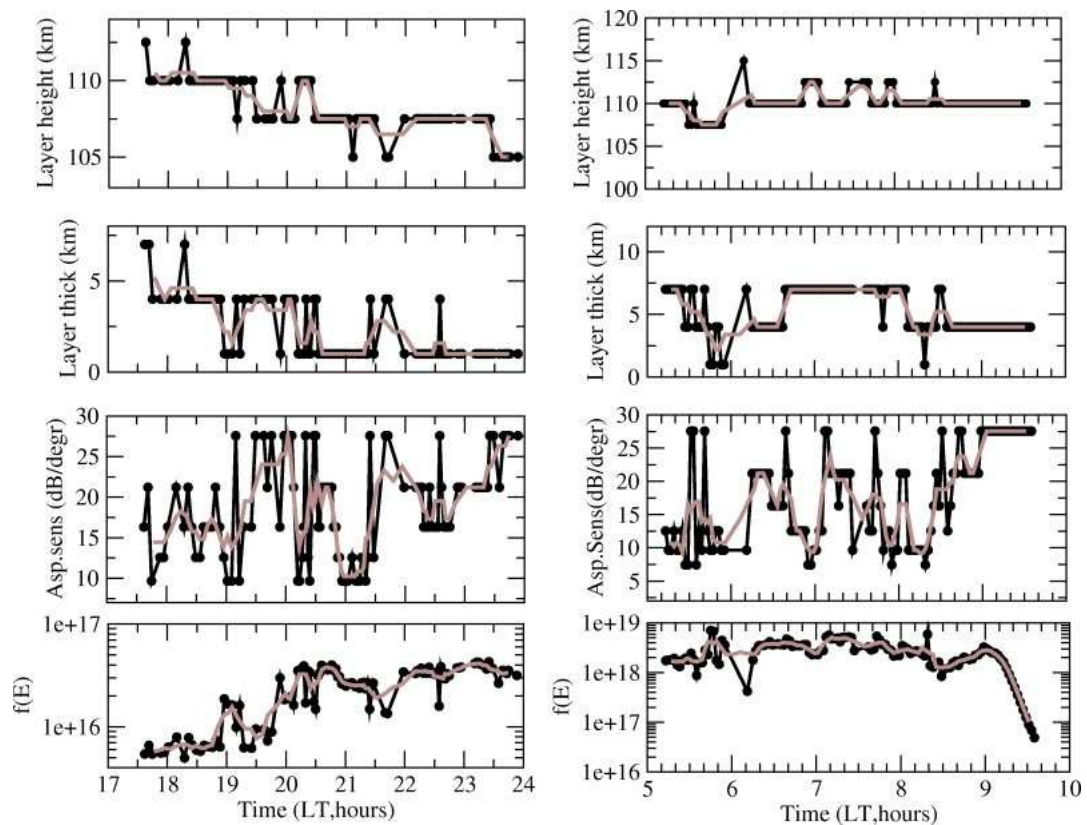


Рисунок 2.11 - Результаты обработки экспериментальных данных за 25.09.1998 (слева) и 16.07.2000 (справа). Вверху представлены графики высоты слоя с неоднородностями, под ними - толщины слоя, далее - временного хода угловой чувствительности, на нижних графиках представлен временной ход множителя, определяемого величиной электрического поля.

Обработка данных 98-го и 2000-го годов выявила хорошее качественное согласование модели с экспериментальными данными. Более половины экспериментальных профилей совпадает с моделью с коэффициентом корреляции, превышающим 0,98. В 90% случаев наблюдения КЭ коэффициент корреляции был не ниже 0,94. На рисунке 2.11 приведены графики хода во времени обращенных при помощи описываемой методики параметров. Вверху представлены графики временного хода множителя, определяемого величиной электрического поля, под ними - высоты слоя с неоднородностями, далее - толщины слоя, на нижних графиках представлен временной ход угловой чувствительности. Слева приведены данные обработки эксперимента 25-26.09.1998, справа - 15-16.07.2000. Из графиков видно, что временной ход параметров слоя с неоднородностями (особенно высоты и толщины слоя) обладает хорошей преемственностью во времени и объясняет ряд особенностей временного хода накопленной мощности, что позволяет предположить корректность модели для описания экспериментальных данных.

Наблюдаемые быстрые вариации угловой чувствительности от времени должны быть исследованы более детально, поскольку могут быть как увеличенной дисперсией ошибки,

так и динамическими вариациями параметров. В частности, такое поведение может быть вызвано следующими причинами:

1. Недостаточное временное разрешение экспериментальных данных (временное разрешение составляет ~ 4 минуты), вследствие чего высокочастотная динамика изменения параметров приобретает шумоподобный вид.
2. Широтное изменение параметров модели (в основном градиентов электрического поля), эффекты которого в модели не учитываются и могут приводить, к увеличению ошибок определения угловой чувствительности.
3. Недостаточная точность модели диаграммы направленности радара на нижних лепестках (используемая модель не проходила калибровки в области нижних боковых лепестков, влияющих на форму профиля мощности), изменяющий саму модель и приводящий к дополнительным ошибкам в определении параметров.
4. Азимутальная ракурсная чувствительность неоднородностей (используемая модель рассеянного сигнала изотропна в плоскости перпендикулярной магнитному полю, так как направление электрического поля нам известно только качественно), наличие которой может изменить саму модель и привести к дополнительным ошибкам.

Как показало моделирование, проведенное с учётом модели неустойчивостей и моделей MSIS и IGRF, характерной для обоих экспериментов будет являться высота порядка 106-109 км, в то время как экспериментально наблюдаются высоты 105-115 км. В рамках общепринятых моделей это может быть объяснено, например, увеличением нейтральной концентрации примерно на порядок-полтора по сравнению с предсказываемой моделью MSIS концентрацией или совместным действием многих факторов - увеличением температуры электронов, увеличением нейтральной концентрации, присутствием градиентов электрического поля. Очевидно также, что это не единственное возможное объяснение наблюдаемых отличий в высотах, необходимо также учитывать, что методика определения высоты максимума может иметь постоянную ошибку, связанную с наличием значительных широтных градиентов электрического поля, которые обсуждались ранее и относительный вклад которых также должен быть учтён при последующем анализе.

Кроме того, для изучения магнитосферной конвекции в периоды магнитных бурь был проведён объединённый анализ данных радаров сети SuperDARN и IPHP [281]. Анализ данных бури 1998-го года выявил хорошее качественное согласие измерений. Анализ показал, что в результате отсутствия данных конвекции в нашем регионе сеть SuperDARN может

занижать оценки скачка потенциала через полярную шапку на 10-15%, и давать неверные оценки положения границы нулевого потенциала. Оценки возмущений параметров полярной шапки, полученные на радаре Wallops (Верджиния, США) [282], показывают схожую картину (таблица 2.5).

Таблица 2.5 Сравнение оценок параметров полярной шапки радара Wallops (Верджиния, США) и оценок, полученных при объединённом анализе SuperDARN-ИРНР.

	Радар Wallops (Верджиния, США)	ИРНР
Скачок потенциала через полярную шапку	25%	10-15%
Смещение границы нулевого потенциала	к экватору	к экватору

2.9. Выводы.

Представленная в главе методика определения параметров слоя рассеивающих неоднородностей, формирующих КЭ, обладает необходимой точностью для исследования неоднородностей Е-слоя ионосферы, а именно: разрешение по высоте 2.5 километра; по толщине слоя - 3 километра; по угловой чувствительности неоднородностей - около 30% от определяемого значения. Обработка данных экспериментов 25-26.09.1998 и 15-16.07.2000 показала хорошее соответствие получаемых результатов с данными остальных исследователей - средняя высота слоя порядка 105-115км, средняя толщина слоя 5 км, средняя угловая чувствительность - около 15 дБ/градус [275].

Полученная методика обращения профилей мощности КЭ позволяет проводить измерения параметров слоя неоднородностей, формирующих КЭ, которые, в свою очередь, помогут проверить существующие модели формирования среднеширотного КЭ и косвенно исследовать поведение параметров нейтральной атмосферы на высотах Е-слоя.

ГЛАВА 3. Методика обработки сигналов КЭ в приближении малого числа точечных рассеивателей.

3.1. Постановка задачи.

Традиционно, при исследованиях ионосферной плазмы изучаются лишь среднеквадратичные характеристики рассеянного сигнала, такие как спектральная мощность и высотный профиль мощности, полученные усреднением по достаточно большому количеству реализаций (сеансов зондирования). Работы, посвященные исследованию отдельных реализаций сигнала, появились только в последнее время [166], и общепринятая модель таких сигналов, годная для практического использования в задачах интерпретации сигналов КЭ, пока отсутствует.

Целью работы, описанной в данной главе, являлось исследование структуры отдельных реализаций сигналов КЭ и выявление особенностей сигнала, позволяющих определять наличие когерентных радиоотражений, а так же улучшить методы обработки таких сигналов.

Изложенный в главе анализ основан на исследовании данных по наблюдению КЭ, полученных на ИРНР во время большой геомагнитной бури 25-26/09/1998. Объем выборки с данными составлял около 35000 реализаций. Данные получены в время экспериментов, схема которых описана в главе 2.

3.2. Модель принятого сигнала и методика обработки.

В результате проведения анализа не усреднённых реализаций сигналов КЭ (Рисунок 3.1) было установлено, что в реализациях профиля мощности часто наблюдаются ярко выраженные импульсные сигналы с формой, близкой к прямоугольной: относительно резкими фронтами, модуляцией амплитуды, не превышающей уровня шума, и с длительностью, сопоставимой с длиной импульса зондирования. Предварительный анализ принятых сигналов также показал, что эти импульсы в основном локализованы в областях, где когерентное рассеяние идёт наиболее интенсивно [283]. Высокая интенсивность рассеяния в этих областях, согласно представленной во второй главе модели усреднённого профиля мощности сигналов КЭ для ИРНР [276], вызвана наилучшим ракурсом рассеяния и диаграммой направленности антенны.

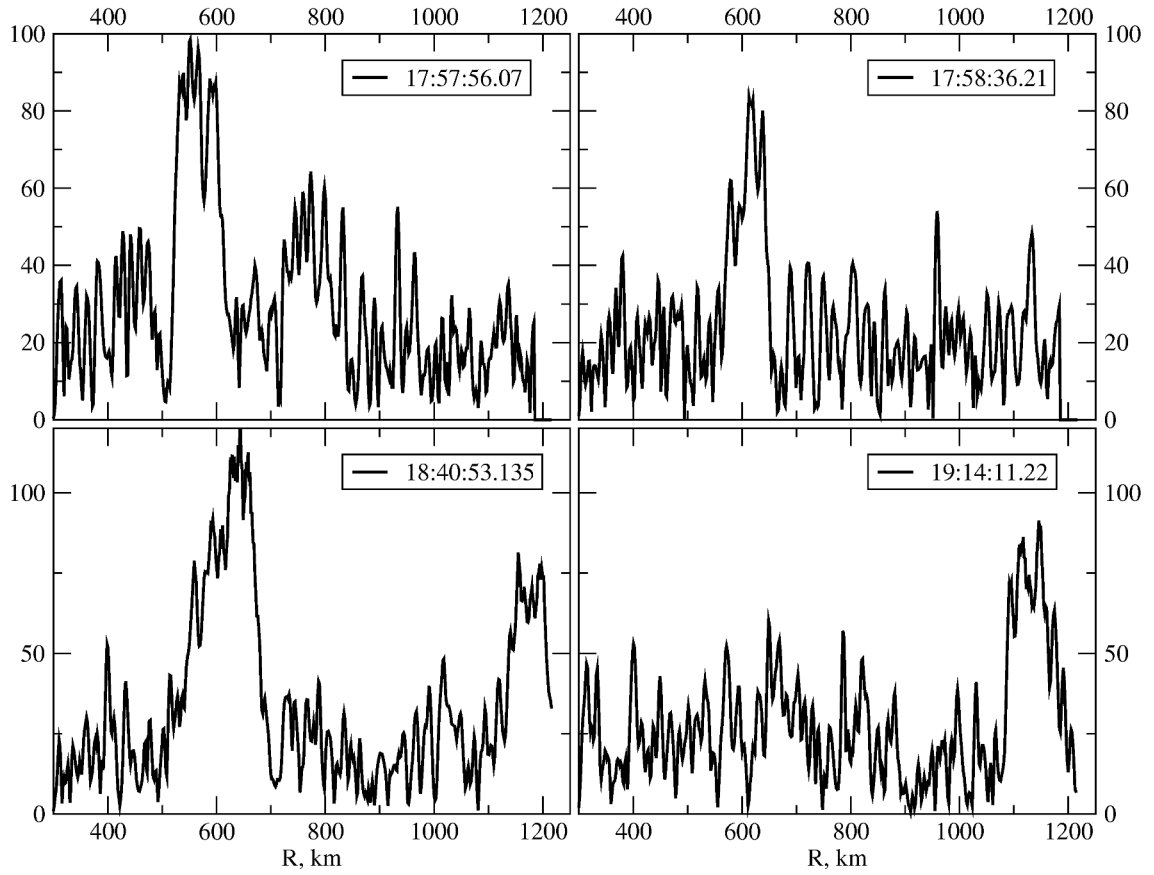


Рисунок 3.1 - Появление отдельных ярко выраженных импульсов длительностью порядка длительности импульса зондирования в модуле реализаций сигналов КЭ.

Все вышесказанное позволяет предположить, что сигнал когерентного рассеяния часто можно приближенно считать состоящим из аддитивных шумов, обусловленных различными шумами: аппаратными, квантования, ионосферными и т.д., а также малого набора отдельных импульсов, которые с точностью до доплеровского сдвига частоты повторяют излученный сигнал.

Проверка предложенной эмпирической модели реализаций сигналов КЭ проводилась следующим образом [283]:

Сначала в данных выделялись отрезки ($\sim 550 \pm 100$ км и $\sim 1050 \pm 100$ км), по которым производилась проверка модели. Выбор этих отрезков обусловлен положением двух максимумов в накопленном профиле мощности, о которых говорилось ранее. Для каждого диапазона значений дальности строилась последовательность преобразований Фурье с шагом по дальности ~ 7 км, величиной окна $o(r)$ примерно равной длине импульса зондирования R_0 и спектральным разрешением ~ 1.3 кГц (3.1, 3.2).

$$\varphi(R, \omega) = \sum_{j=1}^N U(r_j) \exp \{-i\omega(r_j - R)\} o(r_j - R) \quad (3.1)$$

$$o(x) = \begin{cases} 1, & 0 \leq x \leq R_0 \\ 0, & x \leq 0; x \geq R_0 \end{cases} \quad (3.2)$$

здесь R и r - радиолокационная дальность; ω - частота; $U(r_j)$ - отсчёты принятого сигнала; значения r_0 и r_N определяют границы наиболее интенсивного когерентного рассеяния (максимумы в районе 550 и 1050 км, о которых говорилось ранее).

После этого в каждом спектре находилась максимальная амплитуда и нормировалась на корень из полной энергии спектра:

$$\overline{|\varphi(R)|^2} = \sum_{j=-N/2}^{N/2} |\varphi(R, \omega_j)|^2 \quad (3.3)$$

$$K(R) = \alpha * \frac{|\varphi(R, \omega_{max})|}{\sqrt{\overline{|\varphi(R)|^2}}} \quad (3.4)$$

здесь $\omega_{N/2} = \Delta\omega$ - это полуширина спектра, а ω_{max} - частота, которой соответствует максимальная амплитуда.

Если учесть, что полная энергия спектра пропорциональна полной энергии исходной функции, то полученная в уравнении (3.4) величина с точностью до нормировочного множителя α , который определяется нормой базисной функции $\exp\{-i\omega r\}$, равна коэффициенту корреляции исходной функции с единичной гармоникой, т.е. определяет вклад гармоники в энергию функции. Фактически весь алгоритм обработки сводится к построению функции неопределённости сигнала с заменой автокорреляции на корреляцию принятого сигнала с модельным, и последующим анализом максимумов полученной функции двух переменных. Модельный сигнал представлял собой прямоугольный импульс равный по длине импульсу зондирования, заполненный гармонической функцией с произвольной частотой.

Далее из условия максимума функции $K(R)$ определялись дальность R_{max} и частота ω_{max} модельного рассеянного сигнала. Частоты гармоники, заполняющей модельный импульс, интерпретировалась как доплеровский сдвиг частоты. В завершение на основе значения функции $K(R)$ в максимуме принималось решение о соответствии принятого сигнала модельному. Было принято, что модельный сигнал удовлетворительно описывает экспериментальные данные, если $K_{max}(R)$ превышает заданное пороговое значение, о котором будет сказано ниже. Значения r_1 и r_2 в выражении (3.1) определяли границы наиболее интенсивного когерентного рассеяния (максимумы в районе 550 и 1050 км, о которых говорилось ранее).

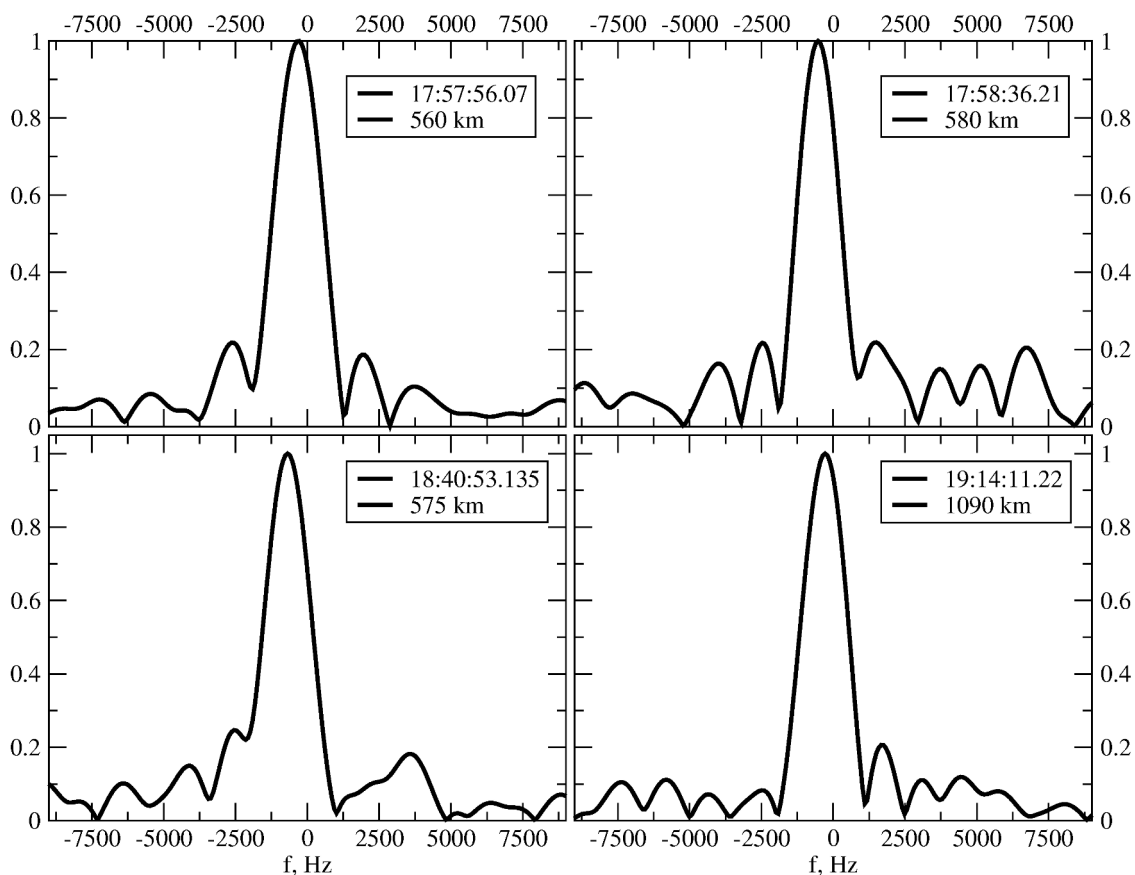


Рисунок 3.2 - Спектры реализаций сигналов КЭ для четырёх произвольных моментов времени.

Данные обрабатывались отрезками по 1.5 мин, что примерно соответствует 2000 реализаций. Примеры спектров приведены на рисунке 3.2.

Обработка данных показала, что количество реализаций сигнала, в которых при помощи описанной методики были найдены когерентные отражения, представимые единственной гармоникой, составляет от 30 до 70 % и зависит от мощности сигнала в обрабатываемом отрезке данных.

На рисунке 3.3 показана зависимость коэффициентов корреляции между спектрами сигналов КЭ и единичной гармоникой от средней мощности спектра. Из приведённого рисунка видно, что с ростом мощности сигнала коэффициент корреляции между сигналом и моделью также возрастает. Это, в свою очередь, косвенно указывает на то, что модель пригодна для описания сигналов КЭ, так как именно повышенный уровень мощности является одним из критериев наличия таких сигналов.

В пользу предложенной модели говорит и тот факт, что доплеровский сдвиг частоты, получаемый при обработке данных в рамках модели одиночной гармоники, является случайной величиной с математическим ожиданием, близким к ионно-звуковой скорости и достаточно низкой дисперсией. В качестве оценки доплеровского сдвига частоты принималось среднее значение частот модельного сигнала в обрабатываемом наборе данных. Кроме

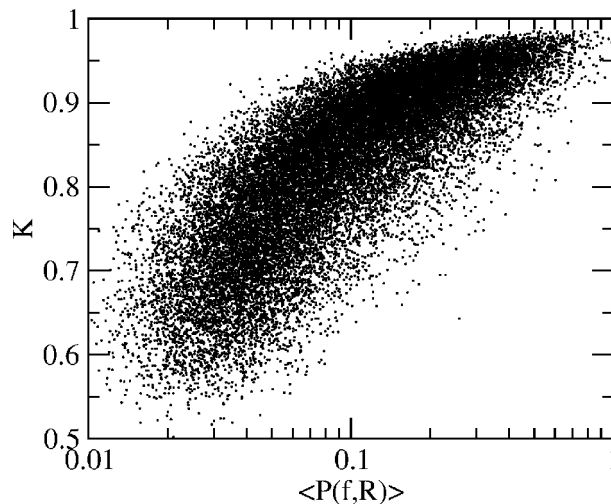


Рисунок 3.3 - Зависимость коэффициентов корреляции между спектрами и окном, заполненным единичной гармоникой, от мощности сигнала.

того, для оценки эффективности методики определения наличия сигналов КЭ была введена величина Z , характеризующую эффективность определения наличия сигналов КЭ. Эта величина равна отношению максимума сигнала в районе 550 км к минимуму, расположенному на дальности порядка 900 км. Теоретически величина Z должна составлять порядка нескольких десятков в отсутствие ионосферного шума, при постоянной величине электрического поля в этом диапазоне широт и при условии наличия КЭ в каждой реализации [283]. Соответствующие данные приведены в таблице 3.1.

3.3. Критерии выбора параметров пороговой обработки.

Как было показано ранее, в основе принятия решения о классификации сигналов лежит пороговая обработка. Существуют относительно точные методы, учитывающие статистику появления ошибок различного рода, подробно исследуемые при анализе сигнала байесовскими методами [284]. Для упрощения алгоритма, была проведена эмпирическая калибровка минимального значения коэффициента корреляции.

Поскольку методика использует в качестве модели сигнала дискретный набор откликов от сильно локализованных (точечных) рассеивателей, хорошим приближением сигнала является сигнал, рассеянный от различного рода искусственных объектов в околоземном космическом пространстве. Сигналы, рассеянные на искусственных спутниках Земли (ИСЗ) регистрируются на ИРНР и число этих наблюдений достаточно для использования их в целях калибровки величины критерия при пороговой обработке.

Задача выделения сигналов, рассеянных от ИСЗ, не несёт в себе существенных трудностей, так как эти сигналы обладают рядом ярко выраженных особенностей, среди которых

Таблица 3.1 Статистические характеристики реализаций сигнала КЭ. T - среднее время набора реализаций, по которому находилась статистика; μ_f - средняя частота, рассчитанная по когерентным радиоотражениям, найденным в интервале 530 ± 100 км; σ_f - среднеквадратичное отклонение, рассчитанное по когерентным радиоотражениям, найденным в интервале 530 ± 100 км; N_{coh530} - число реализаций, в которых на интервале 530 ± 100 км были найдены импульсы, обладающие высокой корреляцией с предложенной моделью (когерентные радиоотражения); Z_{all} - эффективность детектирования сигналов КЭ, оценённая по профилям, накопленным по всем реализациям из набора; Z_{coh} - эффективность детектирования сигналов КЭ, оценённая по профилям, в которых были обнаружены когерентные радиоотражения (без ограничения по дальности); Z_{incoh} - эффективность детектирования сигналов КЭ, оценённая по профилям, в которых не было обнаружено когерентных радиоотражений; N_{coh} - число реализаций, в которых были найдены когерентные отражения (без ограничения по дальности); N_{coh1} - число реализаций, в которых было найдено по одному когерентному отражению (без ограничения по дальности); N_{coh2} - число реализаций, в которых было найдено более одного когерентного отражения (без ограничения по дальности).

T	18:41:38	18:43:44	18:45:54	19:02:53	19:14:24	19:28:44	19:44:24	20:01:12
μ_f	-342.6	-362.4	-355.7	-358.9	-304.7	-377.4	-387.2	-381.5
σ_f	267.4	275.2	280.6	280.7	316.9	282.2	336.6	314.7
N_{coh530}	663	767	895	884	1037	475	853	628
Z_{all}	4.74	5.25	6.24	5.5	6.96	3.46	11.91	7.74
Z_{coh}	7.02	7.76	8.5	7.03	8.02	4.62	17.64	13.16
Z_{incoh}	3.38	3.58	3.99	3.6	4.2	2.78	8.67	5.74
N_{coh}	786	847	1023	1222	1460	696	830	617
N_{coh1}	742	796	908	933	962	633	827	616
N_{coh2}	44	51	115	289	498	63	3	1

можно выделить повышенный уровень мощности сигнала в реализации, на один-два порядка превышающий уровень остального сигнала (Рисунок 3.4 справа), а также, высокую стабильность доплеровского сдвига частоты и дальности рассеянного сигнала от реализации к реализации.

Для решения этой задачи сначала среди всех полученных при помощи описанной методики накопления профилей выбирались те, в которых визуально можно определить наличие сигнала ИСЗ, и определялись соответствующие значения радиолокационной дальности r_0 (Рисунок 3.4). Далее в реализациях, из которых копились эти профили, на интервале $[r_0 - 100 \text{ км}; r_0 + 100 \text{ км}]$ искался максимум коэффициента корреляции с используемой моделью сигнала. После этого выбирались реализации, в которых присутствовал необходимый сигнал. Критерием при отборе служила повышенная мощность сигнала в реализации.

Таким образом, из всего исследуемого объёма экспериментальных данных удалось выделить 8 пролетов ИСЗ, каждый из которых составлял от 15 до 40 последовательных реализаций, общим числом 230 откликов. Полученная выборка коэффициентов корреляции между сигналами, рассеянными на ИСЗ, и рассматриваемой моделью сигнала использовалась для нахождения минимального значения при пороговой обработке. Было принято, что для эффективной работы пороговое значение должно быть выбрано таким образом, что бы

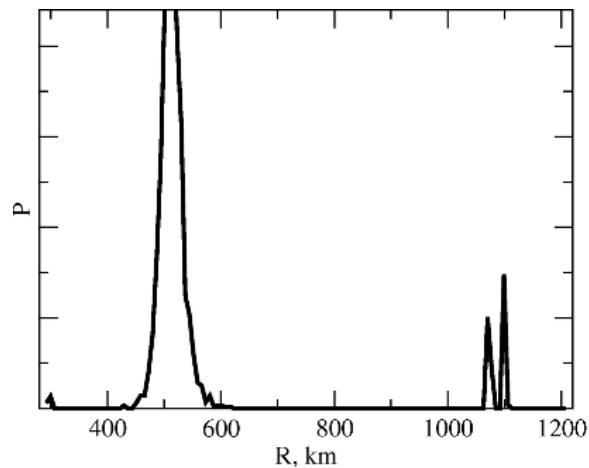


Рисунок 3.4 - Локализованные выбросы на профиле мощности, полученном при помощи описанной методики, характеризующие наличие сигналов рассеянных на спутниках.

вероятность пропуска цели [285] составляла не более 5 %. Для оценки этого значения выборка упорядочивалась по возрастанию, затем, выделялись первые 10 % выборки (наименьшие значения), для которых считалось среднее. Полученное среднее значение, которое составило порядка $K_{min} = 0.9$, использовалось в качестве порогового при обработке данных.

3.4. Применение модели в задаче определения наличия КЭ.

Наличие в принятом сигнале копий излученного сигнала, может быть использовано как критерий присутствия в выбранной реализации когерентных радиоотражений. На рисунке 3.5 проиллюстрирован процесс накопления усредненных профилей мощности сигналов КЭ с применением такого критерия. Здесь чёрной линией изображены профили, накопленные по двум тысячам последовательных реализаций, при накоплении профилей, изображённых серой линией, из набора последовательных реализаций выбирались только те, которые соответствуют критерию наличия КЭ, а профили, изображённые чёрной штриховой линией, усреднялись по оставшимся реализациям. На рисунке изображены четыре набора профилей для различных моментов времени.

В таблице 3.1 для обработанных профилей приведено количество реализаций, в которых обнаружено КЭ, а также отношение Z . В таблице также приведена средняя частота одиночной гармоник, получаемый при обработке данных в рамках предложенной модели, а также дисперсия частоты. Усреднение проводилось интервалами по полторы минуты, длительность которых обсуждалась ранее.

Как показывают результаты обработки, при применении отсева “малоинформативных” реализаций по указанному признаку наличия КЭ, профиль мощности становится более яр-

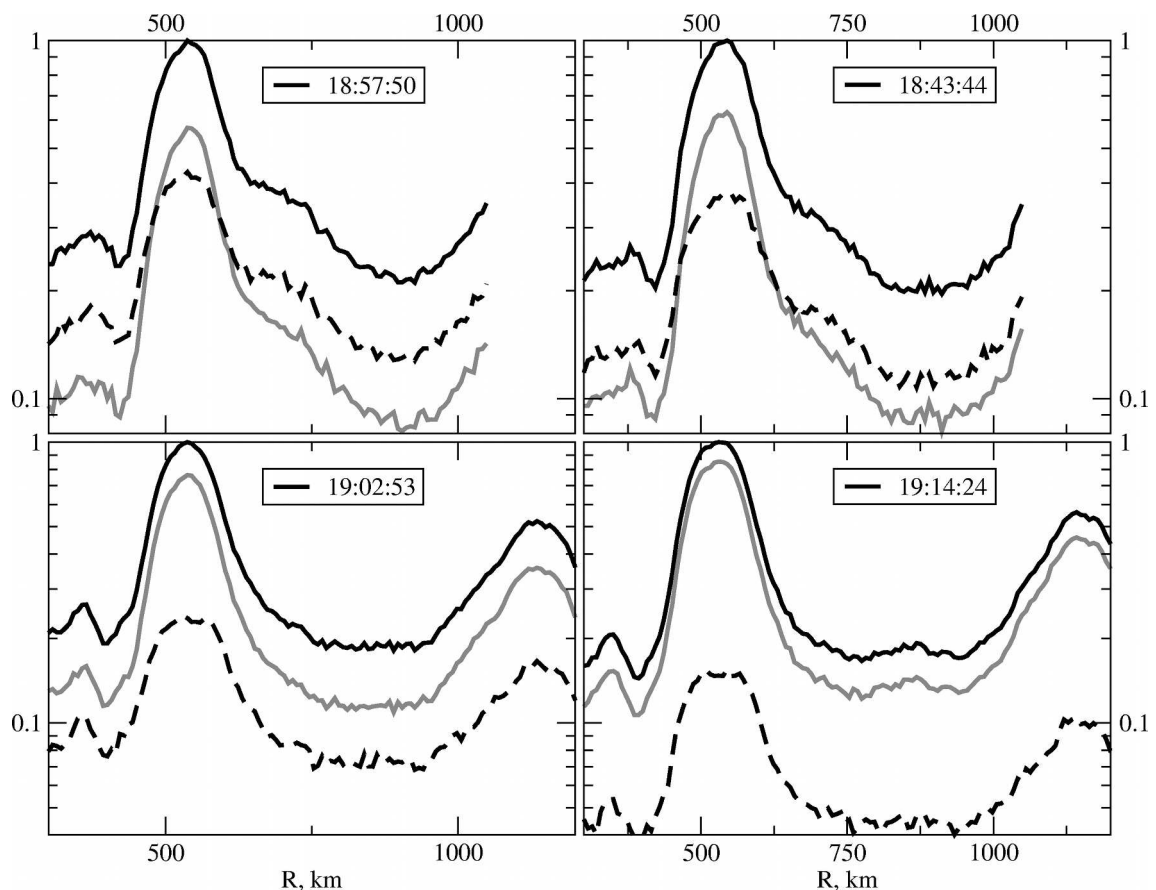


Рисунок 3.5 - Процесс накопления профилей мощности с применением критерия наличия сигналов КЭ.

ко выраженным. Это является ещё одним косвенным признаком пригодности предлагаемой модели рассеянного сигнала.

3.5. Применение модели в задаче повышения пространственного разрешения.

Как показывают приведённые графики (Рисунок 3.5), отношение Z значительно увеличивается при суммировании только реализаций, удовлетворяющих введённому нами критерию наличия сигналов КЭ. Также, необходимо отметить, что мощность профилей, накопленных по реализациям, в которых было предположено наличие КЭ, превышает мощность профилей, накопленных по оставшимся реализациям, даже в тех случаях, когда количество первых меньше или равно количеству вторых.

В соответствии с изложенной моделью, в профиле мощности сигналов КЭ по данным ИРНР часто присутствуют копии излученного сигнала. Наличие в принятом сигнале копий излученного может быть использовано, не только как один из критериев присутствия в выбранной реализации когерентных радиоотражений, но и как основа для методов повышения пространственного разрешения получаемых данных. Поскольку мы имеем дело с нестационарной средой, имеет смысл предположить, что копии излученного сигнала в принятый

сигнал входят со своими спектральными смещениями, распределение которых определяется характеристиками среды распространения. Параметры модельного сигнала могут быть определены по методу, описанному ранее.

Если при накоплении заменять модельный сигнал, обнаруженный при помощи изложенной выше методики, на короткий импульс, который при свертке с зондирующим сигналом будет давать модельный отклик, то эффективно мы будем обращать свертку принятого сигнала с зондирующим сигналом, что эффективно означает повышение пространственного разрешения.

Для этого для каждой реализации строилась функция $K(R)$ как было показано в пункте 3.2 (3.1-3.4), однако, в данном случае значения r_1 и r_2 определялись соответственно минимальной и максимальной дальностью, на которых существовали отсчёты сигнала, т.е. интеграл брался по всему интервалу, на котором проводилась оцифровка сигнала во время эксперимента.

Полученные функции (зависимость амплитуды от дальности и зависимость коэффициента корреляции от дальности) использовались для построения профиля мощности следующим образом [283]:

1. определялись точки локального максимума функции $K(R)$;
2. отсеивались точки, в которых максимум функции $K(R)$ не превышает заданного порогового значения;
3. если какие-либо две точки максимума располагались на расстоянии, не превышающем длины импульса зондирования, меньший максимум отбрасывался;
4. формировалась функция $\Theta(R)$, принимающая значения 1 в точках, полученных в пунктах 1-3, в остальных точках функция $\Theta(R)$ принимала значение 0;
5. функция $|\varphi(R, \omega_{max})|^2$ умножалась на функцию $\Theta(R)$
6. Обработанные таким образом реализации суммировались для получения накопленного профиля мощности.

Таким образом, методика повышения пространственного разрешения (или обращения свертки принятого сигнала с зондирующим) сводится к накоплению только квадратов амплитуды профиля одиночной реализации в максимумах функции корреляции, в остальных точках профиль мощности отдельной реализации при накоплении считался нулевым. Иными словами, в методике неявным образом решается задача обращения свертки принятого сигнала с

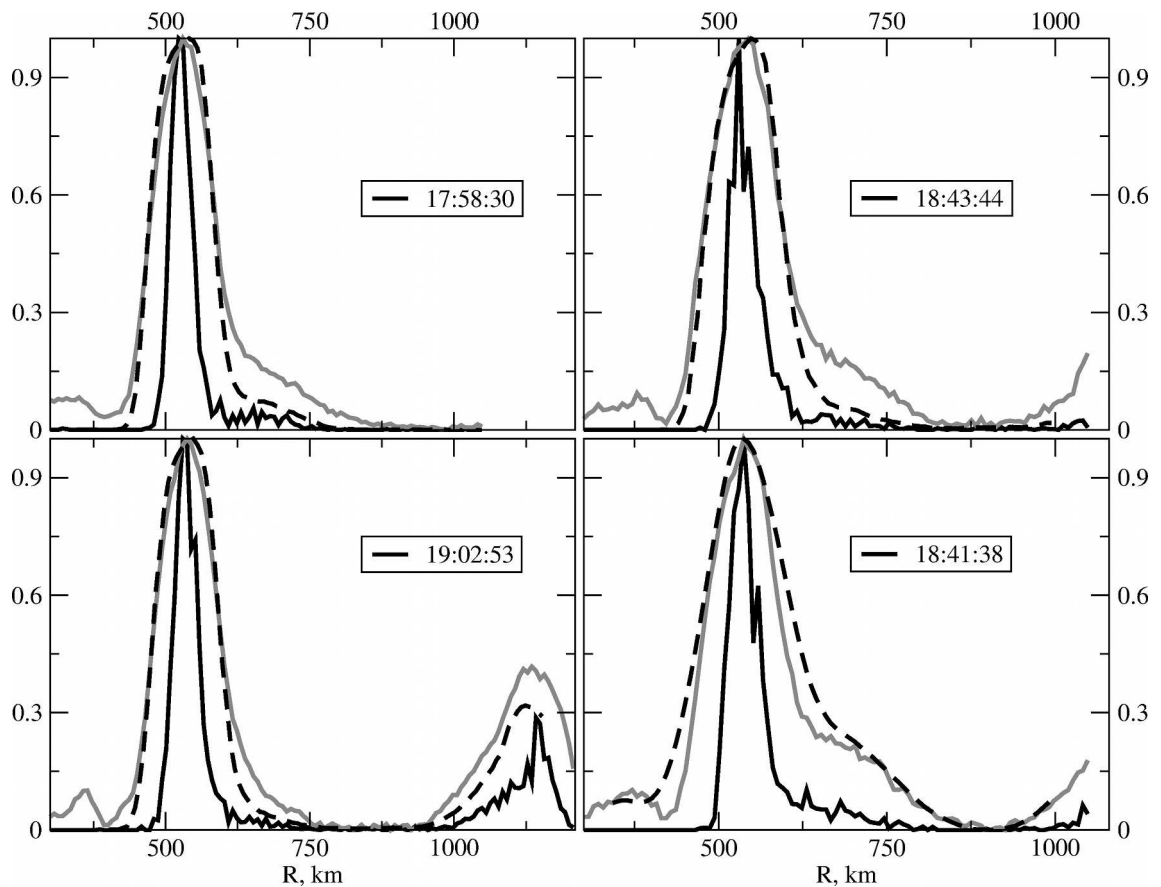


Рисунок 3.6 - Профили мощности, полученные при помощи описанной методики (чёрная линия), профили, накопленные традиционным способом (серая линия), профили мощности, полученные из чёрного, замазанного скользящим средним с окном равным длине импульса зондирования (чёрная штриховая линия).

прямоугольным зондирующим импульсом, сводящаяся к замене импульсов близких к прямоугольным, соответствующих нашей модели сигнала, на прямоугольный импульс, длина которого равна периоду дискретизации при оцифровке сигнала. В отличие от обычно используемых методов обращения свертки [286, 287], эта методика выполняется до статистического накопления, и поэтому является потенциально более устойчивой к шуму.

Разработанная методика была использована для накопления профилей мощности сигналов КЭ с высоким разрешением по дальности с использованием данных зондирования длинным импульсом, полученных на ИРНР во время эксперимента 25 сентября 1998 года. На рисунке 3.6 чёрной линией приведены профили мощности, полученные при помощи описанной методики. Серой линией на рисунке изображены профили, накопленные традиционным способом, а чёрной штриховой линии соответствует профиль мощности, полученный из чёрного, замазанного скользящим средним с окном равным длине импульса зондирования.

Как видно из графиков, области наиболее мощного рассеяния существенно сужаются по сравнению и профилями, накопленными обычным способом. Проверка точности обращения свёртки, проводилась свёрткой среднего профиля мощности сигнала, полученного с

высоким пространственным разрешением (Рисунок 3.6, чёрная линия), с формой зондирующего сигнала. Проверка показала, что результат свёртки (показан на рисунке 3.6 штриховой линией) и профиль мощности, полученный без улучшения пространственного разрешения (Рисунок 3.6, серая линия), практически совпадают.

Это, с одной стороны, говорит об удовлетворительной точности данной методики повышения пространственного разрешения, а с другой стороны, об удовлетворительной степени применимости модели, позволяющей описывать данные ИРНР по наблюдению КЭ.

3.6. Выводы.

В главе показано, что применение в качестве модели сигнала прямоугольного импульса длительностью порядка длины импульса зондирования, заполненного единичной гармоникой с произвольной частотой, в ряде случаев может быть достаточно эффективным для интерпретации сигналов КЭ. Следует заметить, что подобные структуры наблюдались на практике и на других радарх. Экспериментальные наблюдения в средних широтах локализованных ($< 3\text{--}5$ градусов по широте) областей с высокими скоростями дрейфа (> 250 м/с) в относительно малом диапазоне значений радиолокационной дальности, приводились, например, на радаре некогерентного рассеяния Миллстон-Хилл в работе [288]. Появление высоких скоростей часто приводит к возникновению неоднородностей, проявляющихся в наблюдении мощного КЭ. Однако, в отличие от приведенной работы, в нашем случае подобные области наблюдаются не при длительном усреднении и с относительно медленной динамикой, а в одиночной реализации с относительно высокой динамикой (менее чем 40 мс), т.е. являются быстро живущими структурами, условия возникновения которых и характеристики пока требуют объяснения и дальнейших исследований. Существование подобных структур косвенным образом может указывать на то, что рассеяние сигналов КЭ происходит скорее на малом числе мощных неоднородностей, чем на большом числе слабых неоднородностей.

Калибровка метода (определение оптимального уровня коэффициента корреляции, достаточного для уверенного определения модельного импульса на фоне помех) проводилась по наблюдению космических объектов.

Результаты, полученные при практическом применении модели, оказались удовлетворительными и позволили косвенно подтвердить её состоятельность.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы можно сформулировать следующим образом:

1. Разработана методика определения параметров слоя рассеивающих неоднородностей, формирующих КЭ, по данным ИРНР. Показано, что использованная методика обладает необходимой точностью (разрешение по высоте 2.5 километра, по толщине слоя - 3 километра и по угловой чувствительности неоднородностей - около 30%).
2. Исследование экспериментальных данных с высоким временным разрешением позволило выявить временную зависимость определяемых параметров. Изменение толщины и высоты слоя от времени не противоречит данным других исследований, а временная зависимость угловой чувствительности неоднородностей от времени наблюдается впервые и требует дополнительных исследований.
3. Представленная методика обращения профилей мощности КЭ позволяет проводить измерения параметров слоя неоднородностей, формирующих КЭ, которые, в свою очередь, помогут проверить существующие модели формирования среднеширотного КЭ и косвенно исследовать поведение параметров нейтральной атмосферы на высотах Е-слоя.
4. Показано, что применение в качестве модели сигнала прямоугольного импульса длительностью порядка длины импульса зондирования, заполненного единичной гармоникой с произвольной частотой, в ряде случаев может быть достаточно эффективным для интерпретации сигналов КЭ. Существование подобных структур косвенным образом может указывать на то, что рассеяние сигналов КЭ происходит скорее на малом числе мощных неоднородностей, чем на большом числе слабых неоднородностей.
5. Предложено два варианта практического применения модели локализованных рассеивателей: методика, позволяющая выделять сеансы зондирования, в которых присутствуют достаточно мощные сигналы КЭ на фоне остальных сигналов, принимаемых ИРНР, и методика повышения пространственного разрешения. Результаты, полученные при практическом применении модели, оказались удовлетворительными и позволили косвенно подтвердить её состоятельность.

Список сокращений.

АКФ - автокорреляционная функция

ВГВ - внутренние гравитационные волны

ДН - диаграмма направленности

ИРНР - Иркутский радар некогерентного рассеяния

ИСЗ - искусственный спутник земли

КЭ - когерентное эхо

КВ - коротковолновый (радиоизлучение)

УКВ - ультра коротковолновый (радиоизлучение)

Список литературы

1. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука, 1975. 254 с.
2. Buneman, O. Excitation of field aligned sound waves by electron streams // Phys. Rev. Lett. 1963. VOL. 10. 7. P. 285-287.
3. Farley, D. T. A plasma instability resulting in field-aligned irregularities in the ionosphere // J. Geophys. Res. 1963. VOL. 68. 22. P. 6083-6093.
4. Успенский М.В., Старков Г.В. Полярные сияния и рассеяние радиоволн, глав. ред. Л.С. Евлашин, Л.: Наука, 1987. 239 с.
5. Haldoupis, C. A review of radio studies of auroral E-region ionospheric irregularities // Ann. Geophys. 1989. VOL. 7. 3. P. 239-258.
6. St.-Maurice, J.-P., Foster J.C., Holt J.M., C. del Pozo. First results on the observation of 440-MHz high-latitude coherent echoes from the E-region with the Milstone Hill radar // J. Geophys. Res. 1989. VOL. 94. P. 6771-6798.
7. Chau J. L., Woodman R. F., Flores L. A. Statistical characteristics of low-latitude ionospheric field-aligned irregularities obtained with the Piura VHF radar // Ann. Geophys. 2002. VOL. 20 P. 1203-1212.
8. Chisham G., Lester M., Milan S. E., Freeman M. P., Bristow W. A., Grocott A., McWilliams K. A., Ruohoniemi J. M., Yeoman T. K., Dyson P. L., Greenwald R. A., Kikuchi T., Pinnock M., Rash J. P. S., Sato N., Sofko G. J., Villain J.-P., Walker A. D. M. A decade of the Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN): scientific achievements, new techniques and future directions // Surveys in Geophysics. 2007. VOL. 28 P. 33.
9. Гуревич А. В. Нелинейные явления в ионосфере // УФН. 2007. Т. 177. С. 1145–1177.
10. Uryadov V. P., Vertogradov G. G., Ponyatov A. A., Vertogradov V. G., Kubatko S. V., Cherkashin Yu. N., Krashenninnikov I. V., Komrakov G. P., Valov V. A. Structure and dynamics of the ionospheric region with artificial small-scale irregularities according to complex measurements of the scattered radio-signal characteristics // Radiophysics and Quantum Electronics. 2008. VOL. 51. # 12. P. 910-922.

11. Uryadov V. P., Vertogradov G. G., Vertogradov V. G., Kubatko S. V., Ponyatov A. A., Cherkashin Yu. N., Krashennnikov I. V., Valov V. A., Komrakov G. P., Makarov A. V., Bredikhin D. V. Sounding of an artificially perturbed ionosphere by means of an ionosonde/position finder with chirp modulation of the signal // Radiophysics and Quantum Electronics. 2009. VOL. 52. # 4. P. 241-251.
12. Vertogradov G. G., Uryadov V. P., Vertogradova E. G., Vertogradov V. G., Kubatko S. V. Chirp ionosonde–radiodirection finder as a new tool for studying the ionosphere and radio-wave propagation // Radiophysics and Quantum Electronics. 2013. VOL 56. # 5. P. 259-275.
13. 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. №7. С. 1-7.
14. Багаряцкий Б.А. Радиолокационные отражения от полярных сияний // УФН. 1961. Т. 63. С. 197-241.
15. Foster J.C., Tetenbaum D. High-Resolution Backscatter Power Observations of 440-MHz E Region Coherent Echoes at Millstone Hill // J. Geophys. Res. 1991. VOL. 96. P. 1251.
16. Potekhin A.P., Berngardt O.I., Kurkin V.I., Shpynev B.G., Zhrebtsov G.A. Observation of abnormally powerful scattering with ISTP IS radar // Proc. SPIE. 1999. VOL. 3983. P. 328-335, Sixth International Symposium on Atmosphere and Ocean Optics.
17. Афраимович Э.Л., Бернгардт О.И., Золотухина Н. А., Шпынев Б. Г. Корреляция Рс6 пульсаций геомагнитного поля, вариаций полного электронного содержания и мощности эхо-сигнала обратного рассеяния во время большой магнитной бури 24-25 сентября 1998 г. // Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т. 41. №5. С. 595-603.
18. Золотухина Н.А., Бернгардт О.И., Шпынев Б.Г. Исследование магнитосферных возмущений, сопровождающихся сигналами среднеширотного когерентного эха // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. Т. 47. №3. С.364-372.
19. Бернгардт О. И., Золотухина Н. А., Шпынев Б. Г. Особенности спектральных характеристик когерентного эха в магнитную бурю 15-17 июля 2000 г. по наблюдениям Иркутского радара некогерентного рассеяния // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. Т. 47. № 6. С.787.

20. Hanuise C., High latitude ionospheric irregularities // Radio Sci. 1983. VOL. 18. N 6. P.1093-1121.
21. Farley D. T., Theory of equatorial electrojet plasma waves: new developments and current status/ J. Atmos. Terr. Phys. 1985. VOL. 47. Iss. 8-10. P. 729-744.
22. Sudan R. N. Nonlinear theory of type I irregularities in the equatorial electrojet // Geophys. Res. Lett. 1983. VOL. 10. N 10. P. 983-986.
23. Denardini C. M., Mangalathayil A. Abdu, Jose H. A. Sobral. VHF radar studies of the equatorial electrojet 3-m irregularities over Sao Luis: day-to-day variabilities under auroral activity and quiet conditions // J. Atmos. Terr. Phys. 2004. VOL. 66. P. 1603-1613.
24. Kudeki E., Farley D. T., Fejer B. G., Theory of spectral asymmetries and nonlinear currents in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1985. VOL. 90. N 1. P. 429-436.
25. Lee K., Kennel C. F., Coronity F. V. On the marginally stable saturation spectrum of unstable type I equatorial electrojet irregularities // J. Geophys. Res. 1974. VOL. 79. N 1. P.249-265.
26. Janhunnen P. Implications of flow angle stabilization on coherent E-region spectra // J. Geophys. Res. 1994. VOL. 99. N 7. P. 12203-12208.
27. Fejer B. G., Farley D. T., Balsley B.B., Woodman R.F. Vertical structure of the VHF backscattering region in the equatorial electrojet and the gradient drift instability // J. Geophys. Res. 1975 VOL. 80. N 10. P. 1313-1323.
28. Sharma S. K., Kaw P. K. Modification of type II irregularities by finite amplitude type I waves in equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1986. VOL. 91. N 11. P. 12118-12120.
29. Rogister A., D'Angelo N. Type II irregularities in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1970. VOL. 75. N 19. P. 3879-3887.
30. Keskinen M. J., Sudan R. N., Ferch R. L. Temporal and spatial power spectrum studies of numerical simulations of type II gradient drift irregularities in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1979. VOL. 84. N 4. P. 1419-1430.
31. Barone S. R. Nonlinear theory of type II irregularities in the equatorial electrojet/ Phys. Fluids. 1980. VOL. 23. N 3. P. 491-497.

32. Huba J. H., Lee L. C. Short wavelength stabilization of the gradient drift instability due to velocity shear // Geophys. Res. Lett. 1983. VOL. 10. N 4. P. 357-360.
33. Riggin D., Kadish A. Nonlocal theory of long-wavelength plasma waves associated with sporadic E layers // J. Geophys. Res. 1989. VOL. 94. N 2. P. 1495-1500.
34. Sato T., Ogawa T. Self-consistent studies of two-dimensional large-scale (~ 100 m) electrojet irregularities // J. Geophys. Res. 1976. VOL. 81. N 19. P. 3248-3256.
35. Albert J. M., Similon P. L., Sudan R. N. Almost two-dimensional treatment of drift wave turbulence // Phys. Fluids B. 1990. VOL. 2. N 12. P. 3032-3039.
36. Albert J. M., Similon P. L., Sudan R. N. An almost two-dimensional approach to type 2 irregularities in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1991. VOL. 96. N 9. P. 16015-16020.
37. Fejer B. G., Providakes J. F. High latitude E-region irregularities: new results // Phys. Scripta. 1987. VOL. 18. N 2. P. 167-178.
38. D'Angelo N. Type III spectra of the radar aurora // J. Geophys. Res. 1973. VOL. 78. N 19. P. 3987-3990.
39. Зарницкий Ю.Ф. О происхождении авроральных радиоотражений IV типа // Геомагнетизм и аэрономия. 1989. Т. 39. № 1. С. 159-161.
40. Sudan R. N. Unified theory of type I and type II irregularities in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1983. VOL. 88. N 6. P. 4853-4860.
41. St.-Maurice J. P., Schlegel K. A theory of coherent radar spectra in the auroral E region // J. Geophys. Res. 1983. VOL. 88. N 5. P. 4087-4095.
42. Sato T. Unified theory of type I and II irregularities in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1973. VOL. 78. N 13. P. 2232-2243.
43. Hamza A. M., St.-Maurice J. P. A turbulent theoretical framework for the study of current-driven E-region irregularities at high latitudes. Basic derivation and application to gradient-free situations // J. Geophys. Res. 1993. VOL. 98. P. 11587-11599.
44. Oppenheim M., Otani N. Spectral characteristics of the Farley-Buneman instability: simulations versus observations // J. Geophys. Res. 1996. VOL. 101. N 11. P. 24573-24582.

45. Milan S. E., Lester M. Simultaneous observations at different altitudes of ionospheric backscatter in the eastward electrojet // *Ann. Geophys.* 1998. VOL. 16. P. 55-68.
46. Patra A. K., Sripathi S., Rao P. B., Choudhary R. K. Gadanki radar observations of day time E region echoes and structures extending down to 87 km // *Ann. Geophys.* 2006. VOL. 24. P. 1861-1869.
47. Fejer B. G., Kelley M. C. Ionospheric irregularities // *Rev. Geophys. Space Phys.* 1980. VOL. 18. N 2. P. 401-454.
48. Abdu M. A., Denardini C. M., Sobral J. H. A., Batista I. S., Muralikrishna P., Lyer K. N., Veliz O., de Paula E. R. Equatorial electrojet 3-M irregularity dynamics during magnetic disturbances over Brazil: results from the new VHF radar at Sao Luis // *J. Atmos. Terr. Phys.* 2003. VOL. 65. P. 1293-1308.
49. Timofeev E. E., Vallinkoski M. K., Inhester B., Greenwald R. A. The effect of radar sensitivity on auroral backscatter threshold parameters // *Radio Sci.* 1996. VOL. 31. N 3. P. 519-531.
50. Kelley M. C., Haldoupis C., Nicolls M. J., Makela J. J., Belehaki A., Shalimov S., Wang V. K. Case studies of coupling between the E and F regions during unstable sporadic-E conditions // *J. Geophys. Res.* 2003. VOL. 108. N 12. P. 1447.
51. Koustov A. V., Igarashi K., Andre D., Ohtaka K., Sato N., Yamagishi H., Yukimatu A. Observations of 50- and 12-MHz auroral coherent echoes at the Antarctic Syowa station // *J. Geophys. Res.* 2001. VOL. 106. P. 12875-12887.
52. Moorcroft D. R. Flow angle effects in E-region 398 MHz auroral backscatter at small aspect angle // *J. Geophys. Res.* 1996. VOL. 101. N 6. P. 13379-13386.
53. Kudeki E., Farley D. T. Aspect sensitivity of equatorial electrojet irregularities and theoretical implications // *J. Geophys. Res.* 1989. VOL. 94. N 1. P. 426-434.
54. Williams P. J. S., Jones B., Kustov A.V., Uspensky M. V. The relationship between E-region electron density and the power of auroral coherent echoes at 45 MHz // *Radio Science.* 1999. VOL. 34. P. 449-457.
55. Uspensky M. V., Pellinen R. J., Baumjohann W., Starkov G. V., Nielsen E., Sofko G., Kaila K. U. Spatial variation of ionospheric conductivity and radar aurora amplitude in the eastward electrojet region during pre-substorm condition // *J. Geophys.* 1983. VOL. 52. P. 40-48.

56. Haldoupis C., Schlegel K., Hussey G. C., Koehler J. A. Radar observations of kinetic effects at meter scales for Farley-Buneman plasma waves / J. Geophys. Res. 2002. VOL. 107. N 10. P. 1272.
57. Kustov A. V., Sofko G. J., Koehler J. A., Uspensky M. V. Flow angle dependence for the asymmetry of broad 50-MHz coherent echoes at large magnetic aspect angles // Ann. Geophys. 1997. VOL. 15. P. 760-766.
58. Abdu M. A., Denardini C. M., Sobral J. H. A., Batista I. S., Muralikrishna P., de Paula E. R. Equatorial electrojet irregularities investigations using a 50 MHz back-scatter radar and digisonde at Sao Luis: some initial results // J. Atmos. Terr. Phys. 2002. VOL. 64. P. 1425-1434.
59. Chau J. L., Woodman R. F. Low-latitude quasiperiodic echoes observed with the Piura VHF radar in the E region // Geophys. Res. Lett. 1999. VOL. 26. N 14. P. 2167-2170.
60. Denardini C. M., Abdu M. A., de Paula E. R., Sobral J. H. A., Wrasse C. M. Seasonal characterization of the equatorial electrojet height rise over Brazil as observed by the RESCO 50 MHz back-scatter radar // J. Atmos. Terr. Phys. 2005. VOL. 67. P. 1665-1673.
61. Jackel B. J., Moorcroft D. R., Schlegel K. Characteristics of very large aspect angle E-region coherent echoes at 933 MHz // Ann. Geophys. 1997. VOL. 15. P. 54-62.
62. Ruster R., Schlegel K. Non-magnetic aspect sensitive auroral echoes from the lower E region observed at 50 MHz // Ann. Geophys. 1999. VOL. 17. P. 1284-1292.
63. Hussey G. C., Koehler J. A., Sofko G. A. Polarization of auroral backscatter at 50 MHz // Radio Sci. 1997. VOL. 32. N 2. P. 541-555.
64. Eglitis P., McCrea I. W., Robinson T.R., Nygren T., Schlegel K., Turunen T., Jones T. B. Advances in the study of auroral irregularities with COSCAT // Ann. Geophys. 1998. VOL. 16. P. 1241-1250.
65. St.-Maurice J. P., Hanuise C., Kudeki E. On the dependence of the phase velocity of equatorial irregularities on the polarization electric field and theoretical implications // J. Geophys. Res. 1986. VOL. 91. N 12. P. 13493-13505.
66. Бернгардт О. И., Золотухина Н. А., Шпынев Б. Г. Особенности спектральных характеристик когерентного эха в магнитную бурю 15-17 июля 2000 г. по наблюдениям Иркут-

- ского радара некогерентного рассеяния // Геомагнетизм и аэрoномия. 2004. Т. 44 № 6. С. 787-798.
67. Haldoupis C., Hussey G.C., Bourdillon A., Delloue J. Azimuth-Time-Intensity striations of quasiperiodic radar echoes from the midlatitude E region ionosphere / Geophys. Res. Lett. 2001. VOL. 28. N 10. P. 1933-1936.
 68. Tsunoda R. T., Fukao S., Yamamoto M. On the origin of quasi-periodic radar backscatter from midlatitude sporadic E // Radio Sci. 1994. VOL. 29. N 1 P. 349-365.
 69. Farley D. T. Two-stream plasma instability as a source of irregularities in the ionosphere // Phys. Rev. Lett. 1963. VOL. 10. N 7. P. 279-282.
 70. Simon A. Instability of a partially ionized plasma in a crossed electric and magnetic fields // Phys. Fluids. 1963. VOL. 6. P. 382-388.
 71. Hoh F. C. Instability of Penning-type discharge // Phys. Fluids. 1963. VOL. 6. P. 1184-1191.
 72. Tsuda T., Sato T., Maeda K. Formation of sporadic E layers at temperate latitudes due to vertical gradients of charge density // Radio Sci. 1966. VOL. 1. N 2. P. 212-225.
 73. Whitehead J. D. The equatorial electrojet and the gradient instability // J. Geophys. Res. 1971. VOL. 76. N 13. P. 3116-3126.
 74. Sato T. Nonlinear theory of the cross-field instability - explosive mode coupling // Phys. Fluids. 1971. VOL. 14. N 11. P. 2426-2435.
 75. Sudan R. N., Akinrimisi J., Farley D. T. Generation of small-scale irregularities in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1973. VOL. 78. N 1. P. 240-248.
 76. Schmidt M. J., Gary S. P. Density gradients and the Farley-Buneman instability // J. Geophys. Res. 1973. VOL. 78. N 34. P. 8261-8265.
 77. Каменецкая Г.Х. О происхождении мелкомасштабных неоднородностей, связанных с электрическим током в экваториальной струе // Геомагнетизм и аэрoномия. 1967. Т. 7. № 5. С. 833-840.
 78. Каменецкая Г.Х. О возбуждении продольных волн током экваториальной струи // Геомагнетизм и аэрoномия. 1969. Т. 9. № 2 С. 351-353.

79. Kaw P. K., Chaturvedi P. K., Ivanov A. A. Electromagnetic effects on instabilities in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1974. VOL. 79. N 25. P. 3802-3806.
80. Farley D. T., Fejer B. G. The effect of the gradient drift term on type I electrojet irregularities // J. Geophys. Res. 1975. VOL. 80. N 22. P. 3087-3090.
81. Schlegel K. Interpretation of auroral radar experiments using a kinetic theory of the two-stream instability // Radio Sci. 1983. VOL. 18. N 1. P. 108-118.
82. Fejer B. G., Providakes J. F., Farley D. T. Theory of plasma waves in the auroral E-region // J. Geophys. Res. 1984. VOL. 89. N 9. P. 7487-7494.
83. Dimant Ya. S., Sudan R. N. Kinetic theory of Farley-Buneman instability in the E-region of the ionosphere // J. Geophys. Res. 1995. VOL. 100. P. 14605-14623.
84. Kissack R. S., St.-Maurice J. P., Moorcroft D. R. Electron thermal effects on the Farley-Buneman fluid dispersion relation // Phys. Plasmas. 1995. VOL. 2. N 4. P. 1032-1055.
85. Skadron G., Weinstock J. Nonlinear stabilization of a two-stream plasma instability in the ionosphere // J. Geophys. Res. 1969. VOL. 74. N 21. P. 5113-5126.
86. Moorcroft D. R. Vertical gradients in the theory of radio aurora // J. Geophys. Res. 1972. VOL. 77. N 4. P. 769-772.
87. Weinstock J. Deducing the magnitudes of ionospheric irregularities from back scatter measurements // J. Geophys. Res. 1968. VOL. 73. N 1. P. 225-231.
88. Каменецкая Г.Х. О квазилинейной теории образования неоднородностей в экваториальной токовой струе // Геомагнетизм и аэрономия. 1971. Т. 11. № 1. С. 92-97.
89. Rogister A. Nonlinear theory of 'type I' irregularities in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1971. VOL. 76. N 31. P. 7754-7760.
90. Sato T. Stabilization of the two-stream instability in the equatorial electrojet // Phys. Rev. Lett. 1972. VOL. 28. N 12. P. 732-734.
91. Weinstock J., Sleeper A. Nonlinear saturation of type I irregularities in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1972. VOL. 77. N 19. P. 3621-3624.
92. Rognlien T. D., Weinstock J. Nonlinear saturation of the gradient drift instability in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1973. VOL. 78. N 28. P. 6808-6810.

93. Sato T., Ogawa T. Nonlinear stabilization and nonrandom behaviour of macro instabilities in plasmas. II Numerical verification // Phys. Fluids. 1974. VOL. 17. N 3. P. 628-633.
94. Rognlien T. D., Weinstock J. Theory of the nonlinear spectrum of the gradient drift instability in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1974. VOL. 79. N 31. P. 4733-4746.
95. Weinstock J., Rognlien T. D. Nonlinear saturation and angular rotation of instabilities in the E layer // Radio Sci. 1975. VOL. 10. N 3. P. 231-237.
96. Chaturvedi P. K., Huba J. D., Ossakow S. L., Satyanarayana P., Fedder J. A. Parallel currents effects on two-stream electrojet plasma instabilities // J. Geophys. Res. 1987. VOL. 92. N 8. P. 8700-8706.
97. Chaturvedi P. K., Ossakow S. L. Plasma instabilities in the high-latitude E region induced by high-power radio waves // J. Geophys. Res. 1990. VOL. 95. N 9 P. 15185-15194.
98. Rognlien T., Weinstock J. Theoretical properties of two-dimensional electrojet turbulence // Radio Sci. 1975. VOL. 10. N 3. P. 239-246.
99. Sato T. Nonlinear stabilization and nonrandom behaviour of macro-instabilities in plasmas. I. Theory // Phys. Fluids. 1974. VOL. 17. N 3. P. 621-627.
100. Гершман Б. Н., Понятов А. А. О градиентно-дрейфовой неустойчивости в среднеширотном ионосферном спорадическом слое E // Изв. Вузов, Радиофизика. 1987. 30. № 6. С. 711-719.
101. Гершман Б. Н., Понятов А. А. Об электромагнитных эффектах для градиентно-дрейфовой и токовой неустойчивости в ионосферном спорадическом слое E // Изв. Вузов, Радиофизика. 1987. Т. 30. № 8. С. 1038-1040.
102. Robinson T. R., Honary F. A resonance broadening kinetic theory of the modified-two-stream instability: Implications for radar auroral backscatter experiments // J. Geophys. Res. 1990. VOL. 2. P. 1073-1085.
103. Ronchi C., Sudan R. N., Similon P. L. Effect of short-scale turbulence on kilometer wavelength irregularities in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1990. VOL. 95. N 1. P. 189-200.
104. Hamza A. M. A nonlinear theory for large aspect angle echoes in the auroral E region // J. Geophys. Res. 1992. VOL. 97. N 11. P. 16981-16993.

105. Hamza A. M., St.-Maurice J. P. A selfconsistent fully turbulent theory of auroral E-region irregularities // J. Geophys. Res. 1993. VOL. 98. P. 11601-11613.
106. Dimant Ya. S., Sudan R. N. Kinetic theory of low-frequency cross-field instability in a weakly ionized plasma. 1 // Phys. Plasma. 1995. VOL. 2. N 4. P. 1157-1168.
107. Dimant Ya. S., Sudan R. N. Kinetic theory of low-frequency cross-field instability in a weakly ionized plasma. 2 // Phys. Plasma. 1995. VOL. 2. N 4. P. 1169-1181.
108. Dupree T. H. Nonlinear theory of drift-wave turbulence and enhanced diffusion // Phys. Fluids. 1967. VOL. 10. N 5. P. 1049-1055.
109. Dupree T. H. Nonlinear theory of low-frequency instabilities // Phys. Fluids. 1968. VOL. 11. N 12. P. 2680-2694.
110. Sato, T. Auroral and equatorial two-stream irregularities: difference in nonlinear state // J. Geophys. Res. 1977. VOL. 82. N 32. P. 5195-5200.
111. Мальцев Ю. П. Нелинейная стадия двухпотоковой неустойчивости. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1992. Т. 32. № 3. С. 109-112.
112. Hamza A., St.-Maurice J. P. A fully self-consistent fluid theory of anomalous transport in Farley-Buneman turbulence // J. Geophys. Res. 1995. VOL. 100. N A6. P. 9653-9668.
113. Oppenheim M., Otani N., Ronchi C. Saturation of the Farley-Buneman instability via nonlinear electron $E \times B$ drifts // J. Geophys. Res. 1996. VOL. 101. N 8. P. 17273-1786.
114. Otani N., Oppenheim M. A saturation mechanism for the Farley-Buneman instability // Geophys. Res. Lett. 1998. VOL. 25. N 11. P. 1833-1836.
115. Dougherty, J. P., Farley D. T. Ionospheric E-region irregularities produced by nonlinear coupling of unstable plasma waves // J. Geophys. Res. 1967. VOL. 72. N 3. P. 895-901.
116. Sato T., Tsuda T. Computer study of nonlinear cross-field instability // Phys. Fluids. 1967. VOL. 10. N 6. P. 1262-1268.
117. Keskinen M. J. Nonlinear stabilization of the Farley-Buneman instability by strong $E \times B$ turbulence in a plasma // Phys. Rev. Lett. 1981. VOL. 47. N 5. P. 344-348.
118. Lee K., Kaw P. K., Kennel C. F. External production and control of electrojet irregularities // J. Geophys. Res. 1972. VOL. 77. N 22. P. 4197-4208.

119. Rogister A. Nonlinear theory of cross-field instability with application to the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1972. VOL. 77. N 16. P. 2975-2981.
120. Rogister A., D'Angelo N. On the origin of small-scale type II irregularities in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1972. VOL. 77. N 31. P. 6298-6299.
121. Sato T., Ogawa T., Matsuda Y. Sawtooth, solitary and turbulent waves in a weakly ionized plasma // Phys. Fluids. 1972. VOL. 15. N 11. P. 1926-1930.
122. Rosenbluth M. N., Sudan R. N. Almost two-dimensional strong turbulence in a magnetized plasma // Phys. Fluids. 1986. VOL. 29. N 8. P. 2347-2350.
123. Волосевич А. В., Гельберг М. Г. Нелинейное взаимодействие электростатических волн в Е-области ионосферы // Изв. Вузов, Радиофизика. 1988. Т. 31. № 5. С. 550-554.
124. Hamza A., St.-Maurice J. P. Large aspect angles in auroral E region echoes: A self-consistent turbulent fluid theory // J. Geophys. Res. 1995. VOL. 100. N 4. P. 5723-5732.
125. Kissack R. S., St.-Maurice J. P., Moorcroft D. R. The effect of electron-neutral energy exchange on the fluid Farley-Buneman instability threshold // J. Geophys. Res. 1997. VOL. 102. N 11. P. 24091-24115.
126. St.-Maurice J. P., Kissack R. S. The role played by thermal feedback in heated Farley-Buneman waves at high latitudes // Ann. Geophys. 2000. VOL. 18. P. 532-546.
127. St.-Maurice J. P., Schlegel K., Banks P. M. Anomalous heating of the polar E region by unstable plasma waves. 2. Theory // J. Geophys. Res. 1981. VOL. 86. N 3. P. 1453-1462.
128. Schlegel K., St.-Maurice J. P. Note on the parallel propagation effects of unstable Farley-Buneman waves at high latitudes // Planet. Space Sci. 1982. VOL. 30. N 3. P. 315-318.
129. St.-Maurice J. P., Schlegel K. Estimates of plasma wave amplitudes in the turbulent high-latitude E region using electron temperature measurements // J. Geophys. Res. 1982. VOL. 87. N 7. P. 5197-5201.
130. Ерухимов Л. М., Каган Л. М., Савина О. Н. О тепловом механизме образования мелко-масштабных неоднородностей плазмы на высотах слоя Е // Изв. Вузов, Радиофизика. 1983. Т. 26. № 8. С. 1032-1034.
131. Гуревич А. В., Караштин А. Н. Мелкомасштабная термодифузионная неустойчивость в нижней ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия. 1984. Т. 24. № 8. С. 885-893.

132. St.-Maurice J. P., Laher R. Are observed broadband plasma wave amplitudes large enough to explain the enhanced electron temperatures of the high-latitude E-region? // J. Geophys. Res. 1985. VOL. 90. N 3. P. 2843-2850.
133. Robinson T. R. Towards a self-consistent nonlinear theory of radar aurora backscatter // J. Atmos. Terr. Phys. 1986. VOL. 48. N 5. P. 417-422.
134. St.-Maurice J. P. A unified theory of anomalous resistivity and Joule heating effects in the presence of ionospheric E region irregularities // J. Geophys. Res. 1987. VOL. 92. N 5. P. 4533-4542.
135. Machida S., Goertz C. K. Computer simulation of the Farley-Buneman instability and anomalous heating in the auroral ionosphere // J. Geophys. Res. 1988. VOL. 93. N 9. P. 9993-10000.
136. St.-Maurice J. P. Electron heating by plasma waves in the high latitude E-region and related effects: Theory // Adv. Space Res. 1990. VOL. 10. N 6. P. 239.
137. Tsuda T., Sato T. Structure of plasma turbulence due to cross-field plasma instability // Phys. Fluids. 1968. VOL. 11. N 3. P. 677-678.
138. Kaw P. K. Wave propagation effects on observations of irregularities // J. Geophys. Res. 1972. VOL. 77. N 4. P. 1323-1326.
139. Зарницкий Ю. Ф. К теории доплеровских спектров аврорального рассеяния // Геомагнетизм и аэрономия. 1987. Т. 27. № 6. С. 795-799.
140. Sudan R. N., Keskinen M. J. Unified theory oh the power spectrum of intermediate wavelength ionospheric electron density fluctuations // J. Geophys. Res. 1984. VOL. 89. N 11. P. 9840-9844.
141. Гершман Б. Н., Понятов А. А. О связи пространственных спектров флуктуаций электронной концентрации и электрического поля при градиентно-дрейфовой неустойчивости в ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия. 1988. Т. 28. № 3. С. 496-498.
142. Schlegel K., St.-Maurice J. P. Short wavelength gradient drift waves at high latitudes // Ann. Geophys. 1983. VOL. 1. N 3. P. 259-264.
143. St.-Maurice J. P. A nonlocal theory of the high latitude Farley-Buneman instability // J. Geophys. Res. 1985. VOL. 90. N 6. P. 5211-5225.

144. Волосевич А. В. Квазилинейная теория неоднородностей аврорального электроджета // Изв. Вузов, Радиофизика. 1986. Т. 29. № 7. С. 763-766.
145. Волосевич А. В., Шафтан В. А. Влияние мелкомасштабной турбулентности на процессы в Е-слое полярной ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 1988. Т. 28. № 3. С. 433-436.
146. Sato T. Neutral winds and electrojet irregularities // J. Geophys. Res. 1975. VOL. 80. N 19. P. 2835-2838.
147. Lee K., Kennel C. F., Kindel J. M. High-frequency Hall current instability // Radio Sci. 1971. VOL. 6. N 2. P. 209-213.
148. Kotik D. S. On the theory of instability of ionospheric electrojet // Izv. VUZOV, Radiophysica. 1972. VOL. 15. N 4. P. 497-503.
149. Sato T. On mechanisms governing the electrojet plasma instabilities // J. Geophys. Res. 1976. VOL. 81. N 4. P. 539-546.
150. Sato T. "Grooving" of a uniform plasma with a magnetic field by an unstable wave // Phys. Rev. Lett. 1976. VOL. 37. N 15. P. 997-1000.
151. Ferch R. L., Sudan R. N. Numerical simulation of type II gradient drift irregularities in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1977. VOL. 82. N 16. P. 2283-2289.
152. Fu Z. F., Lee L. C., Huba J. D. A quasi-local theory of the ExB instability in the ionosphere // J. Geophys. Res. 1986. VOL. 91. N 3. P. 3263-3269.
153. Зарницкий Ю. Ф., Кустов А. В. О коротковолновой границе Фарлей-Бунемановской неустойчивости в области авроральной электроструи // Геомагнетизм и аэрономия. 1988. Т. 28. № 3. С. 384-388.
154. Ronchi C., Sudan R. N., Farley D. T. Numerical simulations of large-scale plasma turbulence in the daytime equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1991. VOL. 96. N 12. P. 21263-21280.
155. Janhunen P. Perpendicular particle simulation of the E-region Farley-Buneman instability // J. Geophys. Res. 1994. VOL. 99. N 6. P. 11461-11473.
156. Schlegel K., Thiemunn H. Particle-in-cell plasma simulation of the modified two-stream instability // Ann. Geophys. 1994. VOL. 12. P. 1091-1100.

157. Hamza A. M., Sudan R. N. Subgrid modelling of convective turbulence in weakly ionized collisional plasma by renormalization group analysis // J. Geophys. Res. 1995. VOL. 100. N 3. P. 3669-3680.
158. Wang T. N. C., Tsunoda R. T. On a crossed field two-stream plasma instability in the auroral plasma // J. Geophys. Res. 1975. VOL. 80. N 16. P. 2172-2182.
159. Фельдштейн А. Я. О влиянии верхней ионосферы на неустойчивость Фарли-Бунемана // Геомагнетизм и аэрономия. 1980. Т. 20. № 2. С. 262-266.
160. Фельдштейн А. Я. О влиянии разогрева частиц на неустойчивость Фарли-Бунемана в авроральной ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия. 1980. Т. 20. № 2. С. 333-334.
161. Newman A. L., Ott E. Nonlinear simulation of type I irregularities in the equatorial electrojet // J. Geophys. Res. 1981. VOL. 86. N 8. P. 6879-6891.
162. Robinson T. R. The effects of the resonance broadening of Farley-Buneman waves on electron dynamics and heating in the auroral E-region // J. Atmos. Terr. Phys. 1992. VOL. 54. N 6. P. 749-757.
163. Kagan L. M., Kelley M. C. A wind-driven gradient drift mechanism for mid-latitude E-region ionospheric irregularities // Geophys. Res. Lett. 1998. VOL. 25. N 22. P. 4141-4144.
164. Berngardt O. I., Potekhin A. P. Radar equations in the problem of radiowave backscattering during bistatic soundings // Radio Sci. 2002. VOL. 37. N 1. P. 1008.
165. Moorcroft D. R. The shape of auroral backscatter spectra // Geophys. Res. Lett. 2004. VOL. 31, doi: 10.1029/2003GL019340
166. Бернгардт О. И. Модель спектров реализаций сигналов когерентного эхо по данным Иркутского радара некогерентного рассеяния // Изв. Вузов, Радиофизика. 2006. Т. 49. № 6. С. 459.
167. Волосевич А.В., Липеровский В.А. Генерация мелкомасштабных неоднородностей в турбулизованной плазме и радиоаврора // Геомагнетизм и аэрономия. 1975. Т. 15. № 1. С. 74-77.
168. Каменецкая Г.Х. О нелинейном взаимодействии продольных волн, возбуждаемых токовой неустойчивостью в экваториальной струе // Геомагнетизм и аэрономия. 1971. Т. 11. № 3. С. 446-452.

169. Ossakow S. L., Papadopoulos K., Orens J., Coffey T. Parallel propagation effects on the type I electrojet instability // J. Geophys. Res. 1975. VOL. 80. N 1. P. 141-148.
170. Lee K., Kennel C. F. Effects of propagation parallel to the magnetic field on the type I electrojet irregularity instability // Planet. Space Sci. 1973. VOL. 21. N 8. P. 1339-1343.
171. Jamin E., Kennel C. F. Effects of parallel propagation on equatorial electrojet irregularities // J. Geophys. Res. 1976. VOL. 81. N 25. P. 4612-4620.
172. Кустов А. В., Липеровский В. А. О столкновительных неустойчивостях продольного втекающего тока в полярной ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия. 1981. Т. 21. № 8. С. 1121-1124.
173. Robinson T. R., Schlegel K. The generation of non aspect sensitive plasma density irregularities by field aligned drifts in the lower ionosphere // Ann. Geophys. 2000. VOL. 18. P. 799-806.
174. Greenwald R. A., Baker K. B., Dudeney J. R., Pinnock M., Jones T. B., Thomas E. C., Villain J.-P., Cerisier J.-C., Senior C., Hanuise C., Hunsucker R. D., Sofko G., Koehler J., Nielsen E., Pellinen R., Walker A. D. M., Sato N., Yamagishi H. DARN/SuperDARN: a global view of the dynamics of high-latitude convection //. Space Sci. Rev. 1995. VOL. 71. P. 761-796.
175. Greenwald R. A., Baker K. B., Hutchins R. A., Hanuise C. An HF phased-array radar for studying small-scale structure in the high-latitude ionosphere // Radio Sci. 1985. VOL. 20. P. 63-79.
176. Hanuise C., Villain J.-P., Gresillon D., Cabrit B., Greenwald R. A., Baker K. B. Interpretation of HF radar ionospheric Doppler spectra by collective wave scattering theory // Ann. Geophys. 1993. VOL. 11. P. 29-39.
177. Baker K. B., Dudeney J. R., Greenwald R. A., Pinnock M., Newell P. T., Rodger A. S., Mattin N., Meng C.-I. HF radar signatures of the cusp and low-latitude boundary layer // J. Geophys. Res. 1995. VOL. 100. P. 7671-7695.
178. Ruohoniemi J. M., Greenwald R. A., Baker K. B., Villain J.-P., McCready M. A. Drift motions of small-scale irregularities in the high-latitude F region: an experimental comparison with plasma drift motions // J. Geophys. Res. 1987. VOL. 92. P. 4553-4564.

179. Ruohoniemi J. M., Greenwald R. A., Baker K. B., Samson J. C. HF radar observations of Pc-5 field line resonances in the midnight early morning MLT sector // J. Geophys. Res. 1991. VOL. 96. P. 15697–15710.
180. Samson J. C., Hughes T. J., Creutzberg F., Wallis D. D., Greenwald R. A., Ruohoniemi J. M. Observations of a detached, discrete arc in association with field line resonances // J. Geophys. Res. 1991. VOL. 96. P. 15683–15695.
181. Walker A. D. M., Ruohoniemi J. M., Baker K. B., Greenwald R. A., Samson J. C. Spatial and temporal behaviour of ULF pulsations observed by the Goose Bay HF radar // J. Geophys. Res. 1992. VOL. 97. P. 12187–12202.
182. Samson J. C., Greenwald R. A., Ruohoniemi J. M., Frey A., Baker K. B. Goose Bay radar observations of Earth-reflected gravity waves in the high-latitude ionosphere // J. Geophys. Res. 1990. VOL. 95. P. 7693–7709.
183. Bristow W. A., Greenwald R. A., Samson J. C. Identification of high-latitude acoustic gravity wave sources using the Goose Bay HF radar // J. Geophys. Res. 1994. VOL. 99. P. 319–332.
184. Hanuise C., Senior C., Cerisier J.-C., Villain J.-P., Greenwald R. A., Ruohoniemi J. M., Baker K. B. Instantaneous mapping of high-latitude convection with coherent HF radars // J. Geophys. Res. 1993. VOL. 98. P. 17387–17400.
185. Ruohoniemi J. M., Baker K. B. Large-scale imaging of high-latitude convection with Super Dual Auroral Radar Network HF radar observations // J. Geophys. Res. 1998. VOL. 103 P. 20797–20811.
186. Provan G., Yeoman T. K., Milan S. E., Ruohoniemi J. M., Barnes R. An assessment of the “map-potential” and “beam-swinging” techniques for measuring the ionospheric convection pattern using data from the SuperDARN radars // Ann. Geophys. 2002. VOL. 20. P. 191–202.
187. Shepherd S. G., Ruohoniemi J. Electrostatic potential patterns in the high-latitude ionosphere constrained by SuperDARN measurements // J. Geophys. Res. 2000. VOL. 105. P. 23005–23014.
188. Amm O., Engebretson M. J., Greenwald R. A., Luhr H., Moretto T. Direct determination of IMF By-related cusp current systems, using SuperDARN radar and multiple ground magnetometer data: a link to theory on cusp current origin // J. Geophys. Res. 1999. VOL. 104 P. 17187–17198.

189. Bristow W. A., Lummerzheim D. Determination of field-aligned currents using the Super Dual Auroral Radar Network and the UVI ultraviolet auroral imager // J. Geophys. Res. 2001. VOL. 106. P. 18577–18587.
190. Lummerzheim D., Rees M. H., Craven J. D., Frank L. A. Ionospheric conductances derived from DE-1 auroral images // J. Atmos. Terr. Phys. 1991. VOL. 53. P. 281–292.
191. Germany G. A., Torr D. G., Richards P. G., Torr M. R., John S. Determination of ionospheric conductivities from FUV auroral emissions // J. Geophys. Res. 1994. VOL. 99. P. 23297–23305.
192. Sofko G. J., Greenwald R. A., Bristow W. Direct determination of large-scale magnetospheric fieldaligned currents with SuperDARN // Geophys. Res. Lett. 1995. VOL. 22. P. 2041–2044.
193. Kustov A. V., Papitashvili V. O., Sofko G. J., Schiffler A., Feldstein Y. I., Gromova L. I., Levitin A. E., Belov B. A., Greenwald R. A., Ruohoniemi M. J. Dayside ionospheric plasma convection, electric fields, and field-aligned currents derived from SuperDARN radar observations and predicted by the IZMEM model // J. Geophys. Res. 1997. VOL. 102. P. 24057–2406.
194. Papitashvili V. O., Belov B. A., Faermark D. S., Feldstein Y. I., Golyshev S. A., Gromova L. I., Levitin A. E. Electric-potential patterns in the northern and southern polar-regions paramaterized by the interplanetary magnetic field // J. Geophys. Res. 1994 VOL. 99. P. 13251–13262.
195. Chisham G., Freeman M. P., Abel G. A., Bristow W. A., Marchaudon A., Ruohoniemi J. M., Sofko G. J. Spatial distribution of average vorticity in the high-latitude ionosphere and its variation with interplanetary magnetic field direction and season // J. Geophys. Res. 2009. VOL. 114, doi:10.1029/2009JA014263.
196. Green D. L., Waters C. L., Anderson B. J., Korth H., Barnes R. J. Comparison of large-scale Birkeland currents determined from Iridium and SuperDARN data // Ann. Geophys. 2006. VOL. 24. P. 941–959.
197. Coleman I. J., Chisham G., Pinnock M., Freeman M. P. An ionospheric convection signature of antiparallel merging // J. Geophys. Res. 2001. VOL. 106. P. 28995–29007.
198. Chisham G., Coleman I. J., Freeman M. P., Pinnock M., Lester M. Ionospheric signatures of split reconnection X-lines during conditions of IMF $B_z < 0$ and $|B_y|*|B_z|$:

- Evidence for the antiparallel merging hypothesis // J. Geophys. Res. 2002. VOL. 107, doi:10.1029/2001JA009124.
199. Rodger A. S., Mende S. B., Rosenberg T. J., Baker K. B. Simultaneous optical and HF radar observations of the ionospheric cusp // Geophys. Res. Lett. 1995. VOL. 22. P. 2045–2048.
 200. Yeoman T. K., Lester M., Cowley S. W. H., Milan S. E., Moen J., Sandholt P. E. Simultaneous observations of the cusp in optical, DMSP and HF radar data // Geophys. Res. Lett. 1997. VOL. 24. P. 2251–2254.
 201. Milan S. E., Lester M., Cowley S. W. H., Moen J., Sandholt P. E., Owen C. J. Meridian-scanning photometer, coherent HF radar and magnetometer observations of the cusp: a case study // Ann. Geophys. 1999. VOL. 17. P. 159–172.
 202. Lester M., Milan S. E., Besser V., Smith R. A case study of HF radar spectra and 630.0 nm auroral emission in the pre-midnight sector // Ann. Geophys. VOL. 19. P. 327–339.
 203. Parkinson M. L., Dyson P. L., Pinnock M., Devlin J. C., Hairston M. R., Yizengaw E., Wilkinson P. J. Signatures of the midnight open-closed magnetic field line boundary during balanced dayside and nightside reconnection // Ann. Geophys. 2002 VOL. 20. P. 1617–1630.
 204. Dudeney J. R., Rodger A. S., Freeman M. P., Pickett J., Scudder J., Sofko G., Lester M. The nightside ionospheric response to IMF By changes // Geophys. Res. Lett. 1998. VOL. 25. P. 2601–2604.
 205. Woodfield E. E., Davies J. A., Eglitis P., Lester M. A case study of HF radar spectral width in the post midnight magnetic local time sector and its relationship to the polar cap boundary // Ann. Geophys. 2002. VOL. 20. P. 501–509.
 206. Woodfield E.E., Davies J.A., Lester M., Yeoman T.K., Eglitis P., Lockwood M. Nightside studies of coherent HF radar spectral width behaviour // Ann. Geophys. 2002. VOL. 20. P. 1399–1413.
 207. Woodfield E. E., Hosokawa K., Milan S. E., Sato N., Lester M. An inter-hemispheric, statistical study of nightside spectral width distributions from coherent HF scatter radars // Ann. Geophys. 2002. VOL. 20. P. 1921–1934.
 208. Chisham G., Freeman M. P. An investigation of latitudinal transitions in the SuperDARN Doppler spectral width parameter at different magnetic local times // Ann. Geophys. 2004. VOL. 22. P. 1187–1202.

209. Provan G., Yeoman T. K., Milan S. E. CUTLASS Finland radar observations of the ionospheric signatures of flux transfer events and the resulting plasma flows // *Ann. Geophys.* 1998. VOL. 16. P. 1411–1422.
210. Chisham G., Pinnock M., Rodger A. S. The response of the HF radar spectral width boundary to a switch in the IMF By direction: ionospheric consequences of transient dayside reconnection? // *J. Geophys. Res.* 2001. VOL. 106. P. 191–202.
211. Hosokawa K., Woodfield E.E., Lester M., Milan S.E., Sato N., Yukimatu A.S., Iyemori T. Statistical characteristics of Doppler spectral width as observed by the conjugate SuperDARN radars // *Ann. Geophys.* 2002. VOL. 20. P. 1213–1223.
212. Chisham G., Freeman M. P. A technique for accurately determining the cusp-region polar cap boundary using SuperDARN HF radar measurements // *Ann. Geophys.* 2003. VOL. 21. P. 983–996.
213. Chisham G., Freeman M. P., Sotirelis T. A statistical comparison of SuperDARN spectral width boundaries and DMSP particle precipitation boundaries in the nightside ionosphere // *Geophys. Res. Lett.* 2004. VOL. 31, doi:10.1029/2003GL019074.
214. Chisham G., Freeman M. P., Sotirelis T., Greenwald R. A., Lester M., Villain J.-P. A statistical comparison of SuperDARN spectral width boundaries and DMSP particle precipitation boundaries in the morning sector ionosphere // *Ann. Geophys.* 2005. VOL. 23. P. 733–743.
215. Chisham G., Freeman M. P., Sotirelis T., Greenwald R. A. The accuracy of using the spectral width boundary measured in off-meridional SuperDARN HF radar beams as a proxy for the open-closed field line boundary // *Ann. Geophys.* 2005. VOL. 23. P. 2599–2604>
216. Chisham G., Freeman M. P., Lam M. M., Abel G. A., Sotirelis T., Greenwald R. A., Lester M. A statistical comparison of SuperDARN spectral width boundaries and DMSP particle precipitation boundaries in the afternoon sector ionosphere // *Ann. Geophys.* 2005. VOL. 23. P. 3645–3654.
217. Cai H. T., McCrea I. W., Dunlop M. W., Davies J. A., Bogdanova Y. V., Pitout F., Milan S. E., Lockwood M., Ma S. Y. Cusp observations during a sequence of fast IMF BZ reversals // *Ann. Geophys.* 2009. VOL. 27. P. 2721–2737.

218. de la Beaujardie' O., Lyons L. R., Friis-Christensen E. Sondrestrom radar measurements of the reconnection electric field // J. Geophys. Res. 1991. VOL. 96. P. 13907–13912.
219. Baker K. B., Rodger A. S., Lu G. HF-radar observations of the dayside magnetic merging rate: a geospace environment modeling boundary layer campaign study // J. Geophys. Res. 1997. VOL. 102. P. 9603–9617.
220. Pinnock M., Rodger A. S., Baker K. B., Lu G., Hairston M. Conjugate observations of the day-side reconnection electric field: a GEM boundary layer campaign // Ann. Geophys. 1999. VOL. 17. P. 443–454.
221. Milan S. E., Lester M., Cowley S. W. H., Oksavik K., Brittnacher M., Greenwald R. A., Sofko G., Villain J.-P. Variations in the polar cap area during two substorm cycles // Ann. Geophys. 2003. VOL. 21. P. 1121–1140.
222. Lam M. M., Pinnock M., Donovan E. F. Observations of nightside magnetic reconnection during substorm growth and expansion phases // J. Geophys. Res. 2006. VOL. 111, doi:10.1029/2005JA011356.
223. Hubert B., Milan S. E., Grocott A., Cowley S. W. H., Grard J.-C. Dayside and nightside reconnection rates inferred from IMAGE-FUV and Super Dual Auroral Radar Network data // J. Geophys. Res. 2006. VOL. 111, doi:10.1029/2005JA011140.
224. Lewis R. V., Freeman M. P., Rodger A. S., Reeves G. D., Milling D. K. The electric field response to the growth phase and expansion phase onset of a small isolated substorm // Ann. Geophys. 2007. VOL. 15. P. 289–299.
225. Lewis R. V., Freeman M. P., Reeves G. D. The relationship of HF radar backscatter to the accumulation of open magnetic flux prior to substorm onset // J. Geophys. Res. 1998. VOL. 103. P. 26613–26619.
226. Yeoman T. K., Lewis R. V., Milan S. E., Watanabe M. An interhemispheric study of the ground magnetic and ionospheric electric fields during the substorm growth phase and expansion phase onset // J. Geophys. Res. 1999. VOL. 104. P. 14867–14877.
227. Wright D. M., Davies J. A., Robinson T.R., Chapman P. J., Yeoman T. K., Thomas E. C., Lester M., Cowley S. W. H., Stocker A.J., Horne R. B., Honary F. Space Plasma Exploration by Active Radar (SPEAR): an overview of a future radar facility // Ann. Geophys. 2000. VOL. 18. P. 1248–1255.

228. Watanabe M., Pinnock M., Rodger A. S., Sato N., Yamagishi H., Yukimatu A. S., Greenwald R. A., Villain J.-P., Hairston M. R. Localized activation of the distant tail neutral line just prior to substorm onsets // J. Geophys. Res. VOL. 103. P. 17651–17669.
229. Voronkov I., Friedrich E., Samson J. C. Dynamics of the substorm growth phase as observed using CANOPUS and SuperDARN instruments // J. Geophys. Res. 1999. VOL. 104. P. 28491–28505.
230. Milan S. E., Davies J. A., Lester M. Coherent HF radar backscatter characteristics associated with auroral forms identified by incoherent radar techniques: a comparison of CUTLASS and EISCAT observations // J. Geophys. Res. 1999. VOL. 104. P. 22591–22604.
231. Grocott A., Cowley S. W. H., Sigwarth J. B., Watermann J. F., Yeoman T. K. Excitation of twin-vortex flow in the nightside high-latitude ionosphere during an isolated substorm // Ann. Geophys. 2002. VOL. 20. P. 1577–1601.
232. Provan G., Lester M., Mende S. B., Milan S. E. Statistical study of high-latitude plasma flow during magnetospheric substorms // Ann. Geophys. 2004. VOL. 22. P. 3607–3624.
233. Grocott A., Wild J. A., Milan S. E., Yeoman T. K. Superposed epoch analysis of the ionospheric convection evolution during substorms: onset latitude dependence // Ann. Geophys. 2009. VOL. 27. P. 591–600.
234. Menk F. W., Yeoman T. K., Wright D. M., Lester M., Honary F. High-latitude observations of impulsed driven ULF pulsations in the ionosphere and on the ground // Ann. Geophys. 2003. VOL. 21. P. 559–576.
235. Ziesolleck C. W. S., Fenrich F. R., Samson J.C., McDiarmid D. R. Pc5 field line resonance frequencies and structure observed by SuperDARN and CANOPUS // Journal. of Geophysical Research. 1998. VOL. 103, doi:10.1029/98JA00590.
236. Baker K. B., Engebretson M. J., Rodger A. S., Arnoldy R. L. The coherence scale length of band-limited Pc3 pulsations in the ionosphere // Geophys. Res. Lett. 1998. VOL. 25. P. 2357–2360.
237. Matsuoka H., Yukimatu A. S., Yamagishi H., Sato N., Sofko G. J., Fraser B. J., Ponomarenko P., Liu R., Goka T. Coordinated observations of Pc 3 pulsations near cusp latitudes // J. Geophys. Res. 2002. VOL. 107. P. 1400.

238. Ponomarenko P. V., Menk F. W., Waters C. L. Visualization of ULF waves in SuperDARN data // Geophys. Res. Lett. 2003. VOL. 30. P. 1926.
239. Ponomarenko P. V., Menk F. W., Waters C. L., Sciffer M. D. Pc3–4 ULF waves observed by the Super- DARN TIGER radar // Ann. Geophys. 2005. VOL. 23. P.1271–1280.
240. Fenrich F. R., Samson J. C., Sofko G., Greenwald R. A. ULF high- and low-m field line resonances observed with the Super Dual Auroral Radar Network // J. Geophys. Res. 1995. VOL. 100. P. 21535–21547.
241. Fenrich F. R., Samson J. C. Growth and decay of field line resonances // J. Geophys. Res. 1997. VOL. 102. P. 20031–20039.
242. Yeoman T. K., Wright D. M., Robinson T. R., Davies J. A., Rietveld M. T. High spatial and temporal resolution observations of an impulse-driven field line resonance in radar backscatter artificially generated with the Tromsø heater // Ann. Geophys. 2005 VOL. 15. P. 634–644.
243. Wright D. M., Yeoman T. K. High resolution bistatic radar observations of ULF waves in artificially generated backscatter // Geophys. Res. Lett. 1999. VOL. 26. P. 2825–2828.
244. Yeoman T. K., Wright D. M. ULF waves with drift resonance and drift-bounce resonance energy sources as observed in artificially-induced HF radar backscatter // Ann. Geophys. 2001. VOL. 19. P. 159–170.
245. Baddeley L. J., Yeoman T. K., Wright D. M., Davies J. A., Trattner K. J., Roeder J. L. Morning sector driftbounce resonance driven ULF waves observed in artificially-induced HF radar backscatter // Ann. Geophys. 2002. VOL. 20. P. 1487–1498.
246. Huang C.-S., Andre D. A., Sofko G. J. High-latitude ionospheric perturbations and gravity waves 1. Observational results // J. Geophys. Res. 1998. VOL. 103 P. 2131–2141.
247. Hall G. E., MacDougall J. W., Moorcroft D. R., St.-Maurice J.-P. Finding gravity wave source positions using SuperDARN // J. Geophys. Res. 1999. VOL. 104. P. 67–78.
248. Huang C.-S., Andre D. A., Sofko G. J. Observations of Solar wind directly-driven auroral electrojet and gravity waves // J. Geophys. Res. 1998. VOL. 103. P. 23347–23356.
249. Sofko G. J., Huang C.-S. SuperDARN observations of medium-scale gravity wave pairs generated by Joule heating in the auroral zone // Geophys. Res. Lett. 2000. VOL. 27. P. 485–488.

250. Bristow W. A., Greenwald R. A. Estimating gravity wave parameters from oblique high-frequency backscatter: modeling and analysis // J. Geophys. Res. 1995. VOL. 100. P. 3639–3648.
251. Stocker A. J., Arnold N. F., Jones T. B. The synthesis of travelling ionospheric disturbance (TID) signatures in HF radar observations using ray tracing // Ann. Geophys. 2000. VOL. 18 P. 56–64.
252. Bristow W. A., Greenwald R. A., Villain J.-P. On the seasonal dependence of medium-scale atmospheric gravity waves in the upper atmosphere at high latitudes // J. Geophys. Res. 1996. VOL. 101. P. 15685–15699.
253. Bristow W. A., Greenwald R. A. On the spectrum of thermospheric gravity waves observed by the Super Dual Auroral Radar Network // J. Geophys. Res. 1997. VOL. 102. P. 11585–11596.
254. Hall G. E., MacDougall J. W., Moorcroft D. R., St.-Maurice J.-P., Manson A. H., Meek C. E. Super Dual Auroral Radar Network observations of meteor echoes // J. Geophys. Res. 1997. VOL. 102. P. 14603–14614.
255. Jenkins B., Jarvis M. J., Forbes D. M. Mesospheric wind observations derived from Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN) HF radar meteor echoes at Halley, Antarctica: preliminary results // Radio. Sci. 1997. VOL. 33. P. 957–965.
256. Jenkins B., Jarvis M. J. Mesospheric winds derived from SuperDARN HF radar meteor echoes at Halley, Antarctica // Earth Planets Space. 1999. VOL. 51. P. 685–689.
257. Arnold N. F., Robinson T. R., Byrne P. B., Lester M., Chapman P. J. Super Dual Auroral Radar Network HF radar observations of fluctuations in the spectral distribution of near range meteor echoes in the upper mesosphere and lower thermosphere // Ann. Geophys. 2001. VOL. 19. P. 425–434.
258. Yukimatu S. A., Tsutsumi M. A new SuperDARN meteor wind measurement: Raw time series analysis method and its application to mesopause region dynamics // Geophys. Res. Lett. 2002. VOL. 29. N. 20. P. 1981.
259. Tsutsumi M., Yukimatu A. S., Holdsworth D. A., Lester M. Advanced SuperDARN meteor wind observations based on raw time series analysis technique // Radio Sci. 2009. VOL. 44, doi:10.1029/2008RS003994.

260. Makarevitch R. A., Koustov A. V., Sofko G. J., Andre D., Ogawa T. Multifrequency measurements of HF Doppler velocity in the auroral E region // J. Geophys. Res. 2002. VOL. 107, doi:10.1029/2001JA000268.
261. Milan S. E., Lester M., Sato N. Multi-frequency observations of E-region HF radar aurora // Ann. Geophys. 2003. VOL. 21. P. 761–777.
262. Koustov A. V., Danskin D. W., Makarevitch R. A., Gorin J. D. On the relationship between the velocity of E-region HF echoes and $E \cdot B$ plasma drift // Ann. Geophys. 2005. VOL. 23. P. 371–378.
263. Milan S. E., Lester M., Yeoman T. K., Robinson T. R., Uspensky M. V., Villain J.-P. HF radar observations of high-aspect angle backscatter from the E region // Ann. Geophys. 2004. VOL. 22. P. 829–847.
264. Drexler J., St-Maurice J.-P. A possible origin for large aspect angle “HAIR” echoes seen by SuperDARN radars in the E region // Ann. Geophys. 2005. VOL. 23. P. 767–772.
265. Danskin D. W., Koustov A. V., Makarevitch R. A., Lester M. Observations of double-peaked E region coherent spectra with the CUTLASS Finland HF radar // Radio Sci. 2004. VOL. 39, doi:10.1029/2003RS002932.
266. Uspensky M. V., Kustov A. V., Sofko G. J., Koehler J. A., Villain J.-P., Hanuise C., Ruohoniemi J. M., Williams P. J. S. Ionospheric refraction effects in slant range profiles or auroral HF coherent echoes // Radio Sci. 1994. VOL. 29 P. 503–517.
267. Milan S. E., Lester M., Sato N., Takizawa H. On the altitude dependence of the spectral characteristics of decametre-wavelength E region backscatter and the relationship with optical auroral forms // Ann. Geophys. 2001. VOL. 19. P. 205–217.
268. Uspensky M. V., Koustov A. V., Eglitis P., Huuskonen A., Milan S. E., Pulkkinen T., Pirjola R. CUTLASS HF radar observations of high-velocity E-region echoes // Ann. Geophys. 2001. VOL. 19. P. 411–424.
269. Milan S. E., Lester M. Simultaneous observations at different altitudes of ionospheric backscatter in the eastward electrojet // Ann. Geophys. 1998. VOL. 16. P. 55–68.
270. Makarevitch R. A., Honary F., Koustov A. V. Simultaneous HF measurements of E- and F-region Doppler velocities at large flow angles // Ann. Geophys. 2004. VOL. 22. P. 1177–1185.

271. Makarevich R. A., Honary F., Howells V. S. C., Koustov A. V., Milan S. E., Davies J. A., Senior A., McCrea I. W., Dyson P. L. A first comparison of irregularity and ion drift velocity measurements in the E-region // *Ann. Geophys.* 2006. VOL. 24. P. 2375–2389.
272. Koustov A. V., Igarashi K., Andre D., Ohtaka K., Sato N., Yamagishi H., Yukimatu A. Observations of 50- and 12-MHz auroral coherent echoes at the Antarctic Syowa station // *J. Geophys. Res.* 2001. VOL. 106 P. 12875–12887.
273. Koustov A. V., Danskin D. W., Uspensky M. V., Ogawa T., Janhunen P., Nishitani N., Nozawa S., Lester M., Milan S. E. Velocities of auroral coherent echoes at 12 and 144 MHz // *Ann. Geophys.* 2002. VOL. 20. P. 1647–1661.
274. Makarevitch R. A., Ogawa T., Igarashi K., Koustov A. V., Sato N., Ohtaka K., Yamagishi H., Yukimatu A. On the power–velocity relationship for 12-and 50-MHz auroral coherent echoes // *J. Geophys. Res.* 2001. VOL. 106. P. 15455–15469.
275. Foster J. C., Tetenbaum D., del Pozo C.F., St.-Maurice J.-P., Moorcroft D.R. Aspect angle variations in intensity, phase velocity, and altitude for high-latitude 34-cm E-region irregularities // *J. Geophys. Res.* 1992. VOL. 97. P. 8601-8617.
276. Grkovich K., Berngardt O. Determining the Parameters of the Layer of Scattering Irregularities, Forming Coherent Echo, according to the Irkutsk IS Radar Data // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2009. VOL. 49. N 8. P. 1231-1239.
277. Uspensky M. V., Baumjohann W., Pellinen R. J., Starkov G. V. Experimental data on electric field and electron density dependence of auroral E-region drift turbulence and radar backscatter // *J. Geophys.* 1983. VOL. 53. N. 3. P. 198-200.
278. Haldoupis C., Nielsen E., Schlegel K. Dependence of radar auroral scattering cross-section on the ambient electron density and the distabilizing electric field // *Ann. Geophysicae.* 1990. VOL. 8. N 3. P. 195-212.
279. Foster J. C., Erickson P. J. Simultaneous observations of E-region coherent backscatter and electric field amplitude at F-region heights with the Millstone Hill UHF radar // *Geophysical Research Letters.* 2000. VOL. 27. N 19. P. 3177-3180.
280. Грудинская Г.П. Распространение радиоволн. М.: Высшая школа, 1975. 280 с.
281. Berngardt O.I., Grkovich K.V., Grocott A., Lester M., Milan S.E. First joint analysis of high-latitude SuperDARN data and mid-latitude Irkutsk Incoherent scatter radar observations

- during September 25-26, 1998 geomagnetic storm // Report at SuperDARN Workshop. Cargèse, Corsica, France. May 11-15, 2009.
282. Baker J. B. H., Greenwald R. A., Ruohoniemi J. M., Oksavik K., Gjerloev J. W., Paxton L. J., Hairston M. R. Observations of ionospheric convection from the Wallops SuperDARN radar at middle latitudes // J. Geophys. Res. 2007. VOL. 112. A01303, doi:10.1029/2006JA011982.
 283. Гркович К. В., Бернгардт О. И. Методика обработки сигналов когерентного эха в приближении малого числа точечных рассеивателей // Изв. Вузов. Радиофизика. 2011. Т.54, №7. С.497-509.
 284. Хелстром К. Статистическая теория обнаружения сигналов. М: Издательство ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ, 1963. 432 с.
 285. Бакут П.А. Вопросы статистической теории радиолокации. Том 1. М: Советское радио, 1963. 426 с.
 286. Тихонов А.Н. Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М: Наука, 1979. 285 с.
 287. Voronov A. L., Shpynev B. G. Excluding of convolution with sounding impulse in experimental Incoherent Scatter power profile // Proc. SPIE. 1998. VOL. 3583 P. 414.
 288. Foster J. C., Vo H. B. Average characteristics and activity dependence of the subauroral polarization stream // J. Geophys. Res. 2002. VOL. 107. N A12. P. 1475.

Благодарности

Автор благодарит своего научного руководителя к.ф.-м.н. Шпынёва Бориса Геннадьевича за помощь в работе над диссертацией, обсуждение результатов и ценные замечания. Автор выражает глубокую признательность заведующему лабораторией исследования динамических процессов в ионосфере ИСЗФ СО РАН к.ф.-м.н. Бернгардту Олегу Игоревичу за помощь в постановке задач, представлении результатов и подготовке публикаций. Кроме того автор выражает благодарность сотрудникам лаборатории развития новых методов радиофизической диагностики атмосферы за помощь в работе с данными Иркутского радара НР, а также Медведеву Андрею Всеволодовичу и Ильину Николаю Викторовичу за ценные замечания и рекомендации по содержанию и оформлению работы.