

Содержание

Рашковский С. Л. Исследование астрономическими методами декаметровых ионосферных мерцаний на радиотелескопе УРАН-1.....	705
Урядов В. П., Вертоградов Г. Г., Вертоградов В. Г., Понятов А. А., Фролов В. Л. Радарные наблюдения искусственной ионосферной турбулентности во время магнитной бури.....	722
Куликов М. Ю. Формирование когерентных пространственных структур в реакционно-диффузионной атмосферной системе под действием планетарной волны.....	739
Каневский М. Б., Караев В. Ю., Баландина Г. Н. Численное моделирование в задаче о механизмах формирования РСА-изображения океана.....	753
Мирошниченко В. И., Остроушко В. Н. Электродинамический расчёт спиралей, контактирующих с торцом резонатора.....	761
Божков В. Г., Зайцев С. Е. Анализ модели реального контакта с барьером Шоттки в широком диапазоне температур и смещений.....	769
Угрюмов Р. Б., Шапошник А. В., Воищев В. С. Исследование гауссовости и стационарности шума газочувствительных плёнок SnO_2	784
Мазманишвили А. С., Пуляев В. А. Распределение корреляционного функционала при точечном измерении данных.....	789

УДК 550.388

ИССЛЕДОВАНИЕ АСТРОНОМИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ ДЕКАМЕТРОВЫХ ИОНОСФЕРНЫХ МЕРЦАНИЙ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ УРАН-1

С. Л. Рашковский

В работе приводятся и анализируются результаты мониторинга ионосферных мерцаний на частотах $16,7 \div 25$ МГц за 2001–2002 гг. На основании большого экспериментального материала получены законы распределения амплитуд сигналов, временных изменений индексов мерцаний, времён автокорреляции и параметров временных спектров сигналов, а также частотные зависимости индексов мерцаний. Исследовано влияние мерцаний на оценки принятой мощности и угол рефракции.

ВВЕДЕНИЕ

Ионосфера Земли является предметом пристального внимания исследователей уже более пятидесяти лет, и этой теме посвящено большое количество работ. Однако, к сожалению, достаточно статистически полных количественных данных даже о таких основных параметрах, как уровень мерцаний, не так много¹. Из наиболее подробных работ, относящихся к этой теме, можно отметить [1, 2]. Однако такие работы в основном выполнены методами дистанционного зондирования и чаще всего вблизи экватора или на высоких широтах. При этом параметры, интересующие исследователей при проведении радиоастрономических наблюдений, получаются косвенным путём и имеют недостаточную точность. В то же время ионосфера очень существенно влияет на декаметровые радиоастрономические измерения.

Таким образом, систематические наблюдения в декаметровом диапазоне длин радиоволн ($10 \div 25$ МГц) на радиотелескопах УТР-2 и интерферометрах системы УРАН (а также работы на проектируемой в настоящее время низкочастотной международной радиоастрономической системе LOFAR) требуют наличия информации о состоянии ионосферы, желательно полученной прямыми методами и относящейся к району расположения этих радиотелескопов. Этим исследованиям и посвящена настоящая работа. При этом следует особо подчеркнуть, что нашей основной целью являлось не изучение ионосферы и тем более не отдельных протекающих в ней явлений, а именно её влияние на декаметровые радиоастрономические наблюдения.

В работе [3] проводился теоретический анализ соответствующих аспектов. Однако, к сожалению, её авторы могли опираться только на усреднённые параметры среды, известные, кроме всего прочего, с недостаточной точностью. В то же время представляется, что оцениваться должны не средние статистические свойства помех, а параметры ионосферы, относящиеся к конкретным единичным записям. Тогда можно проводить отбор этих записей с тем, чтобы выбрать из них наименее искажённые влиянием ионосферы и, следовательно, наиболее информативные.

В связи с этим на радиотелескопах Радиоастрономического института НАН Украины был начат цикл работ, направленных как на получение большого объёма статистических данных о состоянии ионосферы за длительный период времени, так и информации о текущем её состоянии

¹ Связано это, в частности, с тем, что основные экспериментальные работы выполнены до 60–70-х гг., а в это время фактически отсутствовала аппаратура, позволяющая проводить цифровую регистрацию сигнала, и, соответственно, оценки параметров мерцаний носили, скорее, качественный характер.

с целью оперативной оценки и коррекции получаемой радиоастрономической информации (мониторинг). В соответствии с таким подходом одновременно с проведением основной астрономической программы на радиотелескопе УТР-2 на расположенном в 42 км от него малом инструменте системы УРАН — радиотелескопе УРАН-1 — велись записи мощных источников космического радиоизлучения, позволяющие оценивать текущее состояние ионосферы радиоастрономическими методами (на просвет).

1. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Радиотелескоп УРАН-1 [4] находится в г. Змиев Харьковской области (приблизительно 49° с. ш.). Его антенная система состоит из 96 широкополосных турникетных вибраторов, каждый размером 7×7 м и высотой около 4 м, образующих поле размером 180×28 м, вытянутое в направлении запад—восток. Антенна принимает излучение двух линейных ортогональных поляризаций и работает в диапазоне $10 \div 25$ МГц, имея на частоте 25 МГц эффективную площадь около 7000 м^2 . Положение центрального луча диаграммы направленности управляется по двум координатам, и с заданной дискретностью охватывается всё небо.

В ходе экспериментов наблюдался один из двух источников космического излучения: 3С 461 (Кассиопея А) или 3С 405 (Лебедь А). Это наиболее мощные источники в декаметровом диапазоне длин радиоволн, что давало возможность получать данные о влиянии ионосферы, минимально искажённые аддитивными шумами. С другой стороны, верхние кульминации этих источников находятся достаточно близко (около 10°) от зенита, что облегчало интерпретацию полученных данных. Поскольку источник 3С 461 является незаходящим, теоретически существует возможность вести его наблюдение круглые сутки. Но на практике при низком положении источника (большом зенитном угле) резко возрастает мощность помех, и эти данные использовать не удавалось.

Наблюдения проводились в штатном модуляционном режиме радиотелескопа, когда на его выходе фиксировалась мощность сигнала от наблюдаемого космического объекта с постоянной времени приблизительно 3,5 с (фоновое космическое излучение в этом режиме подавлялось). Приёмная аппаратура содержала два канала наблюдений, настроенных на частоты 25 МГц и 16,7 МГц (или 25 МГц и 20 МГц) с полосой приёма порядка 15 кГц каждый. Записи осуществлялись последовательными блоками с продолжительностью 1 час. По окончании блока тут же начиналась запись следующего, т. е. запись была непрерывной. Для устранения возможных эффектов, связанных с нестабильностью аппаратуры, в начале каждого часового блока в течение 2 минут записывался нулевой уровень и в течение ещё 2 минут — калибровочный сигнал. С интервалом 2 минуты постоянно проводилась коррекция положения луча с тем, чтобы источник из-за вращения Земли не выходил из диаграммы направленности антенны радиотелескопа. Все записи и калибровки велись в автоматическом режиме. Сигналы на выходе радиотелескопа фиксировались в цифровой форме с шагом квантования 1 с.

Очевидно, что при отсутствии ионосферы на выходе телескопа должна была бы фиксироваться постоянная мощность. Однако за счёт эффектов рассеяния на ионосферных неоднородностях принятая мощность зависит от времени. Примеры ряда характерных записей интенсивности сигнала, полученных в эксперименте, приведены на рис. 1, а параметры, характеризующие эти процессы — в табл. 1 (определения параметров будут даны ниже).

На рис. 1 тонкая горизонтальная линия соответствует нулевому уровню (отсутствию сигнала), вертикальные линии проведены с интервалом 6 минут. В первых шести минутах записи могут присутствовать калибровочные сигналы. Эффекты, связанные с диаграммной модуляцией сигналов за счёт вращения Земли из этих записей устранены. При интерпретации данных следует

иметь в виду, что если процессы, показанные на рис. 1а–в, достаточно типичны, то рис. 1д соответствует уникально малому времени автокорреляции процесса.

Уже из этих примеров следует, что ионосфера может вносить существенно разные искажения в принимаемые сигналы. Так, сильно меняются как уровень мерцаний, так и его временные характеристики, и связь между этими параметрами практически отсутствует.

Поскольку явления, происходящие в ионосфере, имеют ряд существенно различных характерных периодов (мерцания, суточные и сезонные изменения, одиннадцатилетний цикл солнечной активности), эти процессы существенно нестационарны, и для получения статистических данных требуется очень большой объём экспериментального материала. Записи, вошедшие в настоящую работу, с перерывами велись в период с ноября 2001 г. по декабрь 2002 г. и включают около 230 дней наблюдений, в течение которых было сделано более 2000 записей отдельных часовых блоков (в это число не вошли записи, испорченные помехами).

Из-за высокого уровня внешних помех, одной из основных проблем при первичной обработке данных являлась процедура отбора записей, свободных от таких искажений. Первоначальные попытки ручного отбора оказались несостоятельными, с одной стороны, из-за субъективности этого процесса, всегда оставляющего сомнения в статистической корректности полученных результатов, а с другой — из-за большого объёма первичного материала и, соответственно, слишком большой трудоёмкости его ручной обработки.

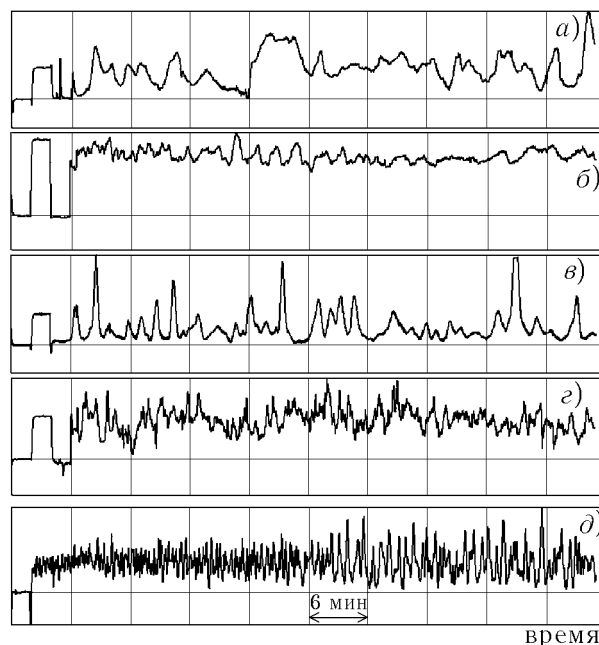


Рис. 1

Таблица 1

Параметры записей, приведённых на рис. 1

Панель на рис. 1	Дата записи	Время начала блока, LT	Часовой угол центра блока *, ч	Индекс мерцаний m	Время автокорреляции процесса $\tau_{\text{кор}}$, с
<i>а</i>	02.12.2002	20:00	1,3	0,43	24
<i>б</i>	12.08.2002	02:00	−0,1	0,10	14
<i>в</i>	09.05.2002	03:00	−2,0	0,79	10
<i>г</i>	09.11.2002	18:00	−2,2	0,28	9
<i>д</i>	24.11.2001	19:00	−0,2	0,43	3

* Напомним, что часовым углом в астрономии называется выраженная в часах разность текущего времени и момента прохождения источником верхней кульминации — точки, когда источник находится на максимальной высоте над горизонтом.

Было опробовано несколько формальных критериев для автоматического отбора, и наиболее близкие к сделанным вручную оценкам результаты были получены на основе числа точек запи-

си, которые оказались ниже уровня нуля (последний определялся по калибровочным сигналам). В действительности очевидно, что (если источник не выходит за пределы главного лепестка диаграммы направленности радиотелескопа) при отсутствии помех таких точек вообще не должно наблюдаться, а малое их число соответствует ситуациям, когда помехи столь редки, что не искажают полученные данные. В результате было принято, что если число отсчётов, лежащих ниже нуля калибровки, составляет менее 7 % их общего числа, то записи пригодны для дальнейшего использования. Если это число лежит в пределах от 7 до 20 %, записи можно использовать только для специфических случаев. Если же ниже нуля калибровки лежит более 20 % отсчётов, то данная запись отбрасывалась.

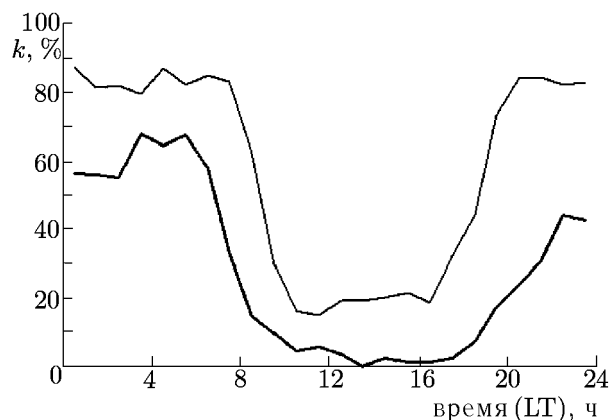


Рис. 2

Как и следовало ожидать, доля записей, пригодных для обработки, существенно зависела от времени суток, и в основном данные получены в ночное время. На рис. 2 приведены зависимости числа записей k , пригодных для обработки (менее 7 % точек, лежащих ниже нуля калибровки) на частотах 16,7 МГц (жирная линия) и 25 МГц (тонкая линия) от местного времени.

Очевидно, что подобная методика отбора записей не учитывает слабые помехи, и возможны случаи, когда невыявленные помехи несколько исказят получаемые результаты и повлияют на полученные статистические зависимости. Однако, как показывает многолетний опыт декаметровых исследований, влияние этого фактора при приёме излучения столь мощных источников достаточно мало.

В заключение этого раздела отметим, что в тех случаях, когда необходимы теоретические оценки той или иной величины, если не оговорено иное, мы будем в основном пользоваться теорией тонкого фазового экрана [5]. Точность этой теории для нашего случая вполне достаточна, и нет необходимости использовать более сложный аппарат.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ НАБЛЮДЕНИЙ

В качестве основного параметра, дающего численную оценку степени возмущённости ионосферы, использовался индекс мерцаний m , который рассчитывался по индивидуальным часовым записям и определялся как

$$m^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}, \quad (1)$$

где I — интенсивность сигнала, полученного на выходе радиотелескопа (т. е. квадратичная по полю величина — мощность сигнала — после вычитания уровня, соответствующего нулю калибровки), а угловые скобки обозначают усреднение по всем точкам скана.

Рассмотрим теперь различные характеристики процесса мерцаний.

2.1. Закон распределения амплитуд

Как и следовало ожидать, наиболее устойчивые результаты получаются при расчёте закона распределения амплитуд сигналов. Для этого расчёта все данные были разделены на несколько

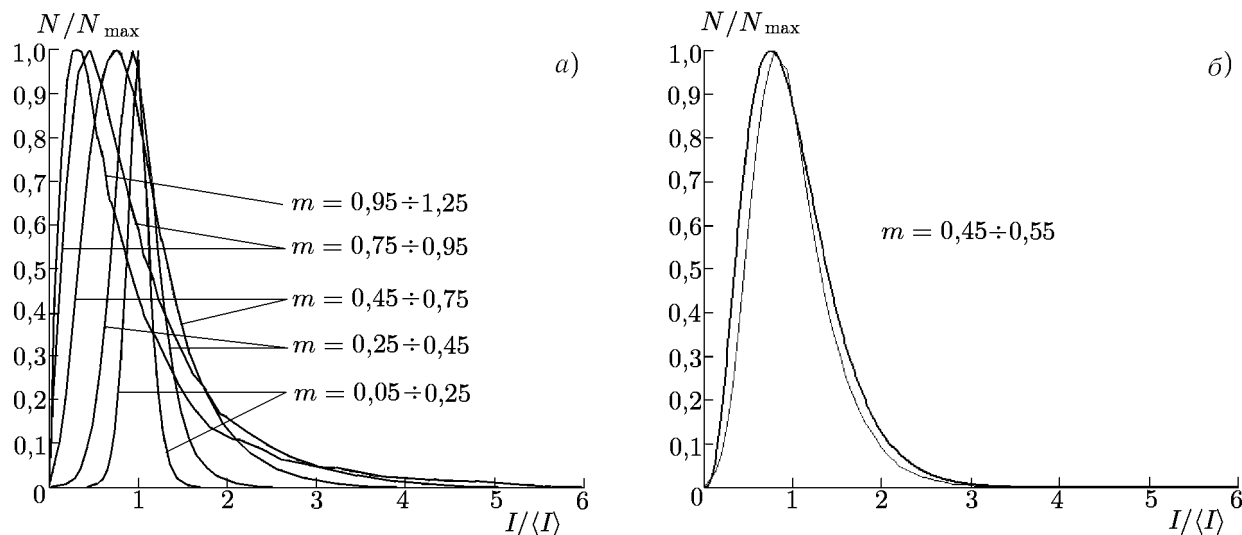


Рис. 3

групп, в каждую из которых вошли часовые сканы с индексом мерцаний m , попадающим в заданные пределы. По каждой такой группе строилась гистограмма (всего 90 точек) числа секундных отсчётов N , имеющих нормированную интенсивность сигнала $I/\langle I \rangle$. При этом N нормировалось к максимуму: $N(I)/N_{\max}$. Полученные результаты для различных диапазонов индекса мерцаний приведены на рис. 3а. При этом, поскольку статистика достаточно велика (всего более 10^7 отсчётов), графики практически гладкие, несмотря на то, что никакое их сглаживание не проводилось.

Как следует из рис. 3а, при малых индексах мерцаний распределение близко к гауссовому, и ширина пика растёт с ростом m . Затем становится очевидным смещение максимума относительно среднего, а распределение приближается к экспоненциальному. В работе [6] указывалось, что более точно амплитуда мерцаний аппроксимируется m -распределением вероятности Накагами:

$$P(I) = \frac{q^q I^{q-1}}{\Gamma(q) \langle I \rangle^q} \exp\left(-\frac{qI}{\langle I \rangle}\right), \quad (2)$$

где $q = 1/m^2$, Γ — гамма-функция; там же приводятся соответствующие экспериментальные данные и их аппроксимация этим законом.

Данные рис. 3а качественно подтверждают такие выводы. Однако, т. к. в наших экспериментах достигалась достаточно высокая точность, стали очевидны и погрешности этой аппроксимации. При малых m пик на экспериментальной кривой оказывается несколько уже расчётного, а при больших — заметно смещается в сторону больших I . Оба эти эффекта иллюстрирует рис. 3б, где для промежуточного случая $m \approx 0,5$ жирной линией показаны результаты расчёта, а тонкой — эксперимента.

Если для этого случая применить методы статистической проверки гипотез, например метод χ^2 , то такая аппроксимация несомненно будет отвергнута (расхождение кривых по вертикали много больше ошибок эксперимента). Тем не менее для подавляющего большинства случаев m -распределение является вполне приемлемым приближением, особенно если учесть указанные выше погрешности.

2.2. Зависимость индекса мерцаний от времени суток и даты наблюдений

Индекс мерцаний существенно зависит от времени суток, положения источника на небе (в частности, от зенитного угла), даты наблюдений и времени года. Чтобы по возможности разде-

лить связанные с этим эффекты, была использована следующая процедура.

На первом этапе обработки постулировалось, что наблюдаемый индекс мерцаний m зависит, в первую очередь, от зенитного угла θ . Используя, в частности, соотношение, пригодное для случая однородной плоской ионосферы и слабых мерцаний [7], можно получить зависимость индекса мерцаний от θ вида

$$m \propto 1/\cos \theta, \quad (3)$$

в которой учтены два фактора: рост расстояния до рассеивающего слоя и увеличение эффективной толщины слоя при наклонном падении луча. Это соотношение использовалось как первое приближение.

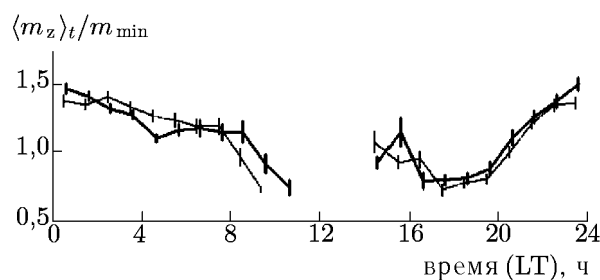


Рис. 4

как от времени суток, так и от даты записи. Аналогичная обработка данных за другие месяцы давала зависимость средних за месяц индексов мерцаний $\langle m_z \rangle_m$ за весь период наблюдений.

На рис. 4 приведены зависимости индекса мерцаний $\langle m_z \rangle_t$ от времени суток t (усреднение при данном времени t по всему периоду наблюдений), нормированного на минимальный за данные сутки индекс $m_{\min}$. Тонкая линия соответствует частоте 25 МГц, жирная — 16,7 МГц, вертикальные линии — ошибки на уровне $\pm \sigma_m$, где σ_m — стандарт распределения.

Из данных рис. 4 следует, что, как неоднократно указывалось ранее (см., например, [1]), есть существенная зависимость индекса мерцаний от времени суток. В дневное время, несмотря на общее повышение концентрации электронов в ионосфере, индекс мерцаний почти вдвое меньше, чем ночью. Однако как увеличение затухания сигналов в ионосфере [8], так и рост уровня станционных помех (рис. 2) днём делают точные декаметровые радиоастрономические наблюдения практически невозможными.

В то же время, отмеченная зависимость носит только статистический, а не функциональный характер. В отдельно взятые дни она может как совпадать с приведённой, так и быть совершенно иной. В том числе наблюдаются и зависимости, близкие к (3).

Примеры изменений среднесуточных индексов мерцаний $\langle m_z \rangle_d$ за некоторые месяцы (на частоте 25 МГц) показаны на рис. 5: панель (а) соответствует декабрю 2001 г., (б) — июню 2002 г., (в) — ноябрю 2002 г. Такой посуточный мониторинг даёт основную информацию о пригодности записей за тот или иной день для получения радиоастрономических данных. Как обсуждается ниже, дни с минимальными мерцаниями оказываются существенно более информативными.

Кроме того, анализ этих и аналогичных данных за другие месяцы показывает, что уровень мерцаний может кардинально меняться за 1–2 дня. Так, расчёт автокорреляционной функции величины $\langle m_z \rangle_d$ за все дни наблюдений показал, что средние индексы мерцаний в соседние дни имеют достаточно высокий коэффициент корреляции, близкий к 0,5, а данные, для дней, интервал между которыми составляет два дня, уже практически некоррелированы. Однако расчёт периода корреляции в зимние месяцы показывает, что некоррелированы уже и данные для со-

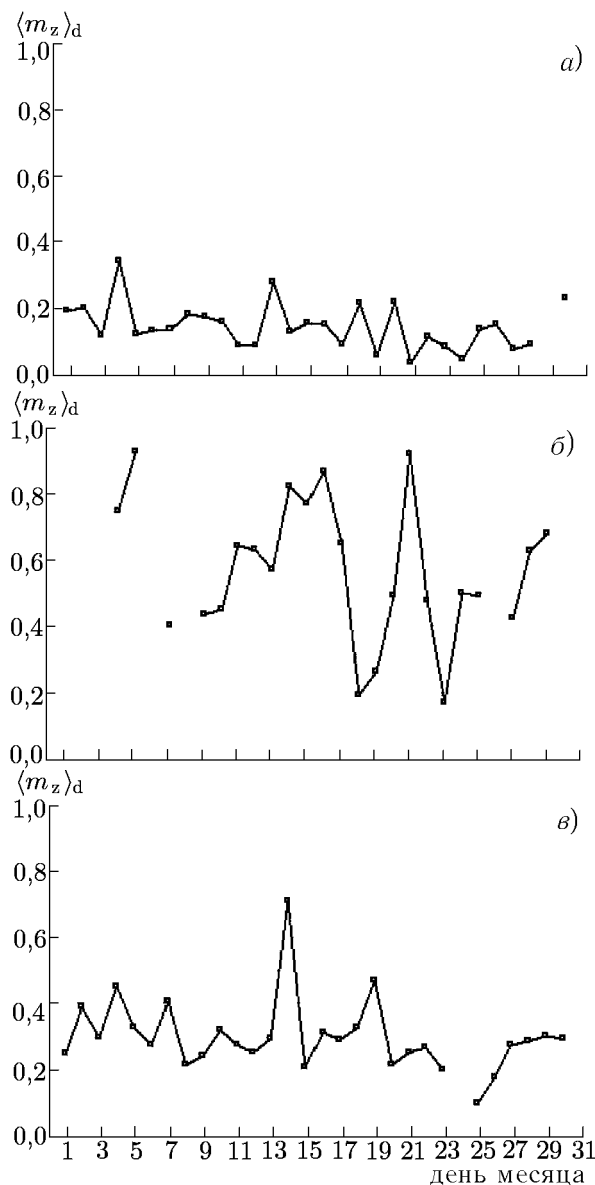


Рис. 5

венно возрастать по отношению к среднему, а зимой наблюдаются месяцы, в которых ионосферная активность сильно ослаблена. Это дополнительно подтверждает установившуюся при декаметровых исследованиях практику, когда измерения, требующие повышенной точности (такие, как работы по составлению каталогов космических объектов на декаметровых волнах), выполняются, как правило, ночью в зимнее время года. Однако приведённые выше данные также говорят о том, что при отборе дней с минимальными m возможны наблюдения и в иное время.

Ранее в ряде работ (см., например, [2, 9]) указывалось на возможную связь геомагнитных индексов с уровнем мерцаний. В связи с этим была предпринята попытка выявить такую связь и в наших экспериментах. С этой целью было проведено сопоставление средних за сутки индексов геомагнитной активности² Кр со среднесуточными индексами мерцаний $\langle m_z \rangle_d$, приведёнными

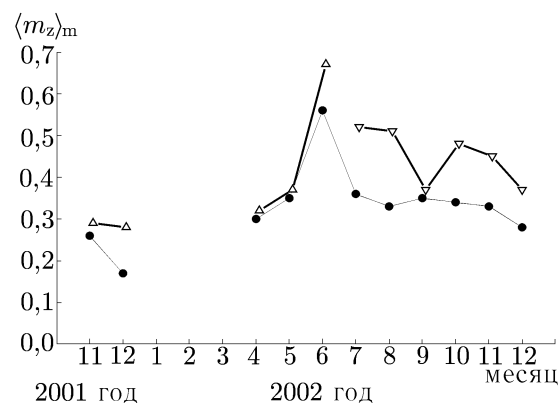


Рис. 6

средних дней. Таким образом, летом возрастание мерцаний говорит о том, что, скорее всего, и в следующий день ионосфера окажется возмущённой. Зимой же этот эффект не наблюдается. По-видимому, т. к. летние возмущения существенно интенсивнее, процесс становится нелинейным, и для затухания требуется больше времени, чем при слабых зимних возмущениях. Однако этот вывод пока является предварительным и требует дальнейшего экспериментального подтверждения.

На рис. 6 показаны изменения среднемесячного индекса мерцаний $\langle m_z \rangle_m$ за всё время наблюдений. Кружки (●) соответствуют частоте 25 МГц, треугольники (Δ) — 20 МГц, перевёрнутые треугольники (▽) — 16,7 МГц. Как следует из рис. 6, индекс мерцаний также существенно зависит от времени года и, следует ожидать, от уровня солнечной активности. Летом индекс мерцаний может существенно

² Данные о ионосферной активности были получены с сайта www.wdc.rl.ac.uk.

на рис. 5. В результате были получены следующие коэффициенты корреляции: -15% в декабре 2001 г., -23% в июне 2002 г., -19% в ноябре 2002 г. (аналогичные расчёты для других индексов ионосферной активности, в частности D_{st} и A_p , дали существенно меньшие уровни корреляции).

Таким образом, эти результаты, с одной стороны, не противоречат установившемуся мнению о слабой антикорреляции m и K_p [2], а с другой стороны, слабость этих связей (малость модуля коэффициентов корреляции) не позволяет использовать их для прогнозирования изменений уровня мерцаний.

2.3. Временные характеристики мерцаний

Как следует из рис. 1, записи различаются не только силой мерцаний, но и временными характеристиками. Так, если сигнал на рис. 1а меняется относительно медленно, то рис. 1б характеризуется более быстрыми мерцаниями, а мерцания на рис. 1д ещё быстрее, и их квазипериод заметно меняется даже за время записи.

Обычно считается, что пространственная структура ионосферных неоднородностей меняется во времени медленно, но она движется со скоростью ионосферного ветра как единое целое («замороженные» неоднородности). При этом как целое движется и интерференционная картина поля на поверхности Земли. Таким образом пространственные изменения транслируются во временные вариации сигнала, а временной масштаб вариаций Δt связан с соответствующим пространственным масштабом Δl как $\Delta t = \Delta l/V$, где V — скорость движения интерференционной картины, складывающейся из собственно скорости движений среды и скорости движения тени, вызванного изменением видимого положения источника сигнала из-за вращения Земли (последняя составляющая может достигать 20 м/с, что при наблюдениях на просвет даёт заметный вклад в скорость V).

Количественной характеристикой изменений интенсивности сигнала в точке наблюдения может быть ширина его автокорреляционной функции. Однако существует определённый произвол в определении этой величины. Мы будем придерживаться следующего часто используемого в теоретических выкладках определения радиуса пространственной корреляции [8]:

$$l_{\text{кор}} = \int_0^{\infty} \rho(r) dr, \quad (4)$$

где $\rho(r)$ — коэффициент корреляции сигнала в точках, разнесённых на расстояние r , или аналогичное соотношение для определения времени автокорреляции $\tau_{\text{кор}}$ по временной автокорреляционной функции $\rho(\tau)$. Это определение соответствует такой длине $l_{\text{кор}}$, на которой при треугольном виде корреляционной функции $\rho(r)$ она уменьшается примерно вдвое от максимума. Соответственно, далее под шириной автокорреляционной функции понимается расстояние (или время) спада корреляционной функции вдвое от максимума.

В качестве примера экспериментальных зависимостей $\rho_I(\tau)$ на рис. 7 показаны две реализации автокорреляционных функций с разными временами автокорреляции. Записи выполнены с 20:00 LT 02.12.2002 (а) и с 01:00 LT 07.12.2001 (б) и имеют временные радиусы корреляции 24 и 7 с соответственно.

Поскольку время автокорреляции $\tau_{\text{кор}}$ меняется от записи к записи, представляют интерес его статистические характеристики. Так, нормированная гистограмма распределения времён автокорреляции $\tau_{\text{кор}}$ по всей совокупности данных на частоте 25 МГц показана на рис. 8 и в пределах своей точности соответствует релеевскому закону.

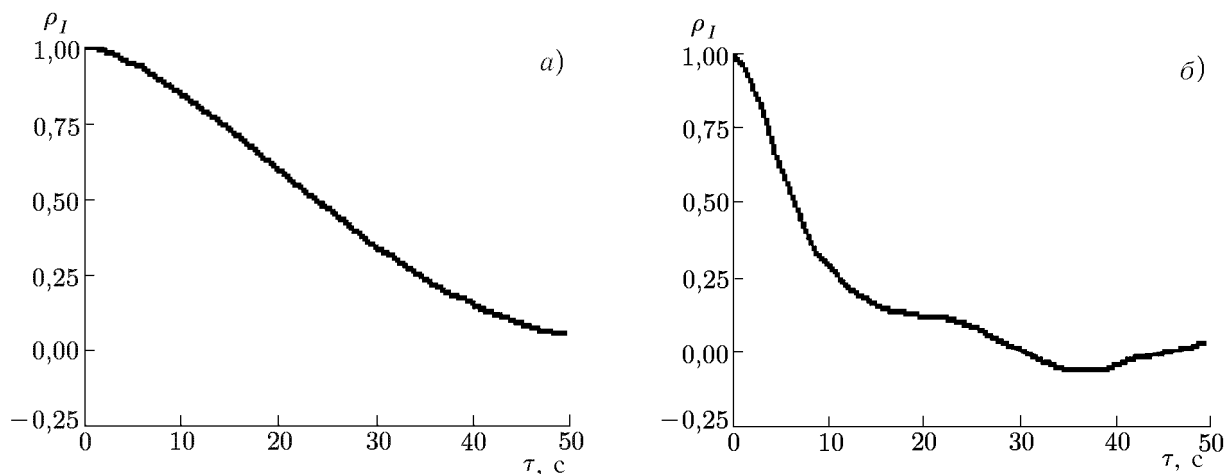


Рис. 7

Средний период автокорреляции оказывается порядка 15 с, но наблюдаются значимые вероятности появления периодов от 5 до 20 с. Отсутствие очень малых периодов (меньше 2 с) гипотетически можно было бы связать с эффектами усреднения сигналов в аппаратуре (постоянная времени приблизительно 3,5 с). Однако плавный обрыв гистограммы в области малых (но больших 3,5 с) времён, скорее всего, свидетельствует об отсутствии значимых вероятностей появления ионосферных процессов с такими временами корреляции.

Пространственный радиус корреляции обычно оценивается как $l_{\text{кор}} \approx \sqrt{\lambda z / (2\pi)}$, где λ — длина волны, z — расстояние до фазового экрана [5]. Для зенитного источника z обычно принимается равной высоте максимума электронной концентрации в ионосфере (около 350 км). Тогда на частоте 25 МГц $l_{\text{кор}} \approx 0,6 \div 0,8$ км и согласно этим данным скорость ионосферного ветра лежит в пределах $30 \div 150$ м/с со средним значением 50 м/с. Эти оценки хорошо соответствуют имеющимся литературным данным [1].

Из тех же соображений зависимость радиуса автокорреляции от длины волны должна подчиняться закону $\lambda^{1/2}$, что неплохо согласуется с экспериментальными данными для различных частот. Так, если для частот 25, 20 и 16,7 МГц теоретическое отношение радиусов когерентности $l_{\text{кор}}$ составляет 1 : 1,11 : 1,22, то отношение средних времён автокорреляции в эксперименте 1 : 1,1 : 1,16.

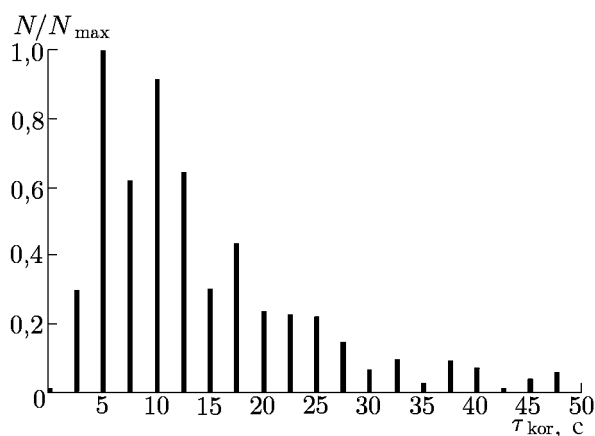


Рис. 8

2.4. Спектры ионосферных мерцаний

Другим методом оценки временных характеристик мерцаний является анализ их спектров. Поскольку энергетический спектр мерцаний является преобразованием Фурье соответствующей временной автокорреляционной функции, очевидно, что эти параметры функционально связаны.

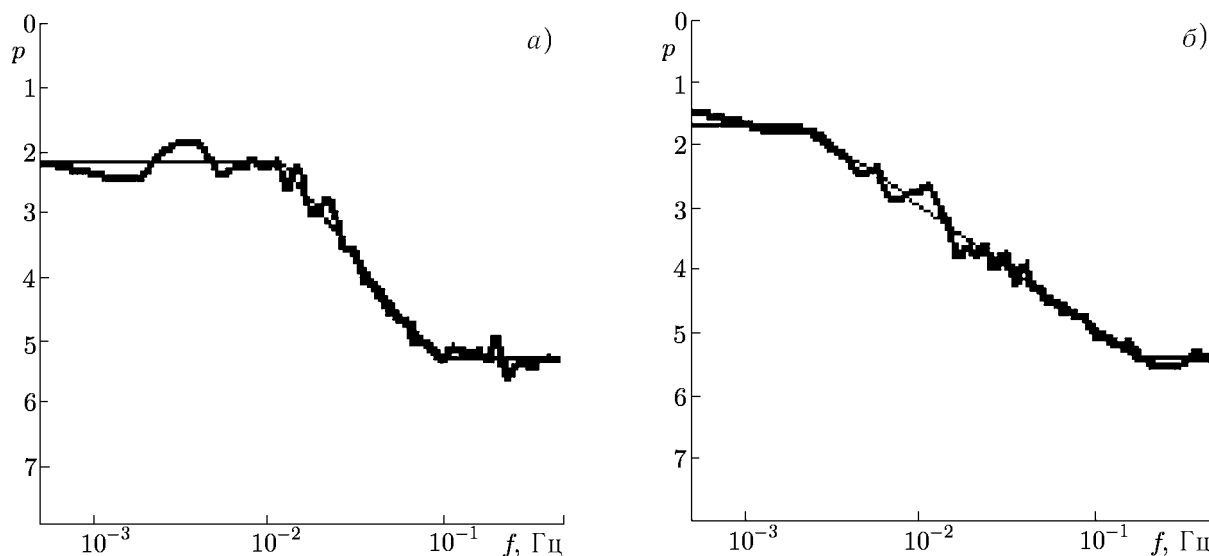


Рис. 9

Однако информация, получаемая при спектральном анализе мерцаний, используется в других целях.

В декаметровом диапазоне длин волн одним из эффективных методов определения размеров источников является исследование временных спектров их мерцаний, обусловленных межпланетной плазмой. В этих экспериментах ионосфера может являться существенным мешающим фактором, для оценки вклада которого необходимо знать параметры спектров мерцаний, обусловленных ионосферой. Поскольку в наших экспериментах из-за существенных размеров пробных объектов ($2' \div 5'$) межпланетные мерцания уже не влияли³, то вклад ионосферы проявлялся в чистом виде.

Примеры временных энергетических спектров флуктуаций квадрата интенсивности I (т. е. $I^2(f)$), полученных в наших экспериментах, приведены на рис. 9. На этом рисунке по горизонтали отложена частота f , по вертикали — параметр $p = -2\lg[I(f)/\langle I \rangle]$, где $\langle I \rangle$ — средняя интенсивность за скан. Рис. 9а соответствует записи 14.06.2002 при $m = 0,65$, $\tau_{\text{кор}} = 9$ с, рис. 9б — записи 29.11.2002 при $m = 0,4$, $\tau_{\text{кор}} = 18$ с.

Спектры на рис. 9 получены после исключения эффекта аппаратного интегрирования и для наглядности сглажены гауссовым фильтром с шириной 10 % от текущей частоты (т. е. высокочастотные компоненты усреднены сильнее, чем низкочастотные). Тонкими линиями показана аппроксимация спектров методом наименьших квадратов тремя линейными участками. Средний участок — классический степенной спектр (инерциальный участок), низкочастотный участок обусловлен эффектом френелевского фильтра, плоский высокочастотный участок — слабые аддитивные шумы, присутствующие на записи.

Для анализа статистических свойств использовались спектры, на которых инерциальный участок имеет размах по амплитуде не менее двух порядков величины (в противном случае данные могут искажаться шумами). Однако для записей с малым индексом мерцаний это требование мо-

³ В этом диапазоне длин волн мерцания, обусловленные межпланетной плазмой, при элонгациях более $20^\circ \div 40^\circ$ существенны для объектов с размерами порядка нескольких угловых секунд [10]. Хотя в используемых источниках детали с такими угловыми размерами имеются, их доля в общем потоке излучения невелика, соответственно малы и абсолютные величины мерцающего потока. Кроме того, это более быстрые мерцания, и они эффективно усредняются в аппаратуре. В результате и межпланетная среда практически не влияет на наблюдаемый уровень мерцаний.

Таблица 2

Параметры распределений спектральных индексов

Частота, МГц	Интервалы m	Средний спектральный индекс $\langle \alpha \rangle$	Разброс $\sigma_{\langle \alpha \rangle}$
25,0	$0,0 \div 1,2$	2,17	0,80
25,0	$0,4 \div 0,7$	2,36	0,75
16,7	$0,4 \div 0,7$	1,98	0,55
25,0	$0,0 \div 0,4$	1,77	0,66
16,7	$0,0 \div 0,4$	1,55	0,51

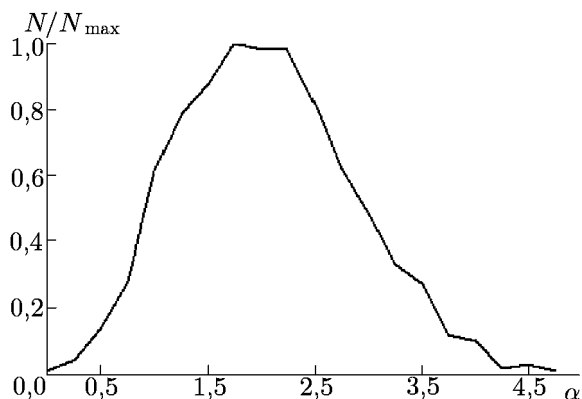


Рис. 10

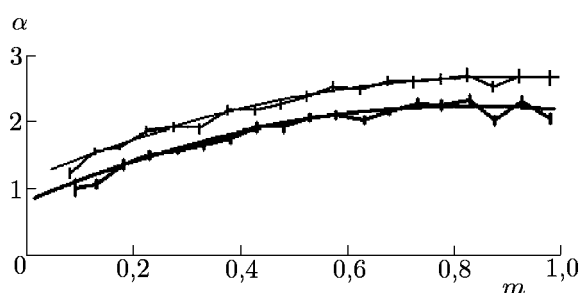


Рис. 11

жет не выполняться. Поэтому при использовании полученных зависимостей надо иметь в виду, что здесь могут проявляться и некоторые (хотя и слабые) эффекты селекции.

Основным анализируемым параметром является наклон спектра на инерциальном участке в предположении, что спектр имеет степенной вид $f^{-\alpha}$, где f — частота спектральной гармоники. Нормированный к максимуму закон распределения спектральных индексов α , полученный по всем данным на частоте 25 МГц, показан на рис. 10 (гистограмма представлена как график).

Среднее значение спектрального индекса составляет около 2,2 (для колмогоровского спектра турбулентности индекс α должен быть близок к 2,7). Однако, как показывают данные эксперимента, имеется существенная зависимость показателя спектра флуктуаций как от индекса мерцаний, так и от частоты, на которой велись наблюдения. Были построены аналогичные гистограммы для выборок, в которые попадали не все индексы мерцаний, а только лежащие в заданном диапазоне. Соответствующие частоты, интервалы m , средние спектральные индексы $\langle \alpha \rangle$ и их разброс $\sigma_{\langle \alpha \rangle}$ приведены в табл. 2, первая строка данных в которой соответствует рис. 10.

Более наглядно зависимости спектральных индексов от частоты и индекса мерцаний показаны на рис. 11. Тонкие линии соответствуют частоте 25 МГц, жирные — 16,7 МГц. Ломаными линиями с вертикальными отрезками показаны усреднённые значения спектральных индексов и ошибки полученных средних значений, плавными кривыми — аппроксимирующая их парабола.

Интерпретация приведённых в этом разделе зависимостей несколько затруднена. Согласно теоретическим оценкам (см., например, [5]) не следует ожидать такой сильной зависимости спектрального индекса от индекса мерцаний, а при малых m он должен быть близок к 2,7, хотя и возможен рост спектрального индекса с увеличением размера источника. В эксперименте же эта зависимость иная, и индекс меняется в широких пределах. Однако подробный анализ этих эффектов выходит за рамки настоящей работы.

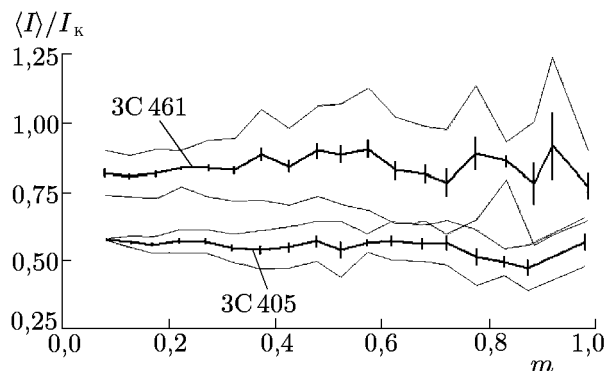


Рис. 12

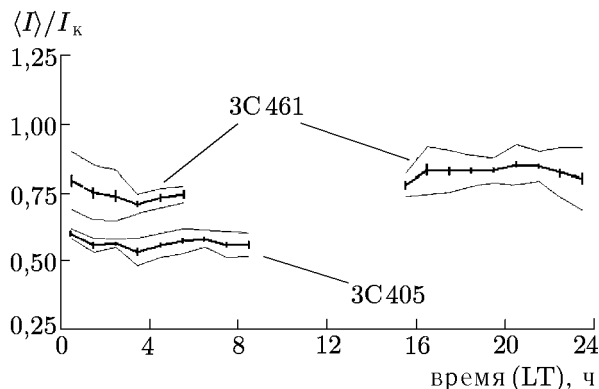


Рис. 13

2.5. Влияние мерцаний на оценки средней принятой мощности

Одним из вопросов, стоявшим в начале настоящих исследований, было влияние ионосферы на оценки потоков (спектральной плотности мощности излучения), принятых от источников. Причём в экспериментах потоки оцениваются усреднением отсчётов интенсивности I по ансамблю наблюдений. Если исходить из того, что ионосфера вносит только фазовые искажения в принимаемый сигнал, а приём ведётся точечной антенной, то, как указывалось уже в основополагающих работах, в силу закона сохранения энергии такого влияния вообще не должно быть (см., например, [6, 7]). Возможно лишь ослабление сигнала за счёт обратного рассеивания, но при малом угле рассеивания, характерном для ионосферы, количественные оценки приводят к столь незначительному эффекту, что им можно пренебречь.

Однако, во-первых, ионосфера не является средой, полностью свободной от затухания [11], а во-вторых, сигналы на апертуре приёмной антенны конечных размеров сначала усредняются по полю (а не по интенсивности). Это также должно ослабить принятый сигнал, причём чем меньше радиус корреляции поля по отношению к размеру апертуры и больше индекс мерцаний, тем сильнее может сказаться последний эффект.

Таким образом, можно было ожидать некоторой зависимости оценки интенсивности как от индекса мерцаний, так и от времени суток. Соответствующие экспериментальные зависимости показаны на рис. 12 и 13. На обоих рисунках по вертикали отложено среднее значение интенсивности сигнала $\langle I \rangle$ по отношению к калибровочному уровню I_k . По горизонтали на рис. 12 отложен индекс мерцаний m , на рис. 13 — местное время. Жирными линиями показаны средние значения $\langle I \rangle / I_k$ с вертикальными отрезками, обозначающими их ошибки. Тонкие линии — разброс экспериментальных точек на уровне $\pm\sigma$. Набор зависимостей для источника 3C 405 получен в период с апреля по июнь 2001 г., для источника 3C 461 — с августа по декабрь 2001 г. Поскольку источник 3C 405 имеет несколько меньшую плотность потока, чем 3C 461, то при том же уровне калибровки соответствующие ему зависимости проходят на графиках несколько ниже. Для того, чтобы сделать эти рисунки по возможности независимыми, на рис. 13 учитывались только записи с $m < 0,5$, чтобы устранить зависимость $\langle I \rangle / I_k$ от m , а на рис. 12 учтены только часовые углы, попадающие в интервал $\pm 2^h$, чтобы устранить зависимость $\langle I \rangle / I_k$ от времени.

Как следует из рис. 12, с ростом индекса мерцаний растёт и разброс точек, но уровень мерцаний (в пределах полученной в экспериментах точности) никак не сказался на оценках принятой мощности, что совпадает с предварительными оценками. В то же время на рис. 13 для источника 3C 461 наблюдается некоторая, хотя и слабая, зависимость интенсивности от местного времени: в

дневное время сигнал немного затухает.

К сожалению, специфика описываемого эксперимента привела к большому уровню ошибок, не позволившему выявить более тонкие эффекты — за столь большое время, как длительность скана (1 час), маловероятно полное отсутствие помех, а эти помехи сильнее всего сказываются именно на среднем значении сигнала. Реальные же участки записи при радиоастрономических экспериментах, подвергающиеся обработке, существенно короче, и разброс для них меньше.

2.6. Нерегулярная рефракция

Одним из постоянно присутствующих в декаметровых радиоастрономических исследованиях мешающих эффектов является изменение видимого положения источника излучения из-за рефракции в ионосфере. Аналогичные явления наблюдались и в ходе описываемых работ. Однако особенности инструмента несколько ограничили круг наблюдаемых эффектов: поскольку антенна УРАН-1 вытянута в направлении запад—восток, а её размер в направлении север—юг относительно мал, то наши измерения были чувствительны к изменению видимого положения источника только в направлении запад—восток, а данных о рефракции в ортогональном направлении мы не получали.

Как отмечалось выше, при измерениях происходила диаграммная модуляция сигнала: за время, пока луч находился в фиксированном положении (от 2 до 6 мин), за счёт вращения Земли источник сначала двигался к максимуму диаграммы, а затем уходил от него. При этом расчётная интенсивность сигнала могла меняться примерно на 10 %. Ионосферные изменения видимого положения объекта приводят к смещению максимума сигнала относительно расчёта и, т. к. захватываются более удалённые области диаграммы, к увеличению уровня модуляции.

При обработке в данные вписывался расчётный отклик антенны радиотелескопа и находилось оптимальное (т. е. обеспечивающее минимизацию m) смещение по направлению запад—восток Δu (u — направляющий косинус вдоль этого направления). Эта величина характеризовала текущее значение рефракции, но поскольку находилось оптимальное значение Δu за час, то быстропеременные компоненты практически не влияли на результат, а учитывалась только медленная рефракция.

Представляют интерес зависимости среднеквадратичного разброса смещения $\sigma_{\Delta u}$ от индекса мерцаний m (нерегулярная рефракция) и среднего значения Δu от часового угла (регулярная рефракция). Первая из них приведена на рис. 14, где ломаными линиями показан средний разброс угла рефракции $\sigma_{\Delta u}$ на частотах 25 МГц (тонкие линии) и 16,7 МГц (жирные линии) за период с июля по декабрь 2002 г. Прямые линии — линейная аппроксимация экспериментальных данных. При этом разброс рефракции неплохо аппроксимируется эмпирическим соотношением

$$\sigma_{\Delta u} \approx 1,1^\circ m (25/f[\text{МГц}]), \quad (5)$$

где f — частота сигнала.

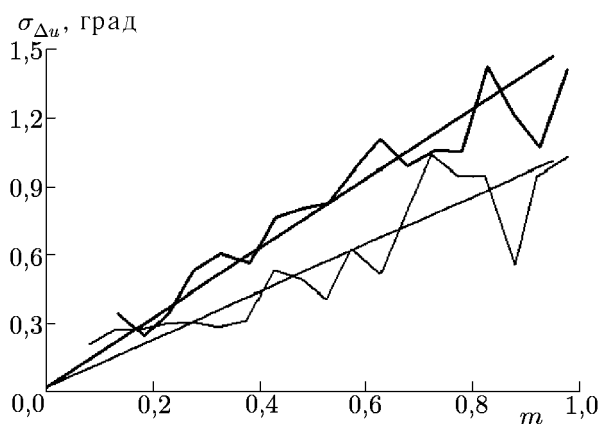


Рис. 14

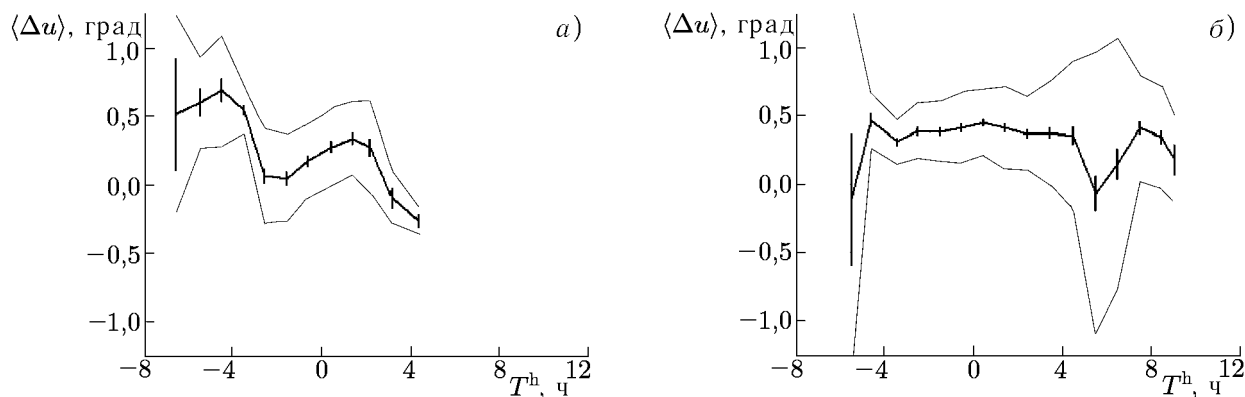


Рис. 15

Эта зависимость явно демонстрирует, что, как и следовало ожидать, в условиях больших вариаций электронной концентрации, приводящих к сильным мерцаниям, наблюдается также большая нерегулярная рефракция. Поскольку при радиоастрономических наблюдениях на больших декаметровых радиотелескопах, таких, как УТР-2, ширина луча диаграммы направленности на частоте 25 МГц порядка $0,5^\circ$, а область мгновенного обзора за счёт многолучевого режима инструмента составляет $\pm 1,25^\circ$, то рефракция при больших m может вывести источник за пределы центрального луча диаграммы направленности и даже области обзора.

Полученные данные дают информацию и о регулярной (повторяющейся изо дня в день) рефракции. На рис. 15 показаны результирующие зависимости среднего угла рефракции $\langle \Delta u \rangle$ от часового угла T^h на частоте 25 МГц, для уменьшения разброса построенные по сканам с $m < 0,5$. Рис. 15а соответствует периоду с апреля по июнь 2002 г. и источнику 3С 405, а рис. 15б — периоду с октября по декабрь 2001 и 2002 гг. и источнику 3С 461. Жирная линия — среднее значение $\langle \Delta u \rangle$, тонкие — разброс угла рефракции на уровне $\pm \sigma_u$, вертикальные отрезки — ошибки среднего значения.

Анализ этих данных показывает, что наибольшие изменения рефракции в основном связаны с заходом и восходом Солнца, а некоторое смещение среднего угла рефракции от нуля может объясняться наличием фазовых ошибок в самой антенне (так, при допустимой ошибке фазирования половин антенны в 10° , на частоте 25 МГц диаграмма антенны будет смещена от расчётного направления на $0,2^\circ$).

Интересно отметить, что столь медленные изменения рефракции, которые наблюдались в экспериментах, требуют очень больших размеров неоднородностей. Например, при средней скорости ионосферного ветра 50 м/с и длине записи $t \sim 1$ ч размер неоднородностей L должен быть порядка $L = Vt \approx 180$ км. Такая величина ещё не противоречит устоявшимся представлениям о внешнем масштабе неоднородностей ионосферы, хотя и близка к максимальной приемлемой. В то же время анализ изменений величины Δu за отдельно взятые дни показывает, что не наблюдается резких изменений рефракции между отдельными сканами, как должно было бы быть при независимых случайных изменениях концентрации. Вместо этого Δu плавно меняется от скана к скану с периодом в несколько часов, для чего требуются либо существенно большие пространственные масштабы, либо суточный ход изменений концентрации, слабо повторяющийся от дня к дню. Последнее предположение согласуется с обсуждавшимся выше характером изменений по дням индекса мерцаний (см. рис. 5), при котором должны быть существенные изменения средней концентрации с периодом порядка 1–2 суток, изменяющие с тем же характерным временем регулярную рефракцию.

2.7. Частотная зависимость индекса мерцаний

Имеющиеся данные дают возможность также оценить частотную зависимость индекса мерцаний. В литературе (см., например, [6]) для её анализа, как правило, предполагается, что индекс мерцаний зависит от частоты как $m \propto f^{-n}$. Тогда по экспериментальным данным спектральный показатель n может быть вычислен из соотношения

$$n = -\lg(m_1/m_2)/\lg(f_1/f_2), \quad (6)$$

где m_1 и m_2 — индексы мерцаний на частотах f_1 и f_2 соответственно. При этом предполагается, что величина n должна зависеть от интенсивности мерцаний.

В соответствии с этим предположением был выполнен анализ наших данных. На рис. 16 показана полученная зависимость спектрального показателя n от индекса мерцаний m_1 на частоте $f_1 = 25$ МГц. Частота f_2 выбиралась равной 20 и 16,7 МГц (n как для 20 МГц, так и для 16,7 МГц попадают на одну и ту же экспериментальную кривую, поэтому приводится общая зависимость для этих двух частот).

На рис. 16 экспериментальные данные приведены жирной ломаной линией, вертикальными отрезками, как и ранее, показаны ошибки эксперимента на уровне $\pm\sigma_{\langle n \rangle}$. Гладкой тёмной линией показана аппроксимация экспериментальных данных участком параболы. Тонкие ломаные линии дают границы разброса экспериментальных точек по уровню $\pm\sigma_n$. Тонкой гладкой линией показана качественная зависимость, вытекающая из теоретических оценок [6, 12], учитывающих процессы многократного рассеяния.

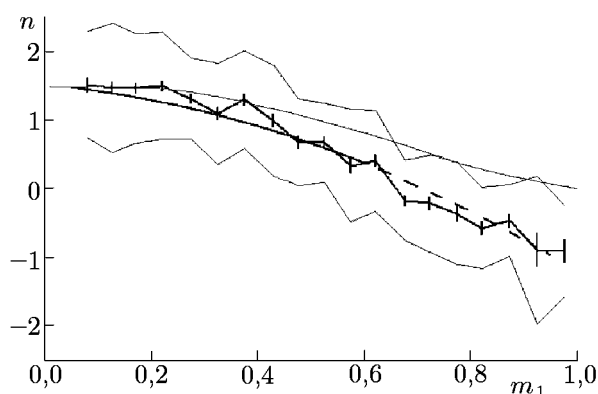


Рис. 16

При малых m_1 экспериментальная зависимость не противоречит теоретической и приведённым в [6] экспериментальным результатам: величина n при $m_1 \rightarrow 0$ по нашим данным близка к 1,5, что соответствует показателю пространственного спектра неоднородностей $p = 4n - 2 = 4$ (для колмогоровского спектра $p = 11/3 = 3,67$). Однако обращает на себя внимание тот факт, что при больших m_1 экспериментальные оценки n падают быстрее теоретических, и при $m_1 > 0,7$ величина n оказываются (в том числе существенно) меньше нуля (эта часть зависимости показана на рис. 16 штриховой линией). Это соответствует случаю, когда индекс мерцаний на низкой частоте заметно меньше, чем на высокой, причём этот эффект устойчиво присутствует во всех экспериментах. В то же время теоретические рассуждения узкополосных процессов не допускают таких результатов [12].

Одно из возможных объяснений этого эффекта заключается в том, что при понижении частоты происходит переход в область сильных мерцаний. При этом могут резко уменьшаться радиусы их пространственной и частотной корреляции. Тогда усреднение по полосе приёма (порядка 15 кГц) или по апертуре антенны может привести к уменьшению видимого уровня флуктуаций. Количественная проверка этой гипотезы требует дополнительных исследований. Впрочем, для радиоастрономических наблюдений важен уже сам факт уменьшения мерцаний.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При проведении радиоастрономических наблюдений в декаметровом диапазоне имеют место существенные помехи, обусловленные неоднородностями концентрации электронов в ионосфере. Если игнорировать этот факт, они могут внести существенный разброс в получаемые данные и заметно исказить результаты наблюдений. Искажения могут носить как характер простой мультипликативной помехи, так и уводить источник за счёт рефракции от его расчётного положения. Эти хорошо известные эффекты будут особенно заметны, когда количество экспериментальных данных невелико.

В то же время отдельные дни могут существенно отличаться по уровню возмущённости ионосферы. Поэтому представляется целесообразным отбрасывать данные за те дни, когда уровень мерцаний велик. Резюмируя, можно утверждать, что радиоастрономические измерения на частотах $16 \div 25$ МГц могут надёжно обеспечить требуемую точность⁴, но для этого следует рекомендовать:

1) проведение постоянного мониторинга мерцаний, на его основании отбор только данных, соответствующих малым индексам (можно эмпирически рекомендовать граничное значение $m < 0,3 \div 0,4$). В зимний период наблюдается в среднем $50 \div 70$ % дней с таким уровнем мерцаний. Тогда для обеспечения точности приблизительно 10 % потребуется запись не менее пяти проходов источника;

2) учитывать тот факт, что быстрые ионосферные флуктуации с периодом, заметно меньшим периода диаграммы направленности телескопа, усредняются эффективней и дают меньшие ошибки. Поскольку соседние ионосферные всплески некоррелированы, это фактически эквивалентно нескольким прохождениям источника;

3) по возможности избегать работы с большим отклонением луча от зенитного направления ($\theta > 45^\circ$), т. к. при этом мерцания усиливаются;

4) при создании новых радиоастрономических систем декаметрового диапазона длин волн предусматривать наличие не очень удалённого малого инструмента для мониторинга мерцаний;

5) чтобы новые инструменты имели достаточно большую, порядка $1^\circ \times 1^\circ$, область мгновенного обзора (т. к. ширина луча этих инструментов может быть меньше, должна присутствовать либо двумерная матрица лучей, либо возможность синтезировать такую область обзора). Это позволит отслеживать мгновенную мощность сигнала, не искажаемую уходом источника за счёт рефракции из главного луча диаграммы направленности инструмента.

Измерения на более низких частотах $10 \div 14,7$ МГц существенно более трудоёмки. Однако они тоже реализуемы, но в основном в условиях минимума солнечной активности. Описанные же измерения проводились практически точно в период максимума активности (числа Вольфа $100 \div 150$). При снижении уровня солнечной активности надо ожидать постепенного уменьшения мерцаний; следует продолжить описанные исследования для количественной оценки связанных с этим эффектов.

Некоторые из приведённых в настоящей работе зависимостей, как уже отмечалось, не во всём соответствуют сложившимся представлениям (в том числе и при учёте многократного рассеяния). Это касается зависимостей спектрального показателя от частоты при высоких уровнях мерцаний (раздел 2.7) и спектрального индекса от индекса мерцаний (раздел 2.4). Полученные эффекты могут быть связаны как с физическими механизмами, так и с гипотетически возможным несовершенством методик проведения или обработки экспериментов.

⁴ Конечно, здесь не учитываются аддитивные помехи, но на таких инструментах, как УТР-2, они не существенны вплоть до потоков порядка 20 Ян.

Здесь возможно, например, обсуждавшееся в разделе 1 влияние слабых помех или упомянутые в разделе 2.7 статистические погрешности при оценках сильных мерцаний. Кроме того, не исключено, что, поскольку первичное усреднение мерцаний проводилось за период 1 час, что может быть больше периода стационарности процесса (этот эффект изредка наблюдался, в частности, и в описываемых экспериментах, см., например, рис. 1*д*), то это в какой-то мере может повлиять на результаты.

Хотя представляется, что были предприняты достаточные меры для устранения этих и иных погрешностей и обеспечения надёжности результатов, но тем не менее желательна экспериментальная проверка упомянутых эффектов независимыми исследователями.

Работа выполнена при частичной поддержке INTAS (грант № 97–1964).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ерухимов Л. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1962. Т. 5. С. 739.
2. Aarons J. // Proc. IEEE. 1982. V. 70, No. 4. P. 360.
3. Алимов В. А., Рахлин А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43, № 2. С. 95.
4. Мень А. В., Брауде С. Я., Рашковский С. Л. и др. // Радиофизика и радиоастрономия. 1997. Т. 2, № 4. С. 385.
5. Гочелашвили К. С., Шишов В. И. // Итоги науки и техники. М.: ВИНТИ АН СССР, 1981. Т. 1. С. 144.
6. Yen K. C., Liu C. H. // Proc. IEEE. 1982. V. 70, No. 4. P. 324.
7. Mikkelsen I. S., Aarons J. // J. Atmos. Terr. Phys. 1978. V. 40. P. 479.
8. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
9. Crane R. K. // Proc. IEEE. 1977. V. 65, No. 2. P. 180.
10. Жук И. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23, № 8. С. 893.
11. Антонов А. В., Мень А. В. Исследование поглощения радиоволн в ионосфере радиоастрономическим поляризационным методом: Препринт № 34 ИПЭ АН УССР. Харьков, 1974. 30 с.
12. Yen K. C., Liu C. H., Youakim M. Y. // Radio Sci. 1975. V. 10, No. 1. P. 97.

Радиоастрономический институт НАН Украины,
г. Харьков, Украина

Поступила в редакцию
22 августа 2003 г.

STUDY OF DECAMETER-WAVELENGTH IONOSPHERIC SCINTILLATION BY ASTRONOMICAL METHODS USING THE URAN-1 RADIOTELESCOPE

S. L. Rashkovsky

We present and analyze the results of monitoring of ionospheric scintillation at frequencies 16.7–25 MHz in 2001–2002. Extensive experimental evidence allowed us to obtain the laws of the amplitude distribution of signals, temporal variations in scintillation indices, autocorrelation times, and parameters of the temporal spectra of signals and find the frequency dependences of scintillation indices. The influence of scintillation on estimates of the received signal power and refraction angle is studied.

УДК 550.388.2+621.371.25

РАДАРНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ИСКУССТВЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВО ВРЕМЯ МАГНИТНОЙ БУРИ

В. П. Урядов¹, Г. Г. Вертоградов², В. Г. Вертоградов², А. А. Понятов¹, В. Л. Фролов¹

Представлены результаты радарных наблюдений искусственной ионосферной турбулентности, создаваемой при воздействии на ионосферу мощным радиоизлучением нагревного стенда «Сура» (Нижегородская область). Измерения проводились 18–22 августа 2003 г. в вечернее время (16:00–20:00 UT) с использованием загоризонтных КВ ЛЧМ-радаров на трассах Хабаровск—Ростов-на-Дону, Иркутск—Ростов-на-Дону, Инскип (Англия)—Ростов-на-Дону, а также на трассе Москва—Ростов-на-Дону при приёме эталонных сигналов станции точного времени РВМ. Получено, что при наличии мощного спорадического слоя E_s на трассе Иркутск—«Сура» реализовались условия для распространения КВ сигналов через верхнюю ионосферу на частотах, превышающих максимальную применимую частоту стандартного скачкового распространения через F -область. Наличие таких сигналов определялось посредством вывода радиоволн с высот F -области ионосферы в приёмный пункт в Ростове-на-Дону за счёт их рассеяния на искусственных мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях. Исследованы ионосферные эффекты магнитной бури, имевшей место во время проведения эксперимента, по данным измерений доплеровского смещения частоты сигналов, рассеянных искусственной ионосферной турбулентностью. Показано, что во время магнитной бури электрическое поле и скорость дрейфа неоднородностей на высотах F -области над стендом «Сура» достигали значений 8,6 мВ/м и 186 м/с соответственно, характерных для высокоширотной ионосферы. Рассматривается связь квазипериодических колебаний доплеровского смещения частоты рассеянного сигнала с распространением магнитогидродинамических волн, возбуждаемых во время магнитосферной бури.

ВВЕДЕНИЕ

Исследованию дальнего распространения коротких радиоволн в различных геофизических условиях посвящено большое число работ (см., например, [1, 2] и цитируемую там литературу). Этот интерес обусловлен, с одной стороны, потребностями практической КВ радиосвязи и загоризонтной КВ радиолокации, а с другой — возможностью изучения механизмов формирования поля коротких радиоволн на протяжённых трассах в спокойной и возмущённой ионосфере. В естественных условиях исследование механизмов дальнего распространения коротких волн сталкивается со значительными трудностями из-за неконтролируемого воздействия многих факторов на характеристики сигналов, интегральный эффект которых может приводить к весьма сложной картине формирования поля. Упомянем здесь такие факторы, как наличие спорадического слоя E_s , перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ), локализованных возмущений в области высыпания частиц и др.

Создание в 70-х годах XX века у нас в стране и в США исследовательских стендов для воздействия на ионосферную плазму мощным декаметровым радиоизлучением позволило проводить исследование механизмов дальнего распространения коротких радиоволн в контролируемых условиях, что существенно облегчило задачу выделения и идентификации различных мод распространения. Первые эксперименты по управлению дальним распространением коротких волн при зондировании как на фиксированных частотах [3], так и в широкой полосе частот на базе ионозонда с сигналом, обладающим линейной частотной модуляцией (ЛЧМ-ионозонда) [4] с использованием нагревного стенда для создания контролируемых возмущений на высотах ионосферного канала показали эффективность механизма вывода радиоволн из ионосферного волнового канала за счёт рассеяния на искусственных мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях. С развитием отечественной и мировой сети ЛЧМ-зондов появилась

возможность проведения широкомасштабных исследований влияния искусственной ионосферной турбулентности на распространение коротких радиоволн.

В работе представлены новые результаты исследования влияния искусственной ионосферной турбулентности на распространение радиоволн, полученные с использованием отечественных и зарубежных ЛЧМ-зондов. Искусственная ионосферная турбулентность создавалась при воздействии на F -область ионосферы поля мощных радиоволн, излучаемых нагревным стендом «Сура» (р/п Васильсурск Нижегородской области). Диагностика искусственной ионосферной турбулентности осуществлялась с помощью бистатического доплеровского КВ радара, свойства турбулентности контролировались с помощью искусственного радиоизлучения ионосферы. О свойствах искусственного радиоизлучения ионосферы см., например, [5] и цитируемую там литературу.

Эксперимент проходил во время магнитной бури, которая началась 17 августа 2003 г. и продолжалась в различных фазах в течение всего периода измерений. Магнитная буря оказала существенное влияние на результаты эксперимента. Исследований искусственной ионосферной турбулентности в условиях магнитно-ионосферных возмущений сравнительно немного, и проводились они в основном в высокоширотной ионосфере на базе нагревного стенда в Тромсё [6]. Результаты нашего эксперимента показали, что КВ зондирование искусственной ионосферной турбулентности может служить эффективным средством диагностики ионосферных эффектов магнитной бури на высотах F -области среднеширотной ионосферы.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился 18–22 августа 2003 г. с 16:00 до 20:00 UT ($LT = UT + 4^h$). Были задействованы ЛЧМ-радиолинии Хабаровск (географические координаты $\varphi = 47,5^\circ$ с. ш., $\lambda = 134,5^\circ$ в. д.)—Ростов-на-Дону ($\varphi = 47,3^\circ$ с. ш., $\lambda = 39,7^\circ$ в. д.), Иркутск ($\varphi = 51,8^\circ$ с. ш., $\lambda = 104^\circ$ в. д.)—Ростов-на-Дону и Инскип (Англия, $\varphi = 53,8^\circ$ с. ш., $\lambda = 2,8^\circ$ з. д.)—Ростов-на-Дону. Возмущение ионосферы мощным КВ радиоизлучением осуществлялось с помощью нагревного стенда «Сура», расположенного в р/п Васильсурск Нижегородской области ($\varphi = 56,1^\circ$ с. ш., $\lambda = 46,1^\circ$ в. д.). Стенд работал в следующем режиме: 5 минут — излучение, 5 минут — пауза, начиная с нулевой минуты каждого часа. Излучалась волна обыкновенной поляризации на частоте волны накачки f_n , близкой к критической частоте ионосферы f_{0F_2} ($f_n \leq f_{0F_2}$). Эффективная мощность излучения PG (здесь P — мощность нагревного передатчика, G — коэффициент усиления антенны) составляла 40 или 80 МВт в зависимости от рабочей частоты f_n . Для контроля условий распространения радиоволн на линиях Хабаровск—«Сура», Иркутск—«Сура», Инскип—«Сура» осуществлялся приём ЛЧМ-сигналов на трассах Хабаровск—Нижний Новгород ($\varphi = 56,1^\circ$ с. ш., $\lambda = 44,1^\circ$ в. д.), Иркутск—Нижний Новгород, Инскип—Нижний Новгород. ЛЧМ-зонд в Иркутске работал первые полчаса каждого часа, а ЛЧМ-зонд в Хабаровске — вторые полчаса. Излучение ЛЧМ-сигналов начиналось в 0, 5, 10, ..., 55 минуты каждого часа с параметрами: начальная частота 4 МГц, конечная частота 30 МГц, скорость перестройки частоты 100 кГц/с. 20 августа, когда ЛЧМ-зонды в Иркутске и Хабаровске не работали, принималось излучение ЛЧМ-зонда из Англии (Инскип), который работал в 5-минутном режиме начиная со 2-й минуты каждого часа с параметрами: начальная частота 4,2 МГц, конечная частота 30 МГц, скорость перестройки частоты 100 кГц/с. В приёмном пункте в Ростове-на-Дону осуществлялся приём ЛЧМ-сигналов на наклонную V-образную антенну, ориентированную на нагревный стенд «Сура». На эту же антенну осуществлялся приём эталонных сигналов станции РВМ на частоте 9996 кГц. Передатчик РВМ работал в режиме непрерывного излучения несущей с 0 по 8 и с 30 по 38 минуту каждого часа. При работе стенда «Сура» передатчик РВМ использовался как доплеровский КВ радар на трассе зондирования РВМ (Москва, $\varphi = 55,3^\circ$ с. ш., $\lambda = 38,7^\circ$ в. д.)—Сура—Ростов-на-Дону для

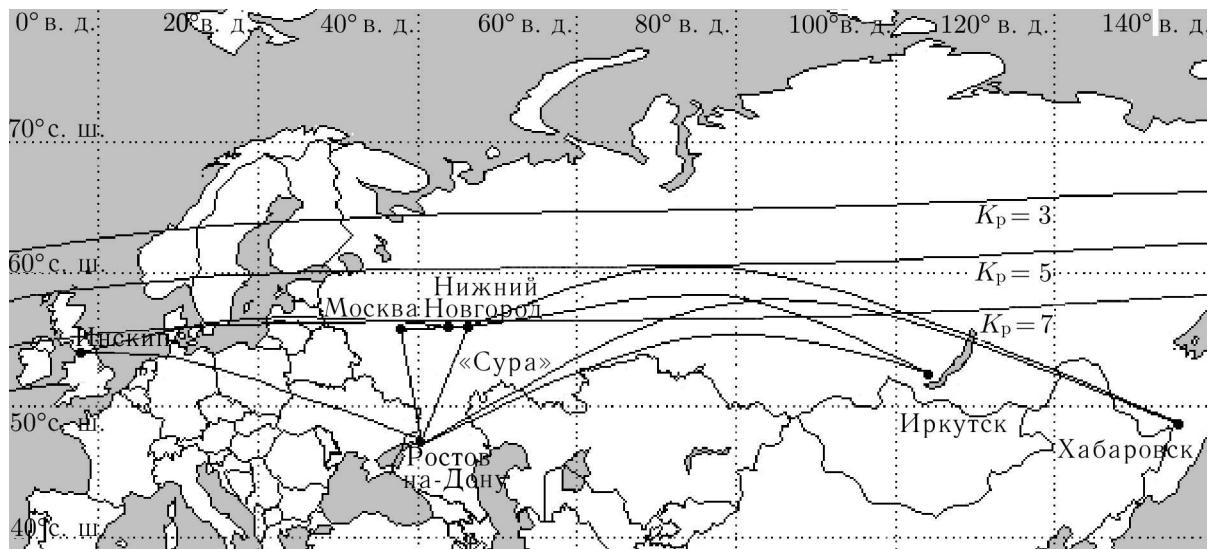


Рис. 1. Геометрия радиотрасс в период проведения эксперимента 18–22 августа 2003 г.

диагностики искусственных мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностей. В приёмном пункте в Нижнем Новгороде приём ЛЧМ-сигналов осуществлялся на вертикальный штырь. Геометрия эксперимента показана на рис. 1.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И МОДЕЛИРОВАНИЯ

Как уже говорилось, эксперимент проводился 18–22 августа 2003 г. Этот период характеризовался сложной геофизической обстановкой. На рис. 2а, б показаны временные зависимости геомагнитного индекса D_{st} и индекса K_p для периода проведения эксперимента (данные получены по электронному адресу [7]). Интервалы наблюдений показаны на рис. 2г заштрихованными прямоугольниками. Согласно принятой классификации начало магнитной бури (SSC) в виде быстрого роста индекса D_{st} в 14:00 UT 17 августа отмечено на рис. 2 вертикальной линией. Максимальное значение амплитуды вариаций D_{st} , равное -108 нТл было зарегистрировано в 15:00 UT 18 августа. 19–20 августа вариации D_{st} были в пределах $0 \div 35$ нТл, затем 21 и 22 августа значение D_{st} вновь стало уменьшаться, но уже в незначительных пределах с максимальной амплитудой D_{st} , равной -18 нТл. Во время магнитной бури максимальные значения индекса K_p составляли $6 \div 7$. Детальная картина поведения горизонтальной (H), вертикальной (Z) компонент магнитного поля и склонения D по данным станции в Тромсё ($\varphi = 69,66^\circ$ с. ш., $\lambda = 18,9^\circ$ в. д.) в период с 17 по 22 августа 2003 г. показана на рис. 3 (данные получены по электронному адресу [8]). Из рисунка хорошо видно начало магнитного возмущения в 14:30 UT 17 августа по резкому скачку компонент геомагнитного поля H , Z и склонения D , после чего до 05:00 UT 19 августа наблюдались глубокие вариации магнитного поля, которые сменились сравнительно плавным изменением его компонент до 13:00 UT 20 августа, затем наблюдался повторный рост сильных вариаций геомагнитного поля, продолжавшихся вплоть до 23 августа.

Магнитная буря существенным образом отразилась на ходе проведения эксперимента и его результатах. Так, 18 августа с 16:00 до 20:00 UT критические частоты ионосферы в месте расположения стенда «Сура» были ниже частоты 4,3 МГц — минимальной рабочей частоты излучения стенда. Поэтому в этот день стенд не работал, и в приёмных пунктах проводился приём КВ сигналов при наличии естественных ионосферных возмущений. Известно, что во время магнитных

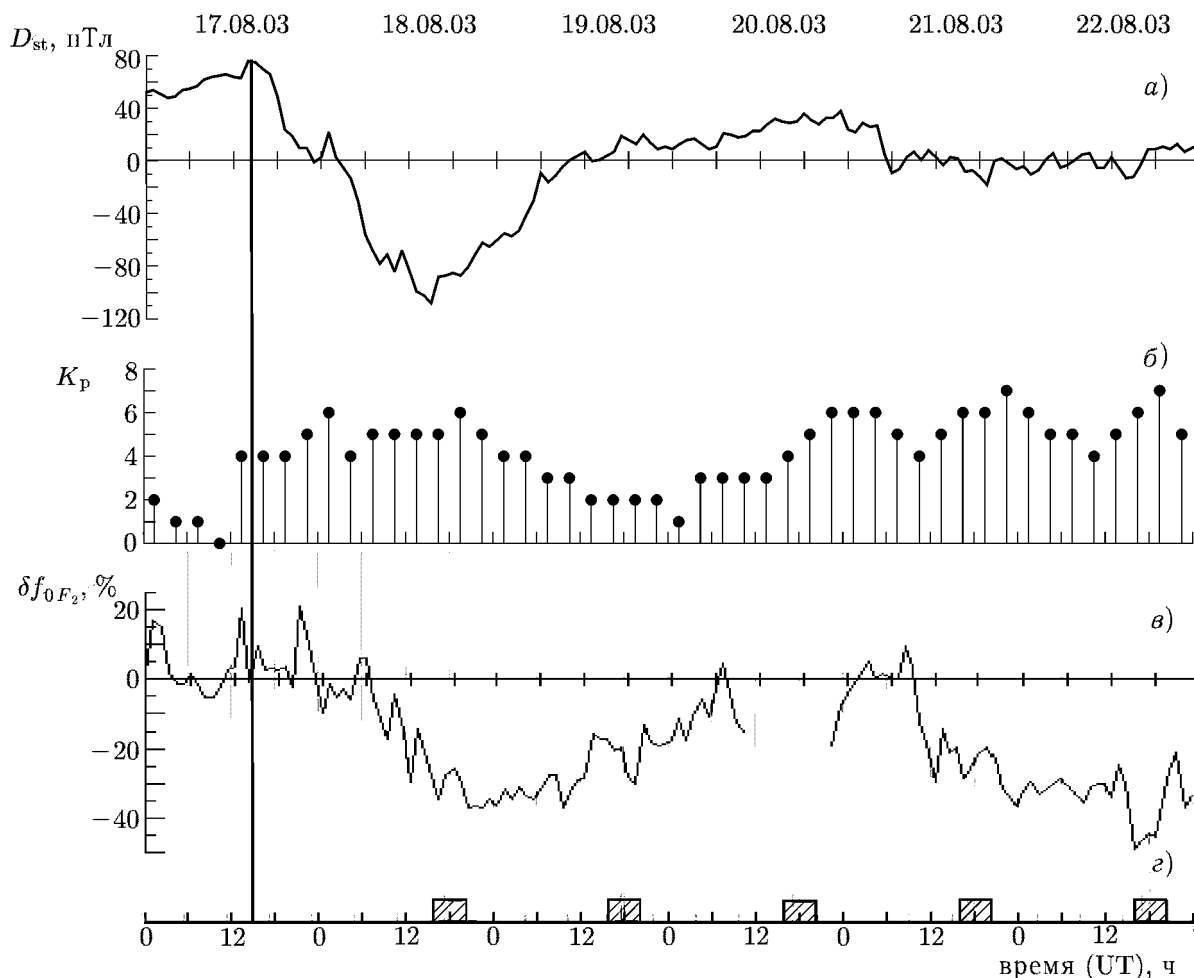


Рис. 2. Поведение геомагнитных индексов D_{st} (а), K_p (б) и относительных вариаций критической частоты f_{0F_2} (в) по данным станции в Хабаровске 17–22 августа 2003 г. 20 августа с 11:00 по 20:00 UT данных вертикального зондирования по станции в Хабаровске нет. Интервалы наблюдений показаны заштрихованными прямоугольниками (г)

бурь происходит расширение аврорального овала в область средних широт (на рис. 1 тонкими линиями показано положение южной границы аврорального овала в евроазиатском долготном секторе для различных значений индекса K_p , данные получены по электронному адресу [9]). Это явление сопровождается усилением интенсивности вариаций полного электронного содержания [10], усилением на средних широтах интенсивности мелкомасштабных неоднородностей, ответственных за обратное рассеяние радиоволн [11], уменьшением критической частоты f_{0F_2} и увеличением поглощения коротких радиоволн в нижней ионосфере [12].

Ионосферный эффект магнитной бури хорошо виден на рис. 2в, где приведены отклонения критической частоты f_{0F_2} по данным станции в Хабаровске за 17–22 августа 2003 г. относительно спокойных усреднённых значений f_{0F_2} за 11–16 августа 2003 г. ($\delta f_{0F_2}[\%] = 100(f_{0F_2} - \langle f_{0F_2} \rangle) / \langle f_{0F_2} \rangle$). Из рисунка видно, что первая фаза отрицательного возмущения f_{0F_2} началась в 07:00 UT 18 августа, и уменьшение критической частоты достигало 30–37% во второй половине дня 18 августа и в первой половине дня 19 августа. Время запаздывания максимального отклонения δf_{0F_2} на главной фазе магнитной бури 18 августа относительно максимального значения $D_{st} = -108$ нТл составляет 4 часа. Примерно с 20:00 UT 19 августа началась фаза восстановления,

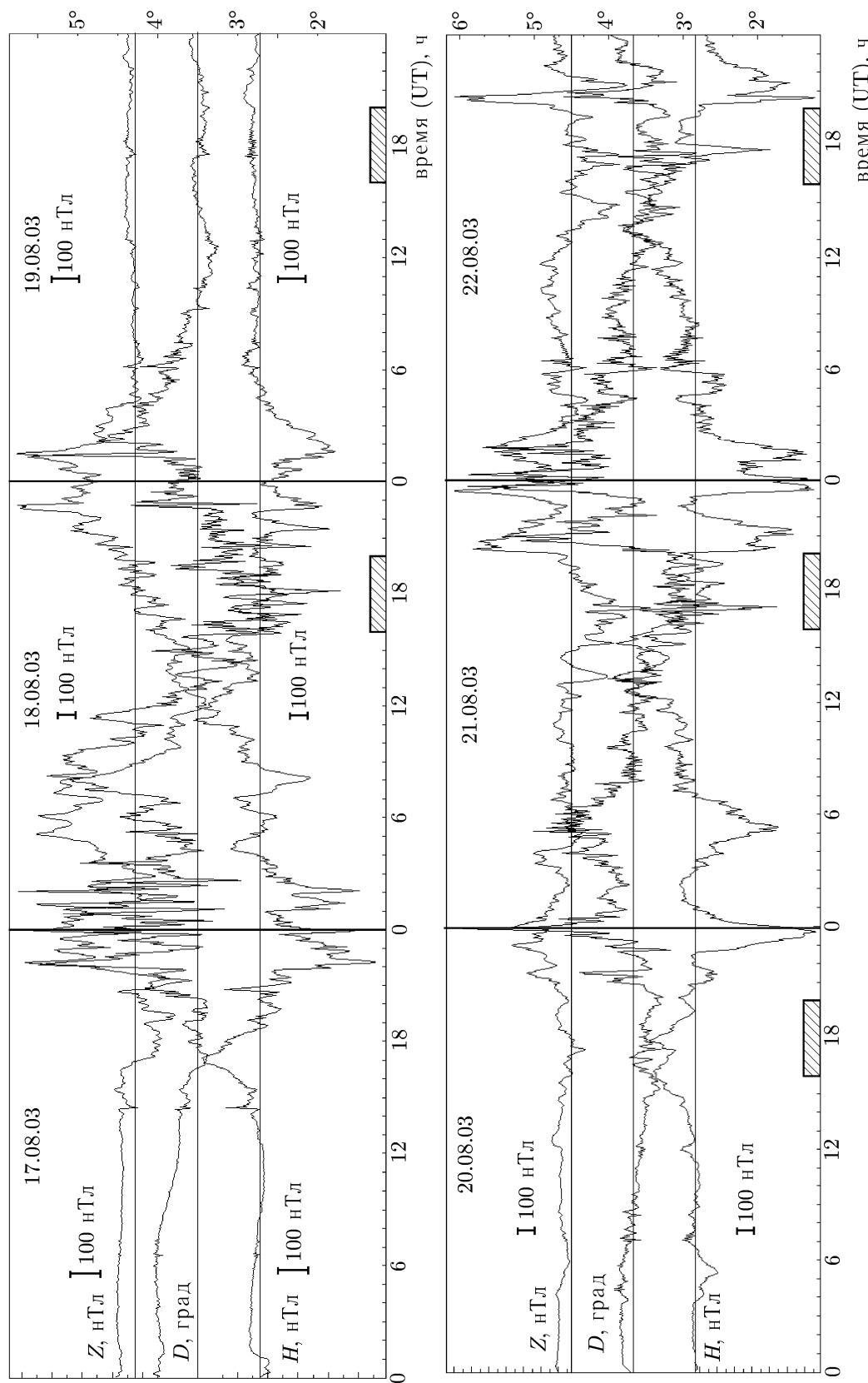


Рис. 3. Поведение вертикальной (Z) и горизонтальной (H) компонент геомагнитного поля и склонения (D) по данным станции в Тромсё ($\varphi = 69,66^\circ$ с. ш., $\lambda = 18,9^\circ$ в. д.) за 17–22 августа 2003 г. Заштрихованные интервалы соответствуют времени наблюдений

которая продолжалась до 09:00 UT 21 августа, после чего началось повторное сильное отрицательное возмущение δf_{0F_2} с максимальным отклонением до $45 \div 49\%$. В полной мере факторы уменьшения максимальной наблюдаемой частоты, усиления поглощения и рассеяния радиоволн во время магнитной бури проявились на трассах наклонного ЛЧМ-зондирования Хабаровск—Нижний Новгород, Иркутск—Нижний Новгород, Хабаровск—Ростов-на-Дону, Иркутск—Ростов-на-Дону, когда максимальные наблюдаемые частоты упали на $25 \div 30\%$, а наименьшие наблюдаемые частоты возросли, что привело к существенному сужению диапазона частот декаметрового канала по сравнению со спокойными ионосферными условиями.

Наиболее яркий эффект влияния искусственной ионосферной турбулентности на дальнейшее распространение коротких радиоволн был получен 19 августа на радиолинии Иркутск—«Сура»—Ростов-на-Дону и проявился в появлении дополнительного сигнала на частотах выше максимальной наблюдаемой частоты при распространении через слой F (МНЧ F) в полосе частот $3 \div 4$ МГц во время работы нагревного стенда. Важно отметить, что в этот период принимался достаточно интенсивный сигнал, обусловленный отражением от спорадического слоя E_s , с максимальной наблюдаемой частотой $23 \div 24$ МГц, само появление которого может быть также связано с ионосферными эффектами развития магнитной бури. На рис. 4а–г показана последовательность ионограмм на трассе Иркутск—Ростов-на-Дону, полученных 19 августа с 17:00 до 17:20 UT во время работы стенда (с началом в 0 и 10 минуты часа) и во время паузы (с началом в 5 и 15 минуты). Дополнительный сигнал, появляющийся во время работы стенда, отмечен на рис. 4а, б как РС (рассеянный сигнал). Из рисунков видно, что РС наблюдался в интервале частот $14 \div 18,5$ МГц, в то время как при распространении через F -область ионосферы стандартным скачковым способом максимальная наблюдаемая частота составляла порядка 14 МГц. Во время паузы рассеянного сигнала не было, т. к. его появляемость обусловлена рассеянием радиоволн на искусственных мелкомасштабных неоднородностях, время жизни которых в спокойных ионосферных условиях не превышает несколько десятков секунд [13]. Ионограммы с появлением рассеянного сигнала во время работы стенда «Сура» 19 августа наблюдались с 17:00 до 20:00 UT. 21 августа, когда на трассах Иркутск—Нижний Новгород, Иркутск—Ростов-на-Дону слой E_s отсутствовал, рассеянный сигнал при работе нагревного стенда наблюдался на частотах меньше МНЧ F . Этот случай показан на рис. 4д, е во время работы стенда и в паузе соответственно.

При работе ЛЧМ-зондов в Хабаровске и в Инскипе дополнительные (рассеянные) сигналы, появляемость которых могла быть связана с работой стенда «Сура», не наблюдались. Наиболее вероятная причина этого — небольшая мощность передатчиков (200 Вт у передатчика в Хабаровске и 100 Вт — в Инскипе) по сравнению с 1,5 кВт передатчика в Иркутске. Этот фактор особенно сильно сказывается в период наблюдений с повышенной магнитно-ионосферной возмущённостью, когда заметно возрастает поглощение радиоволн на трассах наклонного зондирования и интенсивность рассеянного сигнала оказывается ниже порога обнаружения приёмной аппаратуры. Вместе с тем в ряде случаев отсутствие рассеянных сигналов на трассах Хабаровск—«Сура»—Ростов-на-Дону и Инскип—«Сура»—Ростов-на-Дону могло быть связано с невыполнением ракурсных условий.

Диагностика искусственной ионосферной турбулентности методом ракурсного рассеяния радиоволн осуществлялась с использованием бистатического доплеровского КВ радара на трассе Москва—«Сура»—Ростов-на-Дону при приёме в Ростове-на-Дону эталонных сигналов станции точного времени РВМ на частоте 9996 кГц. Методика регистрации и обработки доплеровских спектров изложена в [14]. На рис. 5 слева показаны примеры вариаций доплеровского смещения частоты во время работы нагревного передатчика и после его выключения в условиях относительно спокойной ионосферы (19 августа) и во время магнитной бури (20–22 августа). Обозначения ПС и РС относятся к прямому и рассеянному сигналам соответственно. Справа на рис. 5 показа-

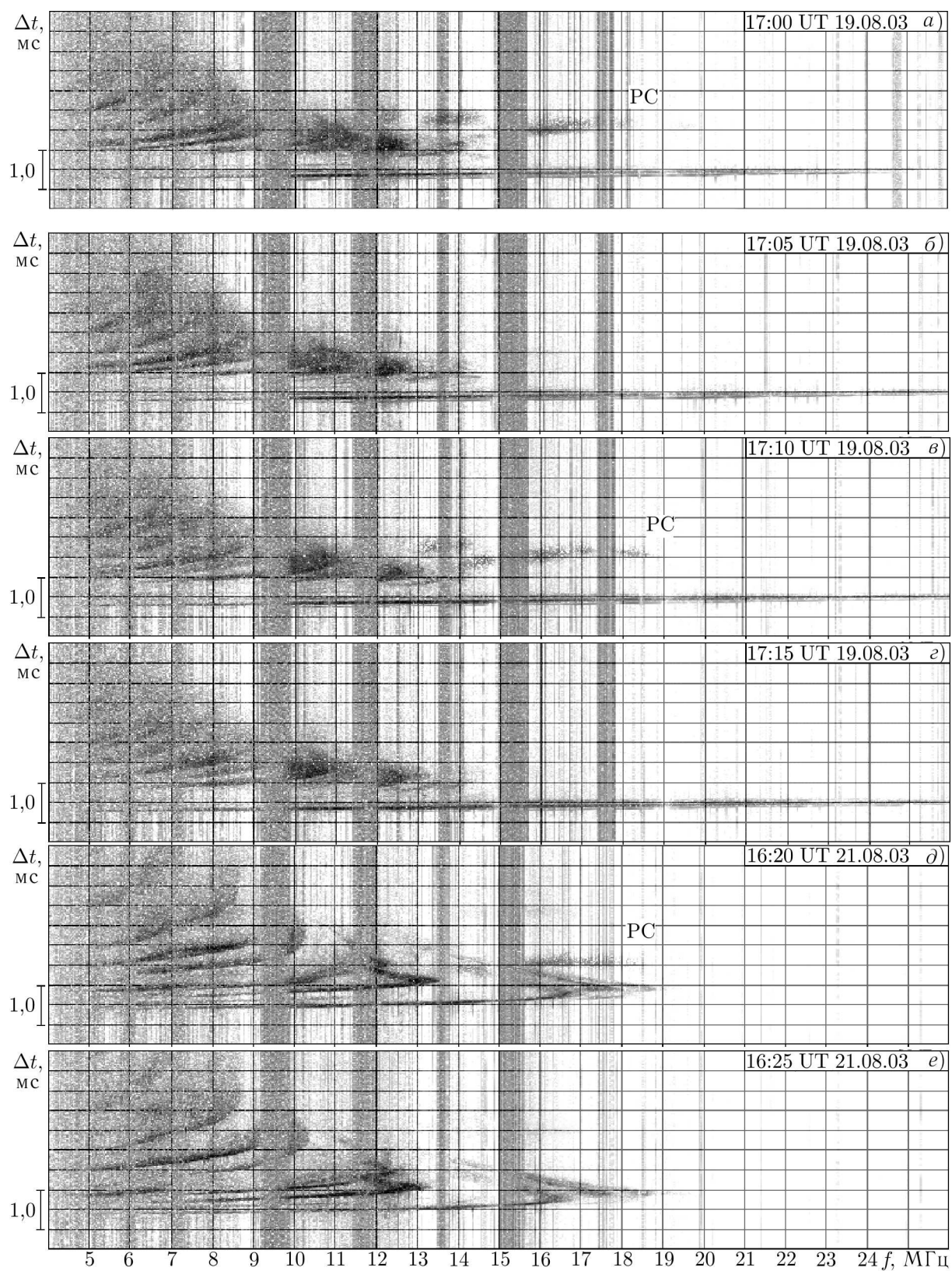


Рис. 4. Ионограммы наклонного ЛЧМ-зондирования на трассе Иркутск—Ростов-на-Дону во время работы нагревного стенда «Сура» (а, в, д) и во время паузы (б, г, е). PC — рассеянный сигнал

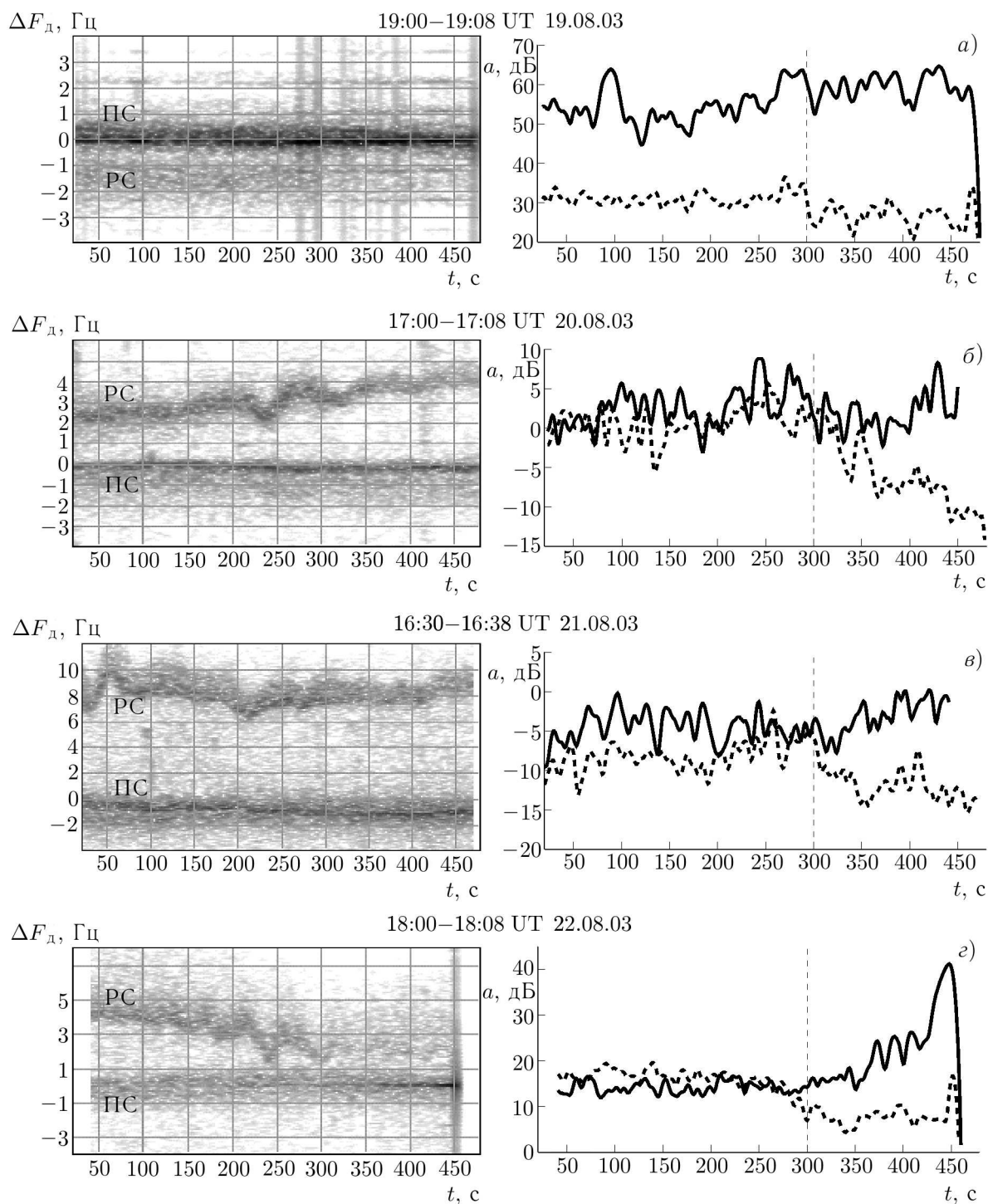


Рис. 5. Зависимость от времени доплеровских смещений частоты (слева) и амплитуд (справа) основной (ПС) и рассеянной (РС) мод распространения при приёме в Ростове-на-Дону сигналов станции РВМ на частоте 9996 кГц во время нагрева ионосферы и после его окончания (300 с от начала сеанса). На правой панели сплошная линия — основной (прямой) сигнал, пунктирная линия — рассеянный сигнал. Пунктирными вертикальными линиями на правой панели отмечены моменты выключения нагревного передатчика

ны зависимости амплитуд прямого и рассеянного сигналов от времени в период нагрева и после его окончания. Пунктирными вертикальными линиями справа отмечены моменты выключения нагревного передатчика (300 с от начала сеанса). Из рис. 5 (левая панель) видно, что сонограммы доплеровских спектров рассеянных сигналов, полученные в различных геофизических условиях, существенным образом отличаются друг от друга. Так, для сеанса 19 августа в 19:00 UT (рис. 5а, левая панель) доплеровские сдвиги частот для рассеянного и прямого сигналов близки: отличие доплеровского сдвига частот РС и ПС составляет около 1,2 Гц, и доплеровский спектр РС накладывается на доплеровский спектр ПС. В данном случае отделить прямой и рассеянный сигналы помогает зависимость амплитуд сигналов от времени. Из рис. 5а (правая панель) видно, что амплитуда рассеянного сигнала уменьшается после выключения нагревного стенда «Сура», что обусловлено релаксацией рассеивающих неоднородностей. Аналогичная картина наблюдается и для других сеансов, приведённых на рис. 5б–г. Из рисунков видно, что за 3 минуты после выключения нагревного передатчика рассеянный сигнал полностью не исчезал. Это указывает, что во время геомагнитных возмущений увеличивается время релаксации искусственных мелкомасштабных неоднородностей с поперечными масштабами $L_{\perp} \sim 15$ м. Через 3 минуты после выключения нагревного передатчика выключался зондирующий передатчик РВМ. Поэтому мы не смогли проследить эволюцию рассеянного сигнала до его полной релаксации после выключения нагревного передатчика.

В период магнитной суббури 20–22 августа доплеровский сдвиг частоты рассеянного сигнала достигал 8–10 Гц (см. рис. 5в, левая панель). Интересно отметить, что в магнитно-возмущённый период наблюдались спорадически возникающие цуги квазипериодической модуляции доплеровского сдвига частоты рассеянного сигнала с периодом 40–60 с и амплитудой, достигающей до 2 Гц (см. рис. 5б–г, левая панель). При этом в отдельных случаях наблюдался как общий рост доплеровского сдвига частоты (рис. 5б, левая панель), так и его уменьшение (рис. 5г, левая панель). В относительно спокойный день 19 августа (см. рис. 5а) квазипериодические вариации в доплеровском спектре рассеянного сигнала не наблюдались. Следует отметить, что такого рода вариации не регистрировались и в доплеровском спектре прямого сигнала во все дни наблюдений.

По данным доплеровских измерений для бистатического расположения КВ радара можно определить скорость дрейфа неоднородностей, ответственных за ракурсное рассеяние радиоволн, в направлении, ортогональном магнитному полю вдоль биссектрисы угла, составляемого направлениями из области рассеяния на передатчик и приёмник зондирующего сигнала [15]:

$$V_{\text{др}} = \frac{\lambda \Delta F_{\text{д}}}{2 \sin(\theta_{\text{s}}/2)}, \quad (1)$$

где λ — длина волны, $\Delta F_{\text{д}}$ — доплеровский сдвиг частоты, θ_{s} — угол рассеяния.

Для данной геометрии расположения радара в зависимости от знака доплеровского сдвига частоты измерялась или юго-западная (азимут $A \sim 234^\circ$), или северо-восточная (азимут $A \sim 54^\circ$) компонента скорости дрейфа неоднородностей. Оценки показывают, что в относительно спокойной ионосфере (19 августа) измерялась северо-восточная компонента скорости дрейфа неоднородностей, которая составляла порядка 20 м/с. Во время магнитной бури (20–22 августа) измеряемое направление скорости дрейфа сменилось на юго-западное, а величина скорости выросла до 186 м/с, т. е. до значений, характерных для высокоширотной ионосферы [16, 17]. Оценки электрического поля, сделанные по скорости дрейфа в скрещённых электрическом и магнитном полях, показывают рост электрического поля E в верхней ионосфере от приблизительно 1 мВ/м в спокойных условиях до 8,6 мВ/м во время магнитной бури.

Анализ экспериментальных данных проводился с учётом моделирования распространения радиоволн и их рассеяния на ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях, сосре-

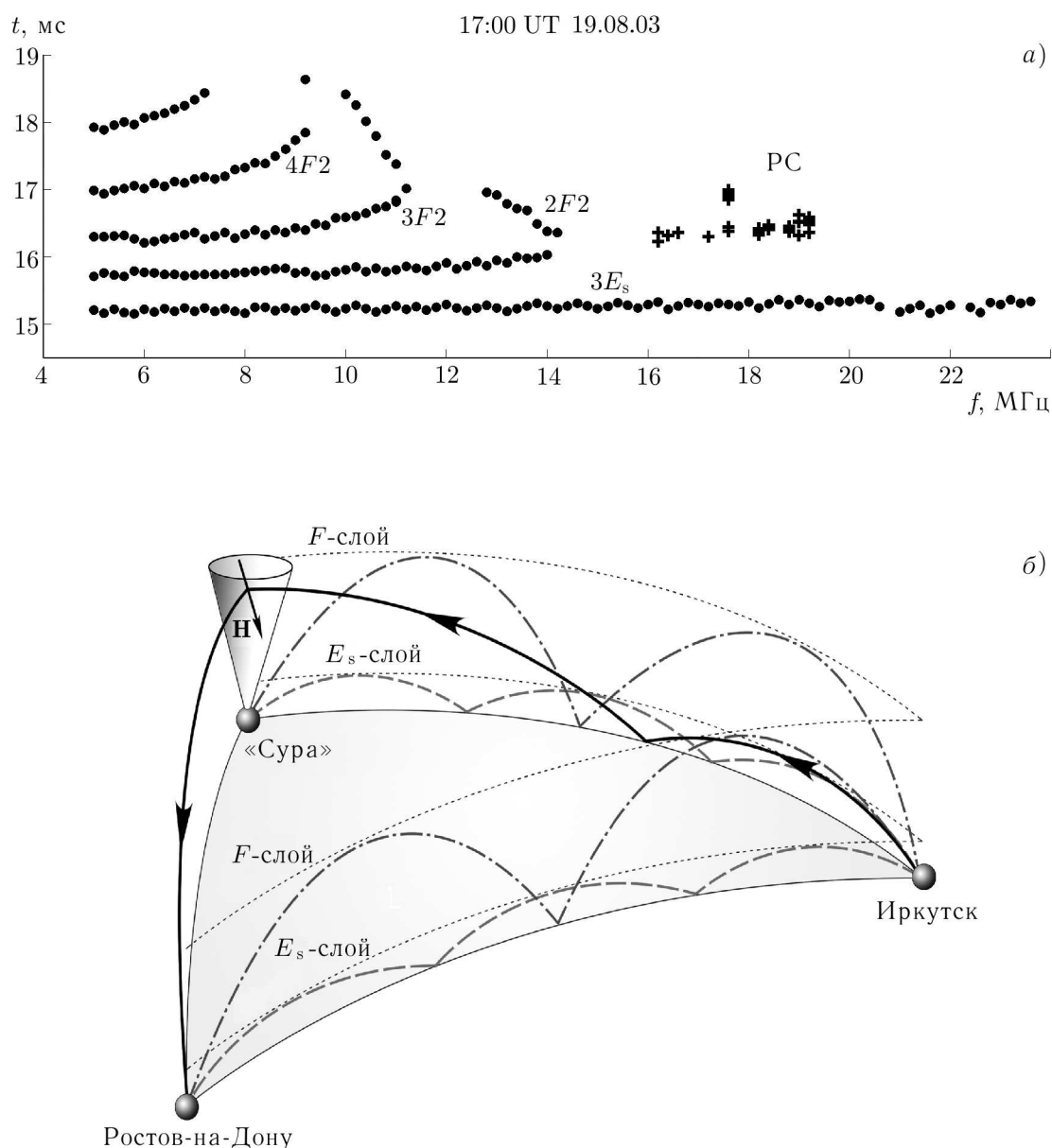


Рис. 6. (а) Синтезированная ионограмма наклонного зондирования на трассе Иркутск—Ростов-на-Дону, рассчитанная с учётом спорадического слоя E_s и рассеяния на искусственных мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях, возбуждаемых мощным радиоизлучением стенда «Сура»; здесь РС — рассеянный сигнал. (б) Лучевые траектории на трассах зондирования

доточенных в области взаимодействия волны накачки с ионосферной плазмой. Как показало моделирование, ключевую роль в появлении дополнительного сигнала на частотах выше МНЧ F на трассе Иркутск—«Сура» играл мощный спорадический слой E_s . На рис. 6а показана синтезированная ионограмма на трассе Иркутск—«Сура»—Ростов-на-Дону, рассчитанная по модели IRI с учётом слоя E_s на линии Иркутск—«Сура» (эта часть трассы контролировалась путём приёма ЛЧМ-сигналов в Нижнем Новгороде, где также наблюдались ионограммы с модой распростра-

нения через слой E_s) и рассеяния на искусственных мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях, возбуждаемых в верхней ионосфере мощным радиоизлучением стенда «Сура». Сравнение рис. 4а, в и 6а показывает их хорошее соответствие. Как показали расчёты лучевых траекторий (см. рис. 6б), при наличии спорадического слоя E_s на трассе Иркутск—«Сура» реализуются траектории, распространяющиеся на первом скачке через слой E_s на частотах выше максимальной наблюдаемой частоты при распространении через область F . На втором скачке часть энергии радиоволн просачивается через слой E_s и попадает на высоты F -области над нагретым стендом «Сура», откуда радиоволны выводятся на поверхность Земли за счёт ракурсного рассеяния на искусственных мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях. Следует заметить, что механизм захвата радиоволн в ионосферный волноводный канал на частотах выше МНЧ F за счёт других механизмов, в частности за счёт отрицательного градиента электронной концентрации N_e , на данной трассе не реализуется. Это подтверждается данными, полученными 21 августа, когда слой E_s не наблюдался, и в отсутствие значимых горизонтальных градиентов N_e рассеянный сигнал на трассе Иркутск—«Сура»—Ростов-на-Дону наблюдался на частотах меньше МНЧ F (см. рис. 4д).

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Исследования показали, что широкополосное наклонное зондирование модифицированной области ионосферы с искусственно создаваемыми мелкомасштабными неоднородностями является эффективным средством для изучения механизмов распространения и формирования поля коротковолновых сигналов. Так, впервые на протяжённой среднеширотной трассе в отсутствие значимых горизонтальных градиентов электронной концентрации удалось установить определяющее влияние спорадического слоя E_s на формирование в верхней ионосфере поля радиоволн, распространяющихся на частотах, превышающих максимальную наблюдаемую частоту стандартного скачкового механизма распространения через F -слой. Ясно, что для получения более полных данных о влиянии искусственной ионосферной турбулентности на дальнейшее распространение коротких радиоволн необходимо продолжение исследований в различных геофизических условиях.

Что касается диагностики искусственной ионосферной турбулентности методом ракурсного рассеяния пробных КВ сигналов, то удалось установить связь характеристик доплеровского спектра рассеянных сигналов с уровнем магнитной возмущённости. Согласно полученным данным, в сравнительно спокойных ионосферных условиях доплеровский сдвиг частоты РС составляет от 0 до ± 2 Гц, при этом у него отсутствуют квазипериодические вариации. Во время магнитной бури доплеровский сдвиг частоты достигал $8 \div 10$ Гц и регистрировались спорадические цуги квазипериодических вариаций сдвига частоты с периодом $40 \div 60$ с и амплитудой модуляции $0,5 \div 2$ Гц.

Для интерпретации экспериментальных данных были использованы данные о параметрах солнечного ветра и межпланетного магнитного поля, поскольку известно [18], что вариации этих параметров играют ключевую роль в развитии магнитной бури. Для периода проведения эксперимента на рис. 7 показано поведение скорости солнечного ветра V , вертикальной компоненты B_z , широтного θ и азимутального ϕ углов межпланетного магнитного поля в солнечно-эклиптической системе координат и мощности электромагнитной энергии солнечного ветра ε , поступающей в магнитосферу (данные получены со спутника «Advanced Composition Explorer» (ACE) по электронному адресу [19]). Из рисунка видно, что 17 августа примерно в 13:40 UT произошёл скачок скорости V и величины B_z . Это резкое возрастание можно отождествить с ударной волной и её воздействием на магнитосферу. 18 августа в 01:00 UT произошло резкое изменение ориентации вертикальной компоненты межпланетного магнитного поля с северного на южное направление, и этот уровень ($B_z \sim -17$ нТл) держался до 06:00 UT. Одновременно резко выросла примерно

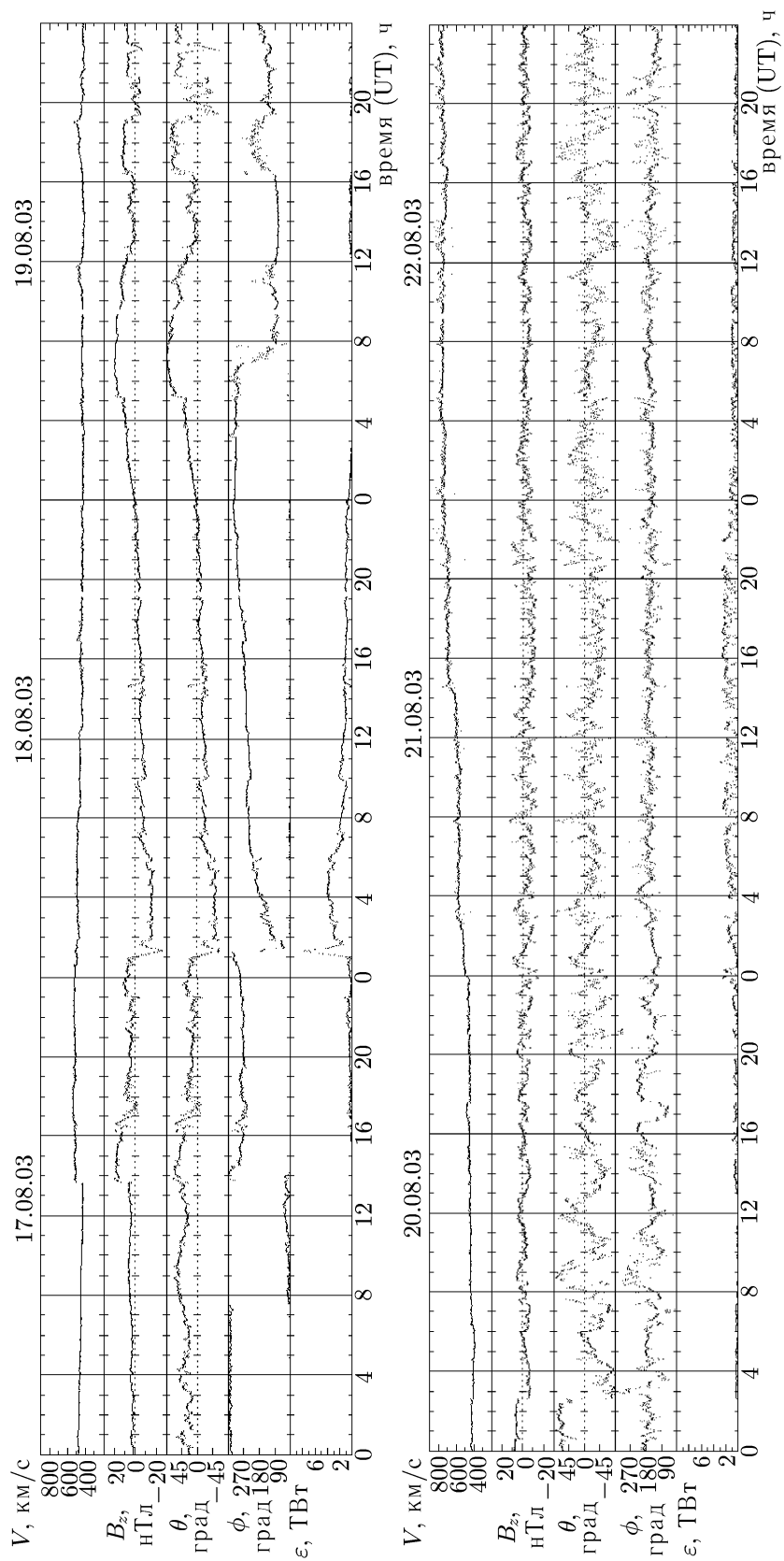


Рис. 7. Вариации параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (V — скорость ветра, B_z — вертикальная компонента межпланетного магнитного поля, θ — широтный угол, ϕ — азимутальный угол, ε — мощность электромагнитной энергии солнечного ветра, поступающей в магнитосферу ($1 \text{ TVt} = 10^{19} \text{ эрг/с}$) в период магнитной бури 17–22 августа 2003 г.

до 8 ТВт скорость поступления энергии ε в магнитосферу. Повторное возрастание ε , но уже с меньшими значениями (порядка $1 \div 3$ ТВт) имело место с 16:00 UT 20 августа до 16:00 UT 22 августа. Известно [20], что с поворотом вертикальной компоненты межпланетного магнитного поля к югу в магнитосфере усиливается крупномасштабное электрическое поле конвекции, которое приводит к возникновению магнитосферных суббурь. Эффект главной фазы магнитной бури проявился в сильных вариациях геомагнитного поля в Тромсё и отрицательном возмущении критической частоты в Хабаровске (см. рис. 2, 3). После 06:00 UT 18 августа южная компонента поля плавно уменьшалась и с 00:00 UT 19 августа сменила ориентацию на северное направление ($B_z > 0$). Примерно с 19:20 UT 19 августа и далее 20, 21 и 22 августа происходила неоднократная смена знака компоненты B_z (смена ориентации компоненты поля с северного на южное направление и обратно), что могло вызвать последовательность магнитосферных суббурь [12]. Это также нашло своё отражение в поведении геомагнитного поля в Тромсё и вариациях критической частоты в Хабаровске. Вариации поворота вектора межпланетного магнитного поля к югу и обратно на север и самого значения южной компоненты $B_z < 0$ сопровождалось изменением широтного угла θ , который 20–22 августа флуктуировал в интервале $\pm 45^\circ$ с небольшим сдвигом в сторону отрицательных значений. Из сравнения рис. 7 и 3 можно видеть корреляцию между вариациями компонент геомагнитного поля в Тромсё с изменением мощности электромагнитной энергии солнечного ветра, поступающей в магнитосферу, а также с поведением компоненты B_z межпланетного магнитного поля, южная ориентация которой ($B_z < 0$) определяет развитие магнитосферных возмущений. С этими же параметрами с определённым запаздыванием, как видно из рис. 2б и 7, хорошо коррелирует отрицательное возмущение электронной концентрации.

В период магнитосферной суббури происходит формирование магнитосферно-ионосферных токовых систем, которые вызывают усиление электрических полей на высотах ионосферы. Отметим здесь, что по данным [21] магнитосферные электрические поля, проникающие на средние широты во время магнитной бури, могут быть ответственны за ионосферные эффекты, которые приводят к флуктуациям полного электронного содержания и мерцанию радиосигналов навигационных спутниковых систем. По нашим данным, полученным на основе доплеровских измерений КВ сигналов, рассеянных на искусственных мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях, электрическое поле на высотах F -области ионосферы в период магнитной бури выросло до 8,6 мВ/м по сравнению с приблизительно 1 мВ/м в спокойных условиях. Это привело к увеличению скорости дрейфа неоднородностей до 186 м/с, что характерно для высокоширотной ионосферы. Близкие к линейному рост (рис. 5б, левая панель) и спад (рис. 5г, левая панель) доплеровского сдвига частоты могут быть обусловлены вариациями вектора электрического поля (по величине и направлению) на высотах F -области в фазе развития и релаксации ионосферных эффектов магнитной бури.

Появление цугов квазипериодических вариаций доплеровского сдвига частоты коротковолновых сигналов в магнитно-возмущённый период свидетельствует о наличии волновых процессов в области, содержащей искусственные мелкомасштабные неоднородности. Поскольку при рассеянии на сильно вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностях ($L_{\parallel} \gg L_{\perp}$, где $L_{\parallel}$ и $L_{\perp}$ — масштабы неоднородностей вдоль и поперёк магнитного поля соответственно) измеряется только компонента скорости дрейфа, перпендикулярная магнитному полю [22], можно заключить, что волновые процессы, ответственные за появление вариаций доплеровского сдвига частоты, имеют поперечную к направлению линий геомагнитного поля составляющую движения заряженных частиц. К такому эффекту могут приводить поперечные магнитогидродинамические волны, роль которых является определяющей в активности естественных пульсаций геомагнитного поля [23].

Вопросы, связанные с регистрацией и интерпретацией квазипериодических вариаций доплеровского сдвига частоты пробного сигнала, рассеянного на искусственных мелкомасштабных ори-

ентированных вдоль магнитного поля неоднородностях, рассматривались в работах [24, 25]. В [24] обсуждается связь вариаций доплеровского сдвига частоты с дрейфом плазмы в электрическом поле геомагнитных пульсаций, в [25] рассмотрено влияние перемещающихся ионосферных возмущений, генерируемых мощным декаметровым радиоизлучением нагревного стенда или вызванных естественными акустико-гравитационными волнами, на результаты доплеровских измерений.

По периодичности ($40 \div 60$ с) наблюдаемые вариации доплеровского сдвига частоты близки к периодичности геомагнитных пульсаций типа Pс3-4, а также к нерегулярным колебаниям типа Pи2 [26]. Следует отметить, что квазипериодические вариации доплеровского сдвига частоты не наблюдались 19 августа на фазе восстановления при положительном значении компоненты B_z межпланетного магнитного поля. В то же время, 20, 21 и 22 августа, когда межпланетное магнитное поле имело почти радиальное направление (азимутальный угол $\phi \sim 180^\circ$, а широтный угол θ флуктуировал вблизи 0° , т. е. происходила неоднократная переориентация вертикальной компоненты поля с северного на южное направление), регистрировались квазипериодические колебания доплеровского сдвига частоты рассеянного сигнала. Аналогично проявляется активность цугов геомагнитных пульсаций Pи2, возбуждаемых во время магнитосферных суббурь, взрывной фазе которых обычно предшествует переориентация вертикальной компоненты межпланетного магнитного поля с северного направления на южное [23]. Источником энергии магнитных пульсаций может быть энергия, поступающая из солнечного ветра в процессе пересоединения магнитных силовых линий на дневной стороне Земли, а также энергия магнитного поля в хвосте магнитосферы, высвобождаемая в процессе пересоединения.

Полагая, что квазипериодические пульсации доплеровского сдвига частоты рассеянного сигнала обусловлены волновыми процессами, связанными с распространением поперечных магнитогидродинамических волн, возбуждаемых во время магнитосферной суббури, оценим вариации магнитного поля, которые обеспечивают наблюдаемые амплитуды доплеровских колебаний. Для поперечных колебаний в замороженной в плазму силовых линий в линейном приближении связь между скоростью движения плазмы и вариациями магнитного поля δH даётся выражением [27]

$$\delta v \approx \frac{\delta H}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (2)$$

где $\rho = \sum_i m_i N_i$ — плотность плазмы, m_i и N_i — масса и концентрация ионов сорта i . На высотах F -области в ионном составе ионосферной плазмы преобладают ионы атомарного кислорода, т. е. $N_e \approx N(O^+)$ [28]. Из (1) и (2) для длины волны $\lambda = 3 \cdot 10^3$ см, $\delta F_d = 1 \div 2$ Гц, $N(O^+) = 5 \cdot 10^5$ см $^{-3}$ получаем $\delta H \approx 0,6 \div 1,2$ нТл. Такие значения амплитуд пульсаций геомагнитного поля согласуются с экспериментальными данными [23]. Отдельные цуги квазипериодических вариаций геомагнитного поля с амплитудой от единиц до десятков нТл, зарегистрированные в Тромсё, можно видеть, например, на рис. 3 (22 августа в интервале 07:00–08:00 UT). При сравнении экспериментальных и расчётных вариаций геомагнитного поля надо делать поправку на различное широтное расположение Тромсё ($69,66^\circ$ с. ш.) и стенда «Сура» ($56,1^\circ$ с. ш.). По данным [26] амплитуда пульсаций растёт с увеличением широты. Проведённый расчёт и сопоставление данных носят оценочный характер, детальное сопоставление требует записей магнитограмм с высоким амплитудным и временным разрешением непосредственно около стенда «Сура». Для подтверждения механизма квазипериодических колебаний доплеровского спектра рассеянного сигнала, связанного с распространением магнитогидродинамических волн, возбуждаемых во время магнитосферной суббури, необходимо проведение комплексных радиофизических исследований искусственной ионосферной турбулентности в сочетании с измерениями геомагнитных пульсаций в месте расположения нагревного стенда.

Вместе с тем имеющиеся данные о связи вариаций доплеровского сдвига частоты рассеян-

ного сигнала с геомагнитной обстановкой в период проведения эксперимента свидетельствуют в пользу естественного источника магнитогидродинамических волн, ответственного за наблюдаемые во время магнитной бури квазипериодические колебания доплеровского смещения частоты рассеянного сигнала.

ВЫВОДЫ

1) Ионосферные эффекты магнитной бури, определённые по данным доплеровских измерений сигналов, рассеянных искусственной ионосферной турбулентностью, хорошо коррелируют с поведением южной компоненты межпланетного магнитного поля и вариациями геомагнитного поля на Земле. Получено, что на высотах F -области среднеширотной ионосферы в невозмущённых условиях электрическое поле и скорость дрейфа неоднородностей соответствовали типичным значениям 1 мВ/м и 20 м/с, а в период магнитной бури они увеличивались до 8,6 мВ/м и 186 м/с, которые более соответствуют значениям, характерным для высокоширотной ионосферы.

2) Сопоставление появляемости спорадических цугов квазипериодических вариаций доплеровского сдвига частоты коротковолновых сигналов с поведением межпланетного магнитного поля и вариациями компонент геомагнитного поля на Земле, а также оценки вариаций δH геомагнитного поля, сделанные на основе доплеровских измерений, позволяют сделать вывод, что колебания доплеровского смещения частоты рассеянного сигнала обусловлены волновыми процессами, связанными с распространением поперечных магнитогидродинамических волн, усиливающихся во время магнитосферной бури.

3) Используя диагностику ионосферного канала с помощью ракурсного рассеяния радиоволн на искусственных мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях, исследованы условия формирования поля КВ сигналов в верхней ионосфере при наличии спорадического слоя E_s . Показано, что на протяжённых трассах слой E_s может играть существенную роль в формировании в верхней ионосфере поля радиоволн на частотах, превышающих максимальную применимую частоту стандартного скачкового распространения через F -область ионосферы.

В заключение заметим, что параллельно с измерениями ракурсного рассеяния радиоволн на ориентированных вдоль магнитного поля мелкомасштабных неоднородностях концентрации плазмы нами в период с 9 по 23 августа выполнялись исследования характеристик искусственного радиоизлучения ионосферы на приёмном пункте, расположенном в 1,5 км от стенда «Сура». Период наблюдений захватывал измерения как в спокойных (до 17 августа), так и в возмущённых (18–23 августа) ионосферных условиях. Детальное обсуждение полученных результатов выходит за рамки настоящей работы и будет выполнено в отдельной публикации. Здесь мы только кратко отметим, что, согласно предварительной обработке полученных экспериментальных данных, в магнитовозмущённых условиях обнаружено увеличение на $4 \div 8$ дБ интенсивностей двух основных компонент излучения [5]: DM (downshifted maximum — главный спектральный максимум в спектре искусственного радиоизлучения ионосферы, смещённый вниз на $10 \div 15$ кГц от частоты волны накачки) и BUM (broad upshifted maximum — широкополосный максимум излучения на частотах выше частоты волны накачки, генерация которого наблюдается, когда частота мощной радиоволны превышает частоту гармоники гирочастоты электронов в области её взаимодействия с ионосферной плазмой). Это может свидетельствовать о заметном влиянии ионосферных возмущений на условия (механизмы) генерации искусственного радиоизлучения ионосферы. Для более детального выяснения природы такого влияния в будущем планируется выполнить новые целенаправленные экспериментальные исследования.

Авторы благодарят В. И. Куркина и З. Ф. Думбраву за помощь в организации работы ЛЧМ-

зондов в Иркутске и Хабаровске и предоставление данных вертикального зондирования на станции в Хабаровске.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 02-05-64383, 02-02-17475) и CRDF (грант RPO-1334-NO-92).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е. Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. М.: Наука, 1979. 249 с.
2. Кравцов Ю. А., Тинин М. В., Черкашин Ю. Н. // Геомагнетизм и аэрономия. 1979. Т. 19, № 5. С. 769.
3. Гетманцев Г. Г., Ерухимов Л. М., Урядов В. П. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19, № 12. С. 1909.
4. Uryadov V. P., Ryabova N. V., Ivanov V. A., Shumaev V. V. // J. Atm. Terr. Phys. 1995. V. 57, No. 11. P. 1263.
5. Frolov V. L., Sergeev E. N., Stubbe P., et al. // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28, No. 16. P. 3103.
6. Blagoveshchenskaya N. F., Kornienko V. A., Brekke A., et al. // Radio Sci. 1999. V. 34. P. 715.
7. <http://www.wdc.ac.uk>.
8. <http://geo.phys.uit.no>.
9. <http://sec.noaa.gov>.
10. Афраймович Э. Л., Лесюта О. С., Ушаков И. И. // Труды 9-й Международной научно-техн. конф. «Радиолокация, навигация, связь». Воронеж, 2003. Т. 3. С. 1671.
11. Жеребцов Г. А., Загорин А. В., Медведев А. В. и др. // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47, № 11. С. 1339.
12. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. М.: Наука, 1988. 527 с.
13. Ерухимов Л. М., Метелёв С. А., Мясников Е. Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. С. 208.
14. Вертоградов Г. Г., Мятешников Ю. П., Урядов В. П., Розанов С. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 1. С. 15.
15. Урядов В. П., Понятов А. А. // Труды 8-й Международной научно-техн. конф. «Радиолокация, навигация, связь». Воронеж, 2002. Т. 3. С. 1582.
16. Богута Н. М., Нога Ю. В., Урядов В. П. // Геомагнетизм и аэрономия. 1989. Т. 29, № 4. С. 678.
17. Scali J. L., Reinisch B. W., Heinselman C. J., Bulet T. W. // Radio Sci. 1995. V. 30, No. 5. P. 1481.
18. Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир, 1980. 299 с.
19. <http://hiraiso.crl.go.jp>.
20. Благовещенский Д. В., Жеребцов Г. А. Высокоширотные геофизические явления и прогнозирование коротковолновых радиоканалов. М.: Наука, 1987. 272 с.
21. Basu Sun., Basu San., Valladares C. E., et al. // J. Geophys. Res. A. 2001. V. 106, No. 12. P. 30389.
22. Насыров А. М. Рассеяние радиоволн анизотропными ионосферными неоднородностями. Казань: Изд-во Казанского ун-та, 1991. 150 с.
23. Гульельми А. В., Троицкая В. А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: Наука, 1973. 208 с.
24. Sinitsin V. G., Kelley M. C., Yampolski Yu. M., et al. // J. Atm. Solar Terr. Phys. 1999. V. 61. P. 903.
25. Blagoveshenskaya N. F., Troshichev O. A. // J. Atm. Terr. Phys. 1996. V. 58, No. 1–4. P. 397.
26. Saito T. // Space Sci. Rev. 1969. V. 10, No. 3. P. 319.
27. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1964. 283 с.

28. Фаткуллин М. Н., Зеленова Т. И., Козлов В. К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука, 1981. 256 с.

¹ Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Нижний Новгород;

Поступила в редакцию
31 октября 2003 г.

² Ростовский государственный университет,
г. Ростов-на-Дону, Россия

RADAR OBSERVATIONS OF ARTIFICIAL IONOSPHERIC TURBULENCE DURING A MAGNETIC STORM

V. P. Uryadov, G. G. Vertogradov, V. G. Vertogradov, A. A. Ponyatov, and V. L. Frolov

We present the results of radar observations of artificial ionospheric turbulence (AIT) created due to modification of the ionosphere by high-power radio emission from the “Sura” heating facility (Nizhny Novgorod region, Russia). Measurements were carried out in August 18–22, 2003 in the evening time (16:00–20:00 UT) with the use of over-the-horizon chirp radars on the Khabarovsk–Rostov-on-Don, Irkutsk–Rostov-on-Don, Inskip (England)–Rostov-on-Don paths, and also on the Moscow–Rostov-on-Don path for which precise signals of the standard-time RVM station were received. It is found that conditions for propagation of HF signals through the upper ionosphere at frequencies exceeding the maximum usable frequency for standard hop propagation through the F region were realized on the Irkutsk–“Sura” path in the presence of the powerful sporadic E_s layer. The presence of such signals was revealed at the Rostov-on-Don station by receiving radio waves which escape from the altitudes of the ionospheric F region due to scattering by artificial small-scale magnetic-field-aligned irregularities. We studied the ionospheric effects of a magnetic storm occurring during the experiment by using the measurement data of the Doppler frequency shift of signals scattered by artificial ionospheric turbulence. It is shown that during a magnetic storm, the electric field and the drift velocity of irregularities at the altitudes of the F layer over the “Sura” facility reach values of ~ 8.6 mV/m and 186 m/s, respectively, which are typical of the high-latitude ionosphere. We consider the relation between quasi-periodic oscillations of the Doppler frequency shift of the scattered signal and propagation of magnetohydrodynamic waves excited during the magnetospheric storm.

УДК 551.510

ФОРМИРОВАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СТРУКТУР В РЕАКЦИОННО-ДИФфуЗИОННОЙ АТМОСФЕРНОЙ СИСТЕМЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЛАНЕТАРНОЙ ВОЛНЫ

М. Ю. Куликов

В данной работе на примере воздействия атмосферной волны заданной амплитуды на осцилляции концентраций малых газовых составляющих в районе мезопаузы земной атмосферы (высоты 80÷90 км) рассмотрена задача о влиянии квазирезонансного периодического пространственного переноса на распределённую систему, находящуюся в режиме субгармонического нелинейного отклика на периодическое внешнее воздействие (суточные вариации освещённости). В результате проведённого численного моделирования обнаружено формирование когерентного с волной горизонтального распределения динамических переменных (концентраций малых газовых составляющих). Обсуждаются практические приложения данного эффекта в реальных условиях мезопаузы.

ВВЕДЕНИЕ

1. Достаточно давно было обнаружено, что химические системы могут обладать нетривиальными нелинейно-динамическими свойствами. Начиная с работ Лотки [1] и Белоусова [2], в которых впервые была теоретически показана и экспериментально подтверждена возможность собственных колебаний в химической системе, было предложено большое число различных химических «механизмов», демонстрирующих широкий спектр нелинейно-динамических свойств: мультистабильность, автоколебания, хаотические осцилляции и др. В настоящее время ведутся интенсивные поиски практических приложений данных нелинейно-динамических свойств, направленные, в частности, на создание новых материалов с особыми характеристиками, однако полученные результаты пока не позволяют говорить о существенных «прикладных» достижениях (см., например, [3]).

2. В то же время химическая нелинейность может проявлять себя в ряде природных объектов, в частности в атмосфере, где химические процессы в силу ряда особенностей (например, протекания фотохимических реакций с выделением тепла) играют принципиальную роль и оказывают существенное влияние на большинство атмосферных параметров.

В настоящее время известно несколько атмосферных фотохимических систем с нетривиальными нелинейно-динамическими свойствами, существенно проявляющимися при эволюции таких систем. Наиболее показательный пример — поведение полярной нижнестратосферной фотохимической системы, которая описывает процессы, связанные с феноменом Антарктической озонной дыры. В работах [4, 5], в частности, было показано, что эволюция Антарктической озонной дыры в области среднесезонного максимума озона (высоты 17÷18 км) в зимне-весенний период была существенно нелинейным процессом как в «додырный» период (70-е годы и первая половина 80-х), так и в последующие годы и в значительной степени определялась мультистабильностью полярной нижнестратосферной фотохимической системы и её автоколебательными свойствами.

3. В литературе, посвящённой нелинейной химической кинетике, достаточно большое внимание уделено исследованию воздействия внешних периодических возмущений на химические системы, находящиеся (в отсутствие возмущений) в автоколебательном режиме (см., например, обзор этой темы в [6]). Обнаружено, что в таких ситуациях возможен целый ряд интересных явлений: захват частоты колебательной системы, возникновение новых предельных циклов, управление

выходом и разделением продуктов и др. В то же время существенно менее подробно исследованы особенности воздействия внешних периодических возмущений на химические колебания, вызванные нелинейным откликом системы на другое периодическое воздействие. Как показывают результаты нескольких теоретических и экспериментальных работ, именно такая ситуация может иметь место в области мезопаузы (высоты $80 \div 90$ км), где, как известно, температура воздуха достигает минимального для земной атмосферы значения.

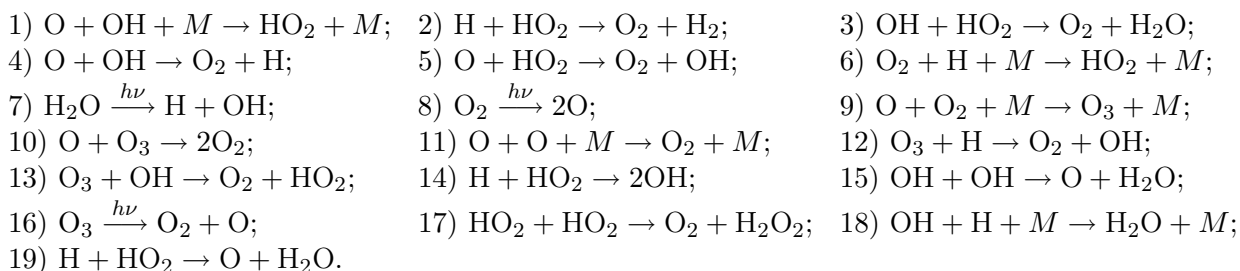
В работах [7–13] было показано, что при реальных условиях в районе мезопаузы существует область высот нелинейного отклика мезосферной фотохимии на суточные вариации освещённости, в которой возникают осцилляции малых газовых составляющих с периодом 48 часов. В то же время на этих же высотах в течение более чем 30 лет (с начала исследования области мезопаузы) наблюдается ещё один природный феномен — мощная атмосферная волна с периодом $48 \pm (4 \div 5)$ часов (см., например, [14, 15]), которая через локальную модуляцию параметров и периодический перенос может эффективно воздействовать на двухсуточные фотохимические осцилляции, поскольку в данном случае фотохимические и волновые процессы обладают примерно одинаковыми временными масштабами. С практической точки зрения исследование этого воздействия может способствовать пониманию как причин наблюдаемой сложной пространственно-временной эволюции концентраций малых газовых составляющих в районе мезопаузы, так и механизмов возникновения данной атмосферной волны, которые, несмотря на интенсивные исследования, ведущиеся с момента экспериментального обнаружения этого феномена, до сих пор остаются во многом не выясненными.

4. В данной работе впервые проведён анализ влияния квазидвухсуточной атмосферной волны заданной амплитуды на двухсуточные осцилляции в районе мезопаузы. Показано, что наиболее существенный механизм воздействия связан с периодическим переносом малых газовых составляющих вертикальной компонентой ветра в волне. Обнаружено, что данный механизм может приводить к захвату фазы фотохимических осцилляций фазой осцилляций ветра и тем самым обуславливать формирование регулярного горизонтального распределения малых газовых составляющих с зональным волновым числом, близким к волновому числу атмосферной волны.

В случае, когда период волны существенно отличается от 48 часов, обнаружен широкий спектр мультипериодических осцилляций мезосферной фотохимии, которые оказываются локализованными в области высот нелинейного отклика на суточные вариации освещённости.

1. ДВУХСУТОЧНЫЕ ФОТОХИМИЧЕСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ В РАЙОНЕ МЕЗОПАУЗЫ

1.1. Фотохимические процессы, протекающие в районе мезопаузы (высоты $80 \div 90$ км), описываются мезосферной фотохимической системой. В состав данной системы принято включать порядка двадцати наиболее существенных реакций с участием O_3 , O , H , OH и HO_2 (см., например, [16]):



Мезосферная фотохимическая система подвержена внешнему воздействию с периодом в 1 сутки, связанному с восходом и заходом Солнца и проявляющемуся в периодической модуляции коэффициентов фотодиссоциации молекул озона, водяного пара и молекулярного кислорода (реакции 16), 7) и 8)). Температура, концентрации молекул водяного пара и молекулярного кислорода, а также высота над уровнем моря, от которой зависят коэффициенты фотодиссоциации этих веществ и концентрация молекул воздуха M , являются основными параметрами мезосферной фотохимической системы, наиболее существенно влияющими на её динамику.

1.2. В работах [4, 5, 9] было показано, что исследование эволюции атмосферных фотохимических систем наиболее удобно проводить с помощью базовых динамических моделей. Базовые динамические модели атмосферных фотохимических систем сохраняют в интересующей нас области параметров основные качественные и количественные свойства полной системы, но включают при этом минимальное возможное число динамических переменных (описываемых дифференциальными уравнениями), что позволяет, во-первых, существенно упрощать исследование нелинейно-динамических свойств этих систем и предсказывать изменения их эволюции, а во-вторых, существенно снижать время компьютерных расчётов, особенно в случае многомерного пространственного моделирования с учётом реальных процессов атмосферного переноса.

Основная идея построения базовых динамических моделей состоит в разделении переменных системы (концентраций включённых в неё химических компонент) на две группы в соответствии с соотношением между характерными временем их эволюции τ и временным масштабом изучаемого явления τ_0 . Переменные из первой группы являются «быстрыми»: $\tau \ll \tau_0$, с учётом диссипативности атмосферных фотохимических систем полагается, что они находятся в состоянии мгновенного устойчивого равновесия. Их «мгновенно-равновесные» значения определяются из системы алгебраических уравнений, получаемых приравниванием нулю производных по времени в отвечающих им уравнениях химической кинетики, и являются в общем случае нелинейными функциями параметров и отнесённых ко второй группе «медленных» переменных, эволюция которых с характерным временем $\tau \approx \tau_0$ описывается дифференциальными уравнениями.

Нуль-мерная базовая динамическая модель мезосферной фотохимической системы построена в работе [9]. В рамках указанной модели концентрации O и H являются динамическими переменными и определяются из системы двух дифференциальных уравнений первого порядка по времени:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} O &= -[R(4)OH + R(5)HO_2 + 2R(11)MO] O + 0,42R(8)M, \\ \frac{d}{dt} H &= -2[R(2) + R(9)] H HO_2 - 2R(3)HO_2 OH - 2R(18)MOH H + 2R(7)H_2O.\end{aligned}\quad (1)$$

Концентрации оставшихся трёх компонент (O_3 , OH и HO_2) являются «быстрыми» переменными и определяются из системы алгебраических уравнений, которая связывает их с динамическими переменными и параметрами базовой динамической модели:

$$\begin{aligned}HO_2 &= \frac{0,21R(6)M^2 H + R(13)OH O_3}{R(5)O + [R(2) + R(14) + R(19)] H}, & O_3 &= \frac{0,21R(9)M^2 O}{R(10)O + R(12)H + R(13)OH + R(16)}, \\ OH &= \frac{R(5)O HO_2 + R(12)H O_3}{R(4)O + R(13)O_3}.\end{aligned}\quad (2)$$

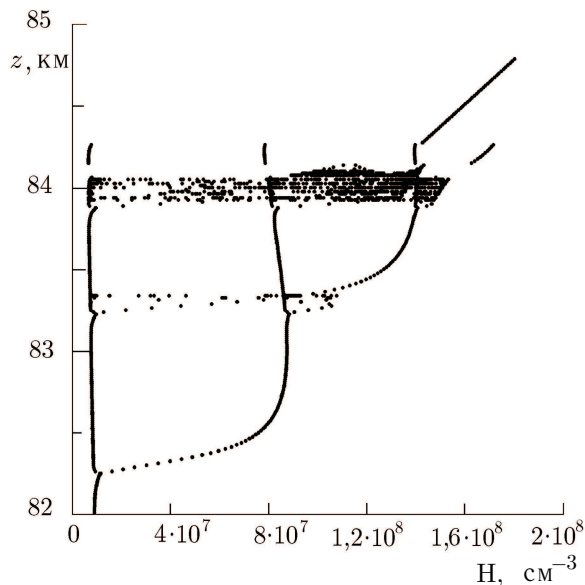


Рис. 1. Бифуркационная диаграмма, демонстрирующая спектр возможных режимов поведения мезосферной фотохимической системы. На данном рисунке в зависимости от высоты z показаны значения концентрации атомарного водорода, полученные в последовательные моменты локального времени, соответствующие концу ночи, с интервалом 24 часа

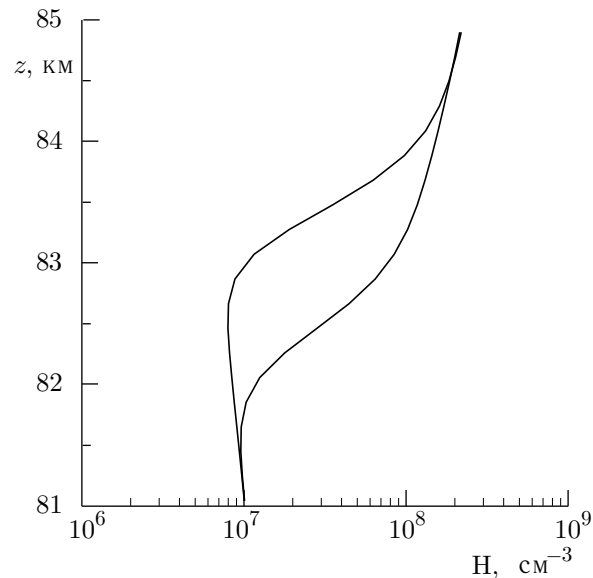


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но с учётом вертикальной турбулентной диффузии с коэффициентом $K_{zz} = 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$

В уравнениях (1) и (2) $R(1), R(2), \dots, R(19)$ — константы приведённых выше реакций, их используемые ниже численные значения соответствуют последним данным NASA JPL [17].

1.3. Исследования, выполненные в работах [7–13], свидетельствуют о возможности нелинейного отклика мезосферной фотохимической системы на суточные вариации освещённости. В рамках нуль-мерной модели мезосферной фотохимической системы было обнаружено [7–10], что в зависимости от значений основных параметров (концентрации паров воды, температуры и высоты) в системе возможен широкий спектр периодических (субгармонических) и хаотических режимов поведения малых газовых составляющих мезосферы (см. рис. 1). В то же время хорошо известно [18], что в реальных условиях верхней мезосферы на эволюцию малых газовых составляющих существенно влияют процессы атмосферного переноса, среди которых наиболее важную роль играет вертикальная турбулентная диффузия. В связи с этим в работах [11–13] проведён анализ влияния диффузии на эволюцию мезосферной фотохимической системы и показано, что учёт пространственного переноса приводит к существенному обеднению спектра возможных режимов поведения этой системы. Оказалось, что при наблюдаемых летом значениях коэффициента вертикальной диффузии ($5 \cdot 10^4 \div 2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$ [19]) в районе мезопаузы «выживает» двухсуточный режим осцилляций мезосферной фотохимической системы (см. рис. 2), а в зимних условиях (при диффузии, существенно большей $2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$) режим осцилляций становится односуточным, т. е. нелинейный отклик мезосферной фотохимической системы оказывается полностью подавленным. Осцилляции с периодом вдвое суток показаны на рис. 3 на примере временной эволюции концентрации атомарного водорода на высоте 83 км. Отметим три важные особенности: (1) двухсуточные осцилляции являются вынужденными, однако с равной вероятностью в зависимости от начальных условий могут существовать два решения, совпадающих по своей структуре (см. рис. 4), но

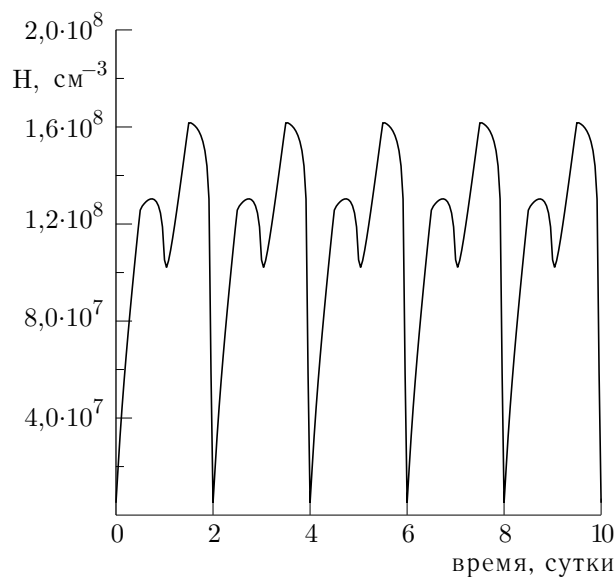


Рис. 3. Осцилляции концентрации атомарного водорода с периодом двое суток на высоте 83 км

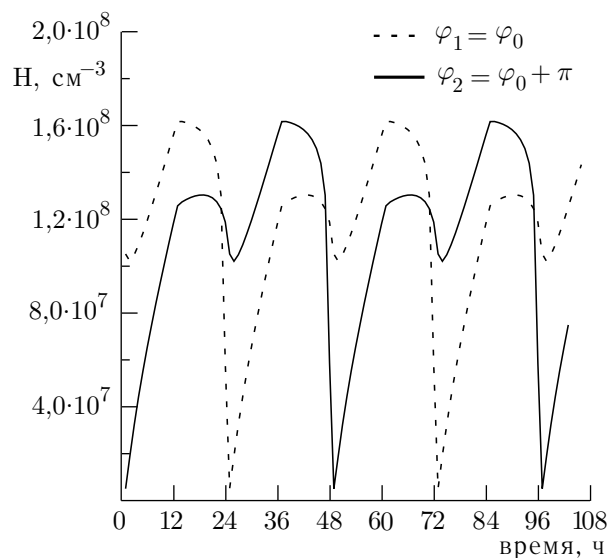


Рис. 4. Два возможных решения базовой динамической модели мезосферной фотохимической системы с учётом вертикальной турбулентной диффузии, демонстрирующие осцилляции с периодом двое суток с разными фазами

обладающих разными фазами $\varphi_1 = \varphi_0$ и $\varphi_2 = \varphi_0 + \pi$, где φ_0 однозначно связана с фазой внешнего воздействия — суточных вариаций освещённости; (2) область нелинейного отклика синхронизирована по фазе: все разнесённые по высоте мезосферные «осцилляторы» испытывают колебания с одной и той же фазой (φ_1 или φ_2); (3) в работе [20] было показано, что результаты расчёта базовой динамической модели мезосферной фотохимической системы с учётом вертикальной турбулентной диффузии хорошо соответствуют расчётам на основе полной модели мезосферной фотохимической системы (в которой все пять химических компонент рассчитываются динамически) как качественно, так и количественно.

2. КВАЗИДВУХСУТОЧНАЯ АТМОСФЕРНАЯ ВОЛНА

Начиная с первых экспериментальных исследований мезосферы и области мезопаузы, в верхней мезосфере и нижней термосфере тропических и средних широт регулярно регистрируются значительные осцилляции с периодом порядка двух суток (см., например, [14, 15]) зональной (направленной вдоль заданной широты) и меридиональной (вдоль долготы) компонент ветра, температуры и некоторых других характеристик атмосферы. Наиболее сильные осцилляции наблюдаются летом, когда амплитуда двухсуточной компоненты может возрастать до $30 \div 40$ м/с (в южных широтах до $50 \div 100$ м/с) в меридиональном ветре и до $15 \div 20$ м/с и более в зональном, а потому может существенно превышать средние значения компонент ветра на этих высотах.

Основные зарегистрированные особенности этого явления следующие: (1) квазидвухсуточные осцилляции представляют собой распространяющуюся в западном направлении волну с зональными волновыми числами от 2 до 5 (в более чем половине случаев волновое число равно 3), (2) максимум амплитуды волны лежит в интервале высот $80 \div 95$ км, (3) разница между периодом волны и 48 часами обычно не превышает $(4 \div 5)$ часов, (4) в другие сезоны квазидвухсуточные волны также наблюдаются, но их амплитуды обычно значительно меньше, чем у волн, регистрируемых летом. Отметим, что летние квазидвухсуточные волны вследствие значительности своей

амплитуды могут эффективно взаимодействовать со среднезональными ветрами и за счёт этого существенно влиять на ключевые характеристики верхней мезосферы—нижней термосферы Земли, в частности на температуру мезопаузы. Тем не менее к настоящему моменту не существует реальных оценок эффективности этого взаимодействия, т. к. данное исследование требует наличия чётких и ясных представлений о механизмах возникновения квазидвухсуточных волн.

Были предприняты несколько попыток объяснить летние квазидвухсуточные волны (см., например, [21–24]). Важный шаг в этом направлении был сделан в работах Сэлби [21, 22], который путём численного моделирования с учётом реального пространственного распределения средних ветров и температур для летней мезосферы обнаружил, что существует собственная мода атмосферы (Росби-гравитационная волна с зональным числом, равным трём), по нескольким своим свойствам (периоду, области локализации и др.) хорошо соответствующая наблюдаемым особенностям квазидвухсуточной волны. Это решение было найдено путём задания гипотетического источника тепла (с конечной мощностью) на высоте 90 км, обладающего периодом порядка двух суток, с зональным волновым числом, равным трём. В более поздней работе [24] в качестве механизма возбуждения данной моды рассмотрена бароклиническая неустойчивость струи среднезонального ветра на высотах 60÷70 км. Однако существенным недостатком этой теории оказалась чрезвычайно высокая чувствительность механизма возбуждения к одному из ключевых параметров — скорости среднезонального ветра. Даже очень слабое изменение этой скорости полностью подавляет неустойчивость.

Надежда существенно продвинуться в понимании возможного механизма возбуждения квазидвухсуточной моды, найденной Сэлби, появилась в связи с обнаружением возможности нелинейного отклика мезосферной фотохимии в летний период как раз в области высот наблюдаемого максимума квазидвухсуточной волны. Ещё в работе [7] было высказано предположение о возможной связи между двухсуточными фотохимическими осцилляциями и возбуждением квазидвухсуточной волны. Тем не менее только в недавней работе [20] это предположение получило более конкретное развитие: была высказана идея, что двухсуточные осцилляции за счёт соответствующей гармоник в фотохимическом нагреве воздуха могут выступать в качестве источника усиления квазидвухсуточной волны в летний период, т. е., по сути, в качестве того гипотетического источника, который учитывался Сэлби в работах [21, 22].

Однако для эффективного усиления квазидвухсуточной волны существует необходимое условие: источник должен обладать зональным распределением, близким к распределению фазы волны (т. е. зональное число распределения должно соответствовать зональному числу волны), в противном случае, как показывают оценки, мощности тепловыделения с периодом двое суток оказывается недостаточно, чтобы заметно увеличить амплитуду квазидвухсуточной волны. В то же время специальный анализ показывает, что, во-первых, без учёта процессов атмосферного горизонтального переноса фаза двухсуточных фотохимических осцилляций, а следовательно, и фотохимический нагрев с периодом двое суток в общем случае обладают нерегулярным зональным распределением. Во-вторых, учёт наиболее существенных процессов горизонтального переноса — турбулентной диффузии и переноса среднезональным ветром — не снимает возникшего затруднения. В этом случае распределение фазы двухсуточных осцилляций оказывается либо однородным, либо обладает зональным волновым числом $k_x \gg 3$. Как будет показано ниже, данная проблема легко решается, если принять во внимание воздействие самой квазидвухсуточной волны на источник фотохимического нагрева с периодом двое суток. В этой связи отметим, что существуют два механизма воздействия атмосферной волны заданной амплитуды на фотохимические процессы в любой области атмосферы: локальная модуляция параметров фотохимии (осцилляции концентрации и температуры воздуха) и периодический перенос малых газовых составляющих зональным, меридиональным и вертикальным ветром волны. В данной работе рас-

смотрение ограничено учётом периодического переноса за счёт вертикальной компоненты ветра квазидвухсуточной волны: как будет показано ниже (см. раздел 4), данный механизм является наиболее важным, а влияние других оказывается несущественным.

3. ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ВЕРТИКАЛЬНОГО ПЕРЕНОСА НА ФОТОХИМИЧЕСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ В РАЙОНЕ МЕЗОПАУЗЫ

3.1. Данное исследование проводилось с помощью одномерной базовой динамической модели мезосферной фотохимической системы с учётом вертикальной турбулентной диффузии (всюду ниже с коэффициентом $K_{zz} = 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$) и вертикального периодического переноса:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = I_i - S_i + K_{zz} \frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} - \tilde{w} \frac{\partial n_i}{\partial z}. \quad (3)$$

Здесь $i = 1, 2$, $n_1 = \text{O}$, $n_2 = \text{H}$, S_i и I_i — соответственно фотохимические стоки и источники (см. систему уравнений (1), (2)), $\tilde{w} = w_0 \sin(2\pi t/T_{\text{wave}} + \varphi)$ — вертикальная компонента скорости квазидвухсуточной волны с периодом T_{wave} и амплитудой w_0 . Амплитуда вертикальной скорости полагалась независимой от высоты, поскольку характерный вертикальный масштаб неоднородности основных характеристик квазидвухсуточной волны составляет порядка 10 км [15], что существенно превышает вертикальный размер области высот, где возможны двухсуточные осцилляции (см. рис. 2).

3.2. В зависимости от возможных значений T_{wave} можно выделить два случая: (1) период волны мало отличается от двух суток, так что для простоты можно положить $T_{\text{wave}} = 48 \text{ ч}$, и (2) период волны существенно отличается от двух суток.

Численное исследование системы (3), проведённое для случая $T_{\text{wave}} = 48 \text{ ч}$, показывает, что при амплитудах $w_0 < 0,5 \text{ см/с}$ воздействие вертикального переноса не приводит к заметным количественным изменениям в двухсуточных фотохимических осцилляциях, но при этом существенно проявляется в их фазе, которая в данном случае становится независимой от начальных условий: в результате быстрых переходных процессов устанавливается то из её значений (φ_1 или φ_2), которое ближе к фазе осцилляций вертикального ветра φ . Обнаруженный эффект имеет порог и наблюдается при амплитудах w_0 , больших некоторого критического значения w_{crit} . Именно это демонстрирует рис. 5, на котором показана эволюция концентрации атомарного водорода на высоте 83 км в искусственно заданных условиях — при медленно возрастающей со временем амплитуде вертикальной скорости ветра. В данном случае фаза осцилляций ветра φ специально выбрана сильно отличающейся (более чем на $\pi/2$) от начальной фазы фотохимических осцилляций φ_2 . Можно видеть, что, когда амплитуда w_0 становится больше, чем примерно 0,15 см/с, фаза фотохимических осцилляций за время порядка нескольких суток меняется и принимает другое «разрешённое» значение φ_1 , которое

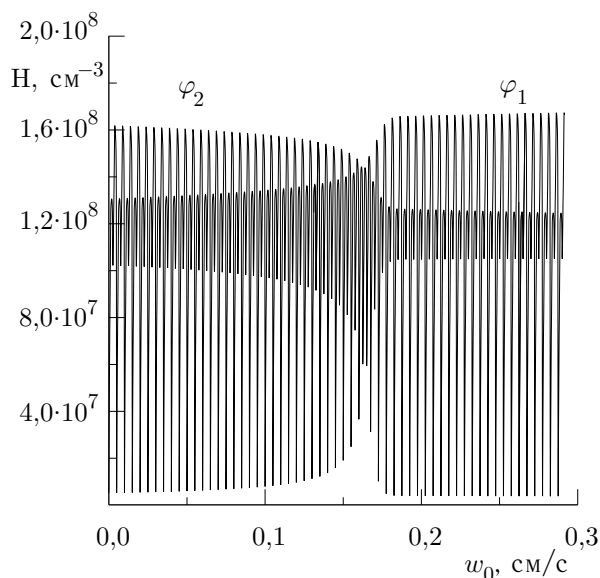


Рис. 5. Эволюция двухсуточных осцилляций в условиях воздействия квазидвухсуточной волны с медленно возрастающей со временем амплитудой вертикальной скорости

в данном случае оказывается ближе к φ . По аналогии с эффектом захвата частоты, возникающим при периодическом воздействии на химические автоколебания [6], обнаруженный эффект можно называть захватом фазы. Отметим, что пороговое значение амплитуды осцилляций ветра w_{crit} не является постоянным и существенно зависит от разности фаз $\delta\varphi = \varphi - \varphi_1$ (см. рис. 6): увеличение $\delta\varphi$ приводит к увеличению w_{crit} , причём при $\delta\varphi \rightarrow \pm\pi/2$ $w_{\text{crit}} \rightarrow \infty$. Показанная на рис. 6 зависимость удовлетворительно описывается выражением $w_{\text{crit}}(\delta\varphi) = a + b/\cos(\delta\varphi)$, где $a = 0,0363$, $b = 0,0567$. Из рис. 6 можно сделать вывод, что при амплитуде $w_0 < w_{\text{min}} \approx 0,09$ см/с воздействие периодического переноса не может изменить фазу двухсуточных осцилляций ни при каких значениях расстройки $\delta\varphi$, а при $w_0 = 0,4$ см/с происходит трансформация фазы двухсуточных осцилляций для 90 % значений $\delta\varphi$, при которых этот эффект возможен (при $|\delta\varphi| > \pi/2$ изменение фазы фотохимических осцилляций невозможно, поскольку фаза волны оказывается ближе к заданной в начальный момент величине φ_2 , чем к φ_1). Вышесказанное полностью переносится на случай трансформации фазы двухсуточных осцилляций из φ_1 в φ_2 ; для этого, однако, необходимо, чтобы фаза ветра более чем на $\pi/2$ отличалась от начального значения φ_1 .

Отметим важную особенность обнаруженного эффекта. Анализ системы уравнений (3) показывает, что при амплитудах $w_0 < 0,5$ см/с усреднённое за двое суток характерное время вертикального переноса малых газовых составляющих мезосферной фотохимической системы примерно на порядок и более превышает характерные «фотохимические» времена изменения медленных переменных базовой динамической модели — концентраций Н и О, т. е., другими словами, член, описывающий перенос волной в системе уравнений (3), оказывается в среднем существенно меньше, чем фотохимические источники и стоки. Именно поэтому, как уже было отмечено выше, данное воздействие не приводит к заметным количественным изменениям в структуре двухсуточных фотохимических осцилляций. В то же время мгновенные значения фотохимических и волновых слагаемых в (3) оказываются примерно одного порядка в течение 2–3 часов ночной эволюции. Именно это сравнительно непродолжительное воздействие волны обеспечивает синхронизацию фазы фотохимических осцилляций.

3.3. Обнаруженный эффект существенно проявляется в горизонтальном распределении фазы двухсуточных осцилляций. На рис. 7, 8 показаны зональные распределения концентрации Н, полученные в определённый момент локального времени (в конце ночи) в условиях зонально распространяющейся атмосферной волны с волновым числом, равным трём ($\tilde{w} = w_0 \sin(2\pi t/T_{\text{wave}} + 6\pi x/L)$), где L — длина соответствующей широтной окружности), для нескольких значений её амплитуды. Можно видеть, что при сравнительно небольших амплитудах, когда $w_0 < w_{\text{min}} \approx 0,09$ см/с, влияние вертикального переноса слабо сказывается на распределении concentra-

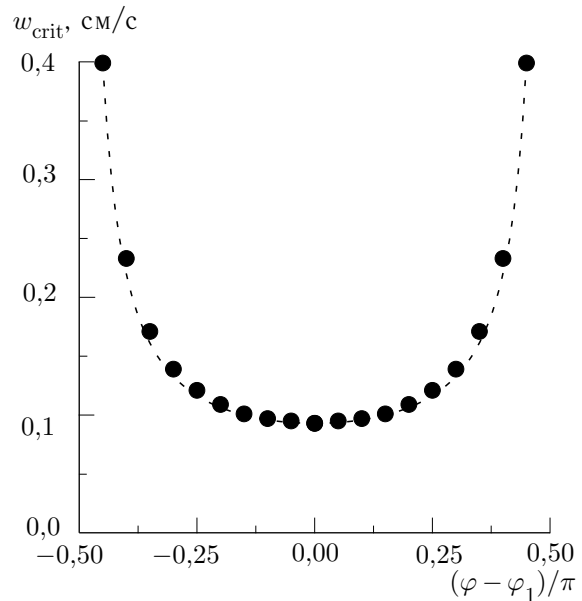


Рис. 6. Точками показаны рассчитанные значения критической амплитуды вертикальной скорости (см. в тексте) в зависимости от разности фаз волны и устанавливающихся фотохимических осцилляций. Прерывистой линией показана зависимость $w_{\text{crit}}(\delta\varphi) = a + b/\cos(\delta\varphi)$, где $a = 0,0363$, $b = 0,0567$

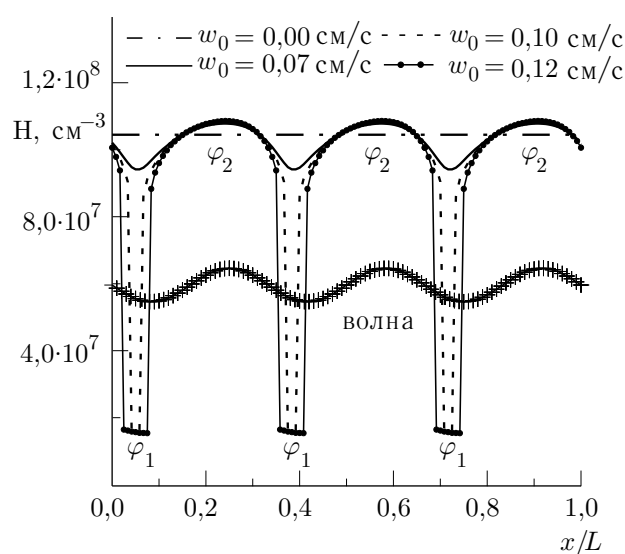


Рис. 7. Зональные распределения концентрации атомарного водорода, полученные в определённый момент локального времени (в конце ночи) в условиях распространяющейся атмосферной волны с волновым числом, равным трём, при разной амплитуде вертикальной скорости

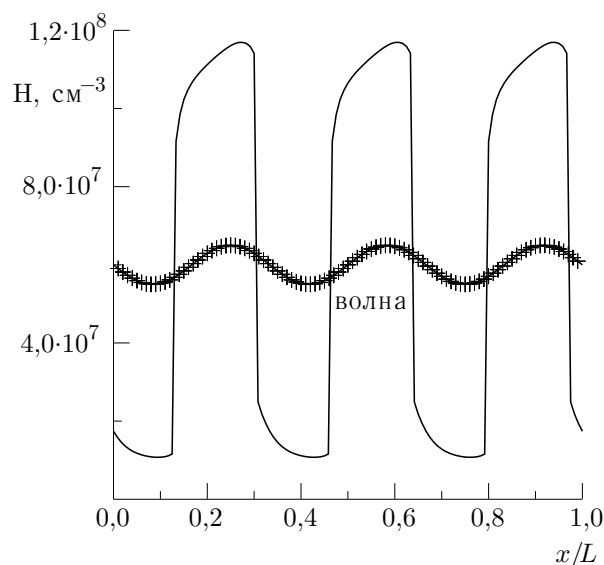


Рис. 8. То же, что на рис. 7, но при амплитуде вертикальной скорости 0,5 см/с

ции N , осцилляции которой изначально были выбраны однородными с фазой φ_2 . При амплитудах $w_0 > w_{\min}$ появляются области, где после быстрых переходных процессов фаза двухсуточных осцилляций изменилась на π , в результате распределение концентрации N становится неоднородным. Дальнейшее увеличение w_0 приводит к расширению областей с фазой φ_1 и уменьшению областей с фазой φ_2 , так что при $w_0 = 0,5$ см/с (см. рис. 8) зональное распределение концентрации N (а также фазы фотохимических осцилляций) становится периодическим с зональным волновым числом, равным трём, и примерно повторяет распределение фазы атмосферной волны (с точностью до незначительного сдвига фаз, примерно равного $\pi/5$). Отметим, что при $w_0 \sim 0,5$ см/с воздействие переноса обеспечивает распределение фаз двухсуточных осцилляций с зональным волновым числом $k_x = 3$ при любых начальных условиях.

3.4. В случае, когда период волны достаточно сильно (на несколько часов) отличается от двух суток, выражение для вертикальной компоненты скорости ветра в квазидвухсуточной волне удобно представить в следующем виде:

$$w = w_0 \sin(2\pi t/T_{\text{wave}} + \varphi) = w_0 \sin(2\pi t/T_{\text{chem}} + \tilde{\varphi}),$$

где

$$\tilde{\varphi} = \varphi + 2\pi \frac{T_{\text{chem}} - T_{\text{wave}}}{T_{\text{chem}} T_{\text{wave}}} t,$$

$T_{\text{chem}} = 48$ ч. Таким образом, данная ситуация отличается от рассмотренного выше случая только тем, что фаза вертикального переноса $\tilde{\varphi}$ медленно изменяется во времени с характерным масштабом, равным $T_{\text{multi}} = T_{\text{chem}} T_{\text{wave}} / |T_{\text{chem}} - T_{\text{wave}}|$. Вследствие этого в области высот нелинейного отклика возникают мультипериодические осцилляции с периодом T_{multi} . Такое поведение малых газовых составляющих мезосферной фотохимической системы, в частности, иллюстрирует

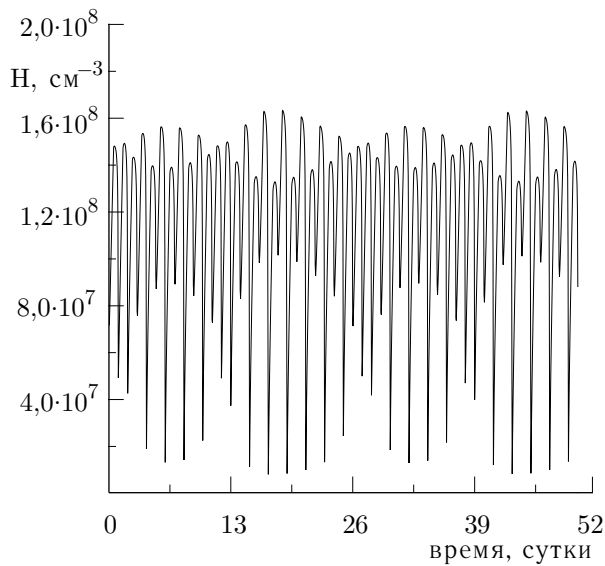


Рис. 9. Осцилляции концентрации атомарного водорода на высоте 83 км с периодом 26 суток, обусловленные воздействием квазидвухсуточной волны с периодом 52 часа и амплитудой вертикальной скорости 0,14 см/с

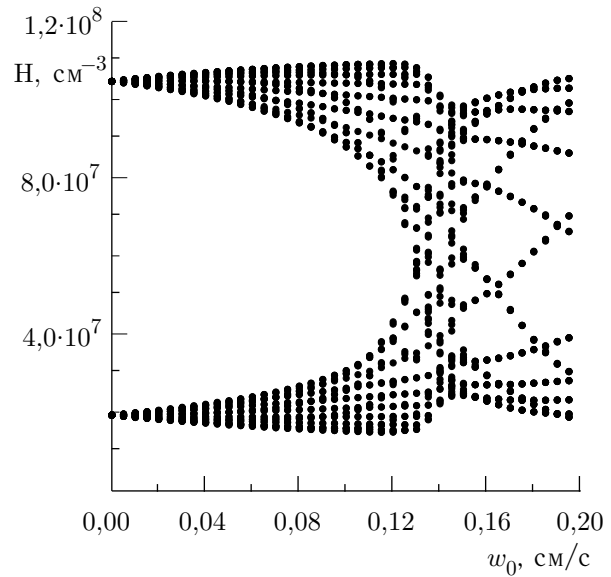


Рис. 10. Концентрация атомарного водорода в зависимости от амплитуды вертикальной скорости квазидвухсуточной волны, рассчитанная в последовательные моменты локального времени, соответствующие концу ночи, с интервалом 24 часа

рис. 9 в случае волны с периодом 52 ч. Возникающий на высоте 83 км режим фотохимических осцилляций имеет период 26 суток. Качественные изменения в структуре этих осцилляций в зависимости от амплитуды вертикальной скорости позволяет проследить рис. 10, на котором показаны значения концентрации атомарного водорода, рассчитанные в последовательные моменты локального времени, соответствующие концу ночи, с интервалом 24 часа. Можно видеть, что при малых w_0 режим осцилляций слабо отличается от собственных колебаний с периодом двое суток. Начиная с $w_0 \approx 0,1$ см/с проявление периода T_{multi} резко усиливается, так что при $w_0 \approx 0,13$ см/с возникают «глубокие» осцилляции с периодическим сбоем фазы двухсуточной гармоник (см. рис. 9). При амплитуде квазидвухсуточной волны, превышающей примерно 0,15 см/с, период осцилляций становится равным $0,5 T_{\text{multi}}$ (13 суток, см. рис. 11), и при дальнейшем увеличении амплитуды вертикальной скорости квазидвухсуточной волны больше не изменяется.

Все вышеперечисленные эффекты оказываются существенными только в области нелинейного отклика, вне этой области вертикальный перенос слабо влияет на эволюцию малых газовых составляющих (см. рис. 12 для высоты 81 км).

Отметим, что зональное распределение фаз двухсуточных осцилляций в условиях распространяющейся квазидвухсуточной волны с периодом, отличным от 48 часов, при $w_0 = 0,5$ см/с также, как и в случае точного резонанса, обладает зональным волновым числом $k_x = 3$. Однако в данном случае распределение оказывается нестационарным, т. к. локальные значения фазы двухсуточной гармоник испытывают периодические изменения с периодом T_{multi} . Тем не менее этот процесс происходит синхронно во всех точках пространства и поэтому не меняет волновое число зонального распределения.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. К настоящему моменту экспериментальные данные о возможных значениях вертикальной компоненты скорости ветра в квазидвухсуточной волне в реальных условиях мезопаузы отсут-

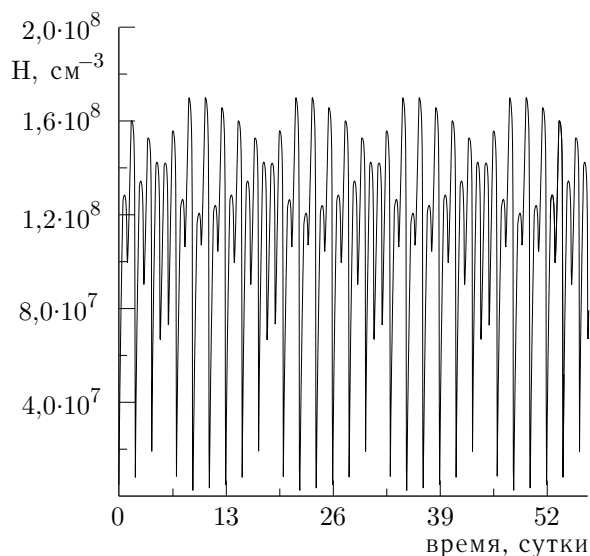


Рис. 11. Осцилляции концентрации атомарного водорода на высоте 83 км с периодом 13 суток, обусловленные воздействием квазидвухсуточной волны с периодом 52 часа и амплитудой вертикальной скорости 0,2 см/с

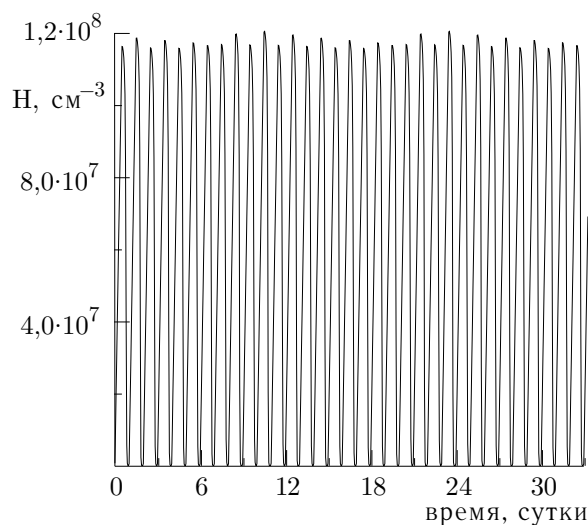


Рис. 12. Осцилляции концентрации атомарного водорода на высоте 81 км в условиях воздействия квазидвухсуточной волны с периодом 52 часа и амплитудой вертикальной скорости 0,3 см/с

ствуют. Дело в том, что скорости вертикальных перемещений в квазидвухсуточной волне относительно невелики (в сравнении с перемещениями в горизонтальном направлении) и поэтому недоступны для измерений существующими методами зондирования атмосферы. Тем не менее анализ системы линеаризованных уравнений, связывающей основные характеристики атмосферных волн (амплитуды всех компонент ветра, флуктуации концентрации и температуры) и включающей уравнение Навье—Стокса, уравнение непрерывности и уравнение баланса тепла (более подробно см., например, [21]), с учётом известных амплитуд зональной и меридиональной компонент скорости ветра в волне (см. раздел 2) позволяет оценить возможные значения амплитуды вертикальной компоненты скорости w_0 . Данные оценки показывают, что w_0 может достигать $2 \div 3$ см/с и более. Таким образом, проведённый в работе анализ означает, что обнаруженный эффект захвата фазы фотохимических осцилляций проявляется при амплитудах квазидвухсуточной волны, существенно меньших её максимальных значений в реальных условиях мезопазы. В частности, при $w_0 = 0,5$ см/с амплитуды осцилляций концентрации и температуры воздуха не превышают $2 \div 3$ % от средних величин, а амплитуды зональной и меридиональной компонент скорости ветра оказываются равными $5 \div 10$ м/с, что примерно соответствует среднегодовым амплитудам данных величин в квазидвухсуточной волне [15]. Отметим, что такие вариации локальных параметров фотохимии являются несущественными. Что касается переноса за счёт горизонтальных компонент ветра волны, то оценки показывают, что эти механизмы сколь-нибудь заметно влияют на фотохимические осцилляции только в областях сильных горизонтальных градиентов концентраций малых газовых составляющих. В частности, перенос зональным ветром является существенным в переходных областях, разделяющих однородные участки фазового распределения, показанного на рис. 8. Однако вследствие относительно небольшого размера переходных областей по сравнению с длиной широтной окружности их вклад в формирование суммарного зонального распределения фаз двухсуточных осцилляций оказывается малым. Таким образом, можно утверждать, что вертикальный перенос действительно является наиболее важным механизмом воздействия квазидвухсуточной волны на фотохимические осцилляции в районе мезопазы.

узы.

4.2. Данный вывод означает, что проведённое в разделе 3 исследование в значительной степени решает проблему синхронизации зональных распределений квазидвухсуточной волны (моды Сэлби) и источника фотохимического нагрева с периодом двое суток. Для этого, однако, необходимо, чтобы волна в области мезопаузы имела хоть и небольшую, но конечную («затравочную») амплитуду вертикальной скорости (порядка 0,5 см/с), достаточную для инициации процессов пространственной синхронизации распределений фаз фотохимических осцилляций и волны, обеспечивая тем самым последующее эффективное усиление волны за счёт двухсуточных осцилляций фотохимического нагрева. Как было сказано выше, «затравочная» амплитуда соответствует среднегодичному уровню квазидвухсуточной волны, практически постоянно присутствующей в районе мезопаузы. Кроме того, в реальных условиях верхней мезосферы в качестве механизма, обуславливающего возбуждение волны с такой амплитудой, может выступать бароклинная неустойчивость [23, 24]. Более детальный анализ усиления квазидвухсуточной волны и последующего взаимодействия волны и фотохимических осцилляций в районе мезопаузы требует отдельного рассмотрения, которое выходит за рамки данной работы.

4.3. Напомним, что квазидвухсуточная волна с зональным волновым числом, равным трём, является наиболее часто регистрируемым явлением, однако в эксперименте наблюдаются волны с широким спектром зональных чисел (от 2 до 5). Очевидно, что результаты, полученные в разделе 3, справедливы и в этих случаях: воздействие квазидвухсуточной волны с зональным волновым числом k_{wave} приводит к формированию распределения фаз фотохимических осцилляций с $k_x = k_{\text{wave}}$. Следовательно, фотохимический источник может эффективно усиливать и волны с $k_{\text{wave}} \neq 3$.

4.4. На данный момент существует проблема надёжного измерения зонального волнового числа наблюдаемых квазидвухсуточных волн. В большинстве проводимых экспериментов данный параметр определяется путём синхронных радарных измерений горизонтальных компонент скоростей ветра на нескольких зонально-разнесённых станциях. Однако в реальности число таких станций обычно не превышает десяти, что, очевидно, может быть недостаточно при $k_{\text{wave}} \geq 3$. Кроме того, в реальных условиях верхней мезосферы—нижней термосферы Земли горизонтальные компоненты скорости ветра включают в себя осцилляции не только с периодом квазидвухсуточной волны, но и с временными масштабами, существенно отличными от двух суток, что обусловлено наличием широкого спектра других атмосферных волн (внутренних гравитационных и планетарных). В такой ситуации, особенно, когда амплитуда квазидвухсуточной гармоника не слишком велика и нестационарна, достаточно сложно провести надёжные измерения величины k_{wave} и, возможно, поэтому полученные в ряде экспериментов зональные волновые числа квазидвухсуточных волн оказались существенно нецелыми (например, 2,5). В то же время проведённые нами исследования показывают, что воздействие других волн (с периодами, отличными от периода квазидвухсуточных волн), не приводит к захвату фазы двухсуточных фотохимических осцилляций, и соответственно, не сказывается на её зональном распределении. Поэтому наблюдение за возникающими в случае квазидвухсуточных волн зональными структурами малых газовых составляющих в районе мезопаузы (вместе с традиционными экспериментальными методами) может способствовать получению более точной информации о зональных числах этих волн. При этом отметим, что, вследствие фазовой синхронизации двухсуточных фотохимических осцилляций по вертикальной координате, в каждой зонально-разнесённой точке достаточно следить за осцилляциями на любом уровне из области высот нелинейного отклика.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе на примере воздействия квазидвухсуточной атмосферной волны заданной амплитуды на двухсуточные осцилляции малых газовых составляющих в районе мезопаузы рассмотрена задача о влиянии квазирезонансного периодического пространственного переноса на химическую систему, изначально находящуюся в режиме нелинейного отклика на другое периодическое воздействие. В результате проведённых численных исследований показано:

1) Данное воздействие наиболее существенно проявляется в фазе фотохимических осцилляций: в результате быстрых переходных процессов устанавливается то из её значений (φ_1 или φ_2), которое меньше отличается от фазы осцилляций пространственного переноса. Этот эффект является пороговым по амплитуде волны, но проявляется при её значениях, существенно меньших максимально возможных в реальных условиях мезопаузы. По аналогии с эффектом захвата частоты в случае автоколебаний данный эффект можно называть захватом фазы.

2) Пространственное (зональное) распределение фазы фотохимических осцилляций и концентраций малых газовых составляющих в районе мезопаузы может быть сильно неоднородным и в значительной степени определяться распределением фазы атмосферной волны и амплитудой вертикальной скорости ветра. Отметим, что такое распределение малых газовых составляющих в районе мезопаузы может быть зарегистрировано при проведении соответствующим образом поставленных экспериментов и может служить дополнительным детектором для извлечения информации о зональных числах квазидвухсуточных волн.

3) При амплитудах колебаний вертикальной скорости ветра в волне порядка 0,5 см/с горизонтальное распределение малых газовых составляющих в районе нелинейного отклика оказывается близко к распределению фазы волны, что делает возможным эффективное усиление квазидвухсуточной волны за счёт квазирезонансного с ней двухсуточного фотохимического нагрева. Это серьёзно подкрепляет высказанную в работе [20] идею о том, что двухсуточные осцилляции за счёт соответствующей гармоник в фотохимическом нагреве воздуха могут быть причиной наблюдаемой квазидвухсуточной атмосферной волны в летний период, механизм возбуждения которой до сих пор не выяснен.

4) В случае, когда период воздействия существенно отличается от 48 часов, обнаружен широкий спектр мультипериодических режимов осцилляций мезосферной фотохимии, которые оказываются локализованными в области высот нелинейного отклика на суточные вариации освещённости. Данные осцилляции могут быть одной из причин наблюдаемой сложной пространственно-временной изменчивости концентраций малых газовых составляющих в районе мезопаузы.

Автор выражает искреннюю благодарность А. М. Фейгину за полезные обсуждения и помощь при выполнении работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 02-02-17080) и Программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Физика атмосферы: электрические процессы, радиофизические методы исследований» (проект 2.1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lotka A. J. // J. Amer. Chem. Soc. 1920. V. 42. P. 1 595.
2. Белоусов Б. П. Сб. реф. по радиационной медицине. М.: Медгиз, 1959.
3. Epstein I. R., Pojman J. A. // Chaos. 1999. V. 9. P. 255.
4. Feigin A. M., Konovalov I. B. // J. Geophys. Res. D. 1996. V. 101. P. 26 023.
5. Konovalov I. B., Feigin A. M., Mukhina A. Y. // J. Geophys. Res. D. 1999. V. 104. P. 8 669.

6. Ремус П., Росс Дж. Колебания и бегущие волны в химических системах / Под ред. Р. Филда, М. Бургера. М.: Мир, 1988.
7. Fichtelmann B., Sonnemann G. // Ann. Geophys. 1992. V. 10. P. 719.
8. Sonnemann G., Fichtelmann B. // J. Geophys. Res. D. 1997. V. 101. P. 1 193.
9. Feigin A. M., Konovalov I. B., Molkov Ya. I. // J. Geophys. Res. D. 1998. V. 103. P. 25 447.
10. Konovalov I. B., Feigin A. M. // Nonlinear Processes in Geophysics. 2000. V. 7. P. 87.
11. Sonnemann G., Feigin A. M. // Phys. Rev. E. 1999. V. 59. P. 1 719.
12. Sonnemann G., Feigin A. M., Molkov Ya. I. // J. Geophys. Res. D. 1999. V. 104. P. 30 591.
13. Sonnemann G., Feigin A. M. // Advances in Space Research. 1999. V. 24. P. 557.
14. Muller H. G. // Philos. Trans. R. Soc. A. 1972. V. 271. P. 585.
15. Thayaparan T., Hocking W. K., MacDougall J. // J. Geophys. Res. D. 1997. V. 102. P. 9 461.
16. Allen M., Yung Y. L., Waters J. W. // J. Geophys. Res. D. 1981. V. 86. P. 3 617.
17. <http://www.jpldataeval.jpl.nasa.gov>.
18. Брасье Г., Соломон С. Аэрономия средней атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1987.
19. Lubken F. J. // J. Geophys. Res. D. 1997. V. 102. P. 13 441.
20. Фейгин А. М. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2002. Т. 38. С. 581.
21. Salby M. L. // J. Atmos. Sci. 1981. V. 38. P. 1 803.
22. Salby M. L. // J. Atmos. Sci. 1981. V. 38. P. 1 827.
23. Plumb R. A. // J. Atmos. Sci. 1983. V. 40. P. 262.
24. Salby M. L., Callaghan P. F. // J. Atmos. Sci. 2000. V. 58. P. 1 858.

Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
9 октября 2003 г.

FORMATION OF SPATIALLY COHERENT STRUCTURES IN THE REACTION–DIFFUSION ATMOSPHERIC SYSTEM BY THE PLANETARY WAVE

M. Yu. Kulikov

On the example of the effect of an atmospheric wave with given amplitude on the density oscillations of minor gas constituents near the mesopause at heights 80–90 km, we consider the influence of the quasi-resonance periodic spatial transport on a distributed system responding subharmonically to a periodic external forcing (diurnal sunlight variations). Numerical modeling revealed the formation of horizontal distributions of the dynamical variables (i.e., the number densities of minor gas constituents), which are coherent with the planetary wave. The possible role of this effect under actual mesopause conditions is discussed.

УДК 621.371.165:528.044.4

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЗАДАЧЕ О МЕХАНИЗМАХ ФОРМИРОВАНИЯ РСА-ИЗОБРАЖЕНИЯ ОКЕАНА

М. Б. Каневский, В. Ю. Караев, Г. Н. Баландина

Путём численного моделирования наглядно подтверждён сделанный ранее на основании теоретического анализа [1] вывод о том, что механизм флуктуаций эффективной плотности рассеивателей, до того общепринятый в качестве физической основы для РСА-диагностики поверхности океана из космоса, на самом деле работает лишь в случае достаточно пологой зыби в отсутствие ветрового волнения. Во всех остальных ситуациях определяющая роль принадлежит иному механизму, а именно флуктуациям числа элементов поверхности, чьи изображения из-за орбитальных скоростей случайным образом смещаются и накладываются одно на другое. Отдельно проанализирован случай смешанного волнения (ветровое волнение и зыбь). Показано, что в РСА-изображении длинноволновая узкополосная зыбь в смешанном волнении проявляется линейным образом в отличие от той же зыби, но в отсутствие крупных ветровых волн.

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о том, посредством какого механизма (или механизмов) радиолокатор с синтезированной апертурой (РСА) «видит» морское волнение, в полной мере встал перед исследователями в середине 70-х годов прошлого века в преддверии запуска первого океанографического спутника «Seasat-A» с РСА на борту (1978 г., США). Начавшаяся в ту пору и продолжавшаяся в течение многих лет дискуссия (см. обзоры [2, 3]) привела к установившейся в настоящее время точке зрения, согласно которой интенсивность отражённого РСА-сигнала определяется следующей формулой [4, 5]:

$$I_{\text{РСА}}(x, y) \propto \int dx' \sigma_0(x', y) \exp \left\{ - \left[\frac{\pi}{\rho_{\text{РСА}}} \left(x - x' - \frac{R}{V} \hat{v}_{\text{рад}}(x', y) \right) \right]^2 \right\}. \quad (1)$$

Здесь x и y — азимутальная и дальностная координаты, отсчитываемые соответственно вдоль и поперёк направления движения РСА, σ_0 — удельное сечение рассеяния поверхности, R и V — наклонная дальность и скорость движения РСА, $\hat{v}_{\text{рад}}$ — радиальная составляющая орбитальной скорости на поверхности, обусловленная волнами с длиной, по крайней мере, вдвое превышающей азимутальный размер $\rho_{\text{РСА}}^0 = \lambda R / (2V \Delta t)$ номинального элемента разрешения РСА (λ — длина электромагнитной волны, Δt — интервал синтеза), $\rho_{\text{РСА}}$ — размер реального элемента разрешения, расширенного из-за орбитальных скоростей, обусловленных волнами с длинами меньше $\rho_{\text{РСА}}^0$ (подробнее см. в [6]). Предполагается, что размер элемента разрешения по дальности, т. е. вдоль оси y , мал по сравнению с характерной длиной волны на поверхности.

Формула (1) использовалась для численного моделирования РСА-изображения поверхности океана [7, 8], причём сопоставление спектров волнения и спектров изображения, полученных в численных и натурных экспериментах, во-первых, показало адекватность теории и, во-вторых, позволило выявить определённые (хотя и не все) закономерности процесса формирования изображения. Продвинуться далее можно, сочетая численное моделирование с аналитическим подходом к выражению (1).

Зафиксируем координату y (горизонтальную дальность) и рассмотрим одну строку изображения вдоль оси x . Очевидно, основной вклад в интеграл (1) дают окрестности нулей показателя

экспоненты в подынтегральной функции, определяемых уравнением

$$x - x' = \frac{R}{V} \hat{v}_{\text{рад}}(x'). \quad (2)$$

Если предположить, что σ_0 мало меняется в пределах элемента разрешения, то, разложив $\hat{v}_{\text{рад}}$ в ряд по x' в окрестности каждого из корней x_n уравнения (2), где $n = 1, 2, \dots, N$, и ограничившись линейными членами, получим [9]

$$I_{\text{РСА}} \propto \sum_{n=1}^N \sigma_0(x_n) \left| 1 + \frac{R}{V} \frac{\partial \hat{v}_{\text{рад}}}{\partial x}(x_n) \right|^{-1}. \quad (3)$$

Из (3) следует, что в формировании РСА-изображения волнения участвуют три механизма:

- 1) флуктуации сечения рассеяния поверхности σ_0 ;
- 2) флуктуации производной $\partial \hat{v}_{\text{рад}}/\partial x$;
- 3) флуктуации N — числа корней уравнения (2).

Первый механизм, общий для РСА и радиолокатора с реальной апертурой, замечен лишь тогда, когда направление распространения поверхностного волнения лежит в узком секторе вблизи направления оси y , а в остальных случаях преобладают механизмы, связанные с орбитальными скоростями [5].

Второй механизм, обычно трактуемый как флуктуации эффективной плотности рассеивателей [4, 5], рассмотрен в работе [10] на основании формулы

$$I_{\text{РСА}} \propto \frac{\sigma_0(x_1)}{\left| 1 + \frac{R}{V} \frac{\partial \hat{v}_{\text{рад}}}{\partial x}(x_1) \right|}, \quad (4)$$

т. е., фактически, в предположении $N = 1$; там же представлена замкнутая процедура восстановления спектра волнения из РСА-изображения поверхности океана.

В основу третьего механизма положено утверждение, согласно которому число корней уравнения (2) в большинстве реальных ситуаций превышает единицу. Неравенство $N > 1$ означает, что в точке изображения суммируются сигналы от нескольких участков поверхности — окрестностей точек x_n . Изображения этих участков случайным образом смещаются и накладываются одно на другое, т. е. элемент разрешения становится неоднозначным, распадаясь на N частей. Очевидно, число N является случайным, и его флуктуации вызывают флуктуации сигнала РСА.

Выражение (3) в отличие от (4) описывает нелокальную связь сигнала с характеристиками поверхности.

В работе [9] было показано, что с помощью третьего механизма удаётся описать все основные особенности РСА-изображения волнения. Тем не менее до последнего времени в качестве физической основы для РСА-диагностики состояния поверхности океана рассматривается второй механизм. Однако недавно в работе [1] было аналитически показано, что случай $N = 1$ реализуется лишь при весьма пологой зыби в отсутствие ветрового волнения, а в прочих ситуациях преобладающим является третий механизм. В настоящей работе этот вывод наглядно подтверждается результатами численного эксперимента.

1. ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

В качестве модели спектра ветрового волнения в наших расчётах использовался спектр Пирсона—Московитца, модифицированный в соответствии с [11]. В модель [11] введено высокоча-

стотное ограничение спектра, причём граничная частота зависит не только от длины электромагнитной волны, как это обычно принимается в теории рассеяния СВЧ излучения на морской поверхности, но и от скорости ветра.

Модель спектра зыби была взята из [12]:

$$S_{зб}(\omega) = \frac{3H_S^2\omega_m^5}{8\omega^6} \exp\left[-1,2\left(\frac{\omega_m}{\omega}\right)^5\right], \quad (5)$$

где ω_m — частота, соответствующая максимуму временного спектра, по которой с помощью дисперсионного соотношения определяется доминантная длина волны на поверхности, H_S — высота значительного волнения. Задавая H_S , следует иметь в виду, что высота зыби не может превышать высоту ветрового волнения, если зыбь и ветровое волнение имеют одинаковые значения доминантной длины волны.

Моделирование интенсивности отражённого сигнала РСА проводилось на основе несколько модифицированной по сравнению с (1) формулы:

$$I_{\text{РСА}}(x, y) \propto \int dx' \sigma_0(x', y) \left[\frac{\sin w(x', y)}{w(x', y)} \right]^2, \quad (6)$$

где

$$w = \frac{\pi}{\rho_{\text{РСА}}^0} \left[x - x' - \frac{R}{V} v_{\text{рад}}(x', y) \right].$$

В отличие от (1) здесь используются номинальное разрешение $\rho_{\text{рад}}^0$ и полная (а не сглаженная по масштабам, меньшим $2\rho_{\text{РСА}}^0$) радиальная составляющая $v_{\text{рад}}$ орбитальной скорости. Замена в (6) функции $\exp(-w^2)$ на $[(\sin w)/w]^2$ принципиальной роли не играет, она связана с тем, что именно в такой форме в работе [13] было получено выражение для «изображающей» части РСА-сигнала на фоне спекл-шума.

Формулы (1) и (6), в принципе, эквивалентны (см. [13]), однако для численного моделирования выражение (6) представляется предпочтительным, поскольку оно содержит «изначальные» величины $\rho_{\text{РСА}}^0$ и $v_{\text{рад}}$, в то время как при использовании (1) пришлось бы вводить в модель сигнала РСА уже опосредованные величины $\rho_{\text{РСА}}$ и $\hat{v}_{\text{рад}}$, появляющиеся в результате усреднения по малым масштабам спектра волнения.

Чтобы сделать вывод о том, который из двух механизмов формирования изображения, связанных с орбитальными скоростями, работает в той или иной конкретной ситуации, достаточно на основании принятой модели спектра волнения сформировать соответствующую реализацию радиальной составляющей орбитальной скорости, а затем воспроизвести на одном графике обе части уравнения (2), т. е. продемонстрировать его графическое решение.

На рис. 1а, 2а и 3а представлено графическое решение уравнения (2) для случаев полностью развитого ветрового волнения при скорости ветра $U = 10$ м/с (рис. 1а), $U = 6$ м/с (рис. 2а) и для зыби с доминантной длиной волны 200 м и высотой $H_S = 1$ м (рис. 3а). Предполагается, что во всех случаях доминирующее направление распространения волн совпадает с направлением оси x , а поэтому $\sigma_0 \approx \text{const}$ и $(R/V)v_{\text{рад}} = (R/V)v_{\text{орб}}^{\text{верт}} \cos \theta_0$, где $v_{\text{орб}}^{\text{верт}}$ — вертикальная составляющая орбитальной скорости на поверхности. Здесь приняты характерные для космических РСА значения $R/V = 120$ с, угол падения $\theta_0 = 30^\circ$.

Как видим, при ветровом волнении число корней уравнения (2) значительно превышает единицу, в результате чего элемент разрешения (если в качестве такового рассматривать область на поверхности, дающую основной вклад в интеграл (6)) оказывается неоднозначным. Это иллюстрируют рис. 1б и 2б, где показана функция $[(\sin w)/w]^2$ при $\rho_{\text{РСА}}^0 = 7,5$ м. Очевидно, число

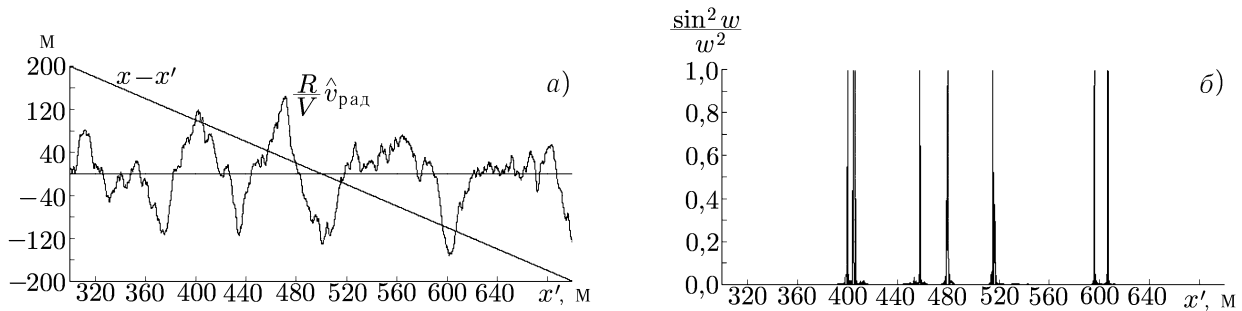


Рис. 1. (а) Графическое решение уравнения (2) при ветровом волнении, скорость ветра $U = 10$ м/с; (б) функция элемента разрешения $[(\sin w)/w]^2$ при $\rho_{\text{PCA}}^0 = 7,5$ м

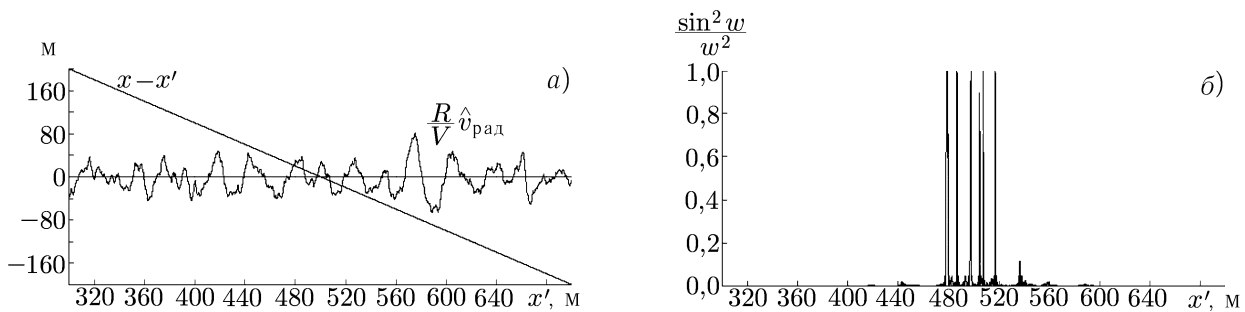


Рис. 2. (а) Графическое решение уравнения (2) при ветровом волнении, скорость ветра $U = 6$ м/с; (б) функция элемента разрешения $[(\sin w)/w]^2$ при $\rho_{\text{PCA}}^0 = 7,5$ м

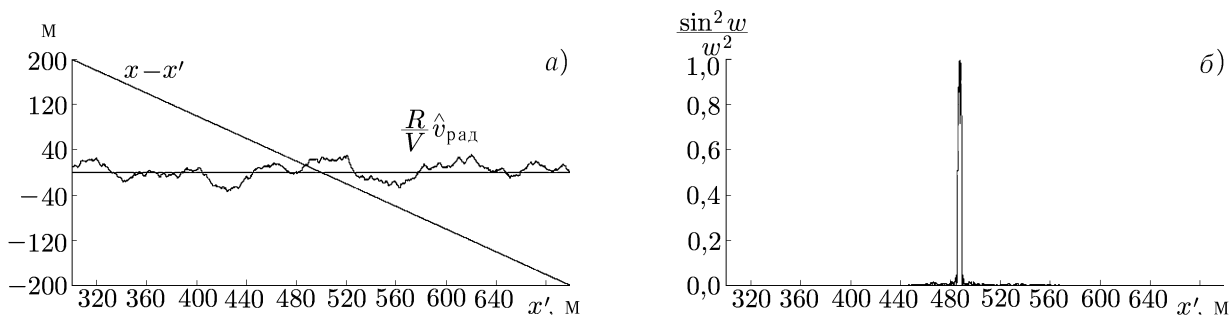


Рис. 3. (а) Графическое решение уравнения (2) для зыби с длиной волны 200 м и высотой 1 м; (б) функция элемента разрешения $[(\sin w)/w]^2$

подобластей, на которые распадается элемент разрешения, зависит от скорости ветра, а при заданной скорости ветра это число флуктуирует с движением РСА, т. е. при перемещении прямой $x - x'$ вправо параллельно самой себе. В плоскости изображения сигналы от этих подобластей складываются, и суммарный сигнал РСА флуктуирует вместе с флуктуациями числа подобластей. Рис. 1, 2 наглядно подтверждают сделанный в работе [1] на основании теоретического анализа вывод, согласно которому РСА-изображение ветрового волнения формируется с помощью третьего из перечисленных во введении механизмов.

Что касается зыби, то её параметры специально подобраны так, чтобы удовлетворялся сформулированный в [1] критерий пологости, при выполнении которого элемент разрешения остаётся односвязным. Изменения сигнала РСА в этом случае обусловлены флуктуациями ширины показанного на рис. 3б единственного максимума, которые, в свою очередь, вызваны флуктуациями

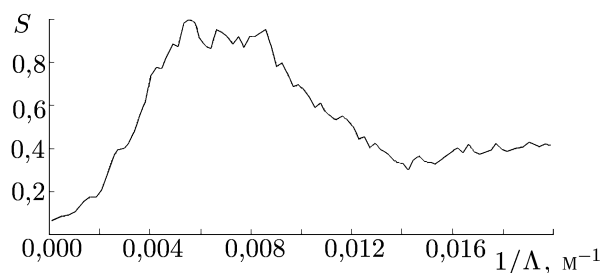


Рис. 4. Нормированный спектр строки PCA-изображения при ветровом волнении, скорость ветра $U = 6$ м/с

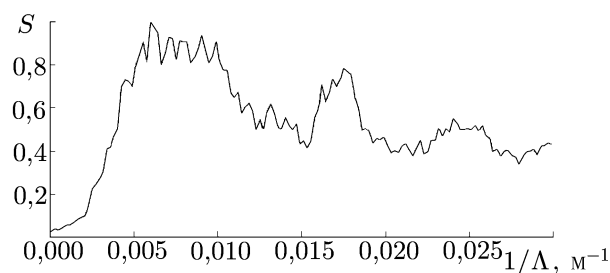


Рис. 5. Нормированный спектр строки PCA-изображения для зыби с длиной волны 200 м и высотой 1 м

производной $\partial \hat{v}_{\text{рад}} / \partial x$.

На рис. 4 представлен спектр PCA-сигнала для строки изображения, сформированного в соответствии с (6). Параметры PCA, волнения и геометрия зондирования те же, что и на рис. 2, длина реализации волнения 10 км. Максимум спектра изображения находится вблизи значения $1/\Lambda = 0,008 \text{ м}^{-1}$, в то время как для развитого волнения при скорости ветра $U = 6$ м/с максимум спектра волнения находится вблизи $1/\Lambda = 0,03 \text{ м}^{-1}$. Сдвиг максимума спектра PCA-изображения волнения в низкочастотную область — известный нелинейный эффект, отмеченный в многочисленных натурных и численных экспериментах.

Спектр сигнала для строки PCA-изображения зыби (длина реализации 10 км) показан на рис. 5. Положения максимумов спектров волнения и изображения близки, но высокочастотная часть спектра изображения приподнята и, кроме того, там присутствует выраженная вторая гармоника главного максимума (как и в [6, 8] для случая зыби). Это ещё раз свидетельствует о нелинейном характере механизма формирования PCA-изображения волнения практически в любой реальной ситуации (подробно см. в [9]).

2. СМЕШАННОЕ ВОЛНЕНИЕ

На поверхности океана ветровое волнение и зыбь, как правило, присутствуют одновременно, а поэтому естественно возникает вопрос о формировании изображения смешанного волнения.

Попытаемся ответить на этот вопрос, предполагая, что характерные длины волн зыби и ветрового волнения достаточно сильно различаются. В этом случае в качестве модели спектра смешанного волнения можно взять сумму спектров ветрового волнения и зыби [12].

На рис. 6 представлены графическое решение уравнения (2) и функция элемента разрешения для смешанного волнения, включающего развитое ветровое волнение при скорости ветра $U = 6$ м/с и зыбь с доминантной длиной волны 200 м и высотой $H_S = 1$ м (все параметры PCA и геометрия зондирования те же, что в трёх предыдущих примерах). В соответствии с принятой моделью смешанного волнения ветровые волны накладываются на длинноволновую зыбь, что хорошо заметно на рис. 6а. Как видно, число корней N_c в случае смешанного волнения определённо превышает единицу, причём N_c можно представить в виде

$$N_c = f(\gamma_{зб})N_v, \quad (7)$$

где N_v — количество корней для ветрового волнения, $f(\gamma_{зб})$ — модулирующая функция, зависящая от локального наклона $\gamma_{зб}$ «медленной» случайной кривой $(R/V) v_{\text{рад}}(x')$ для зыби. Очевид-

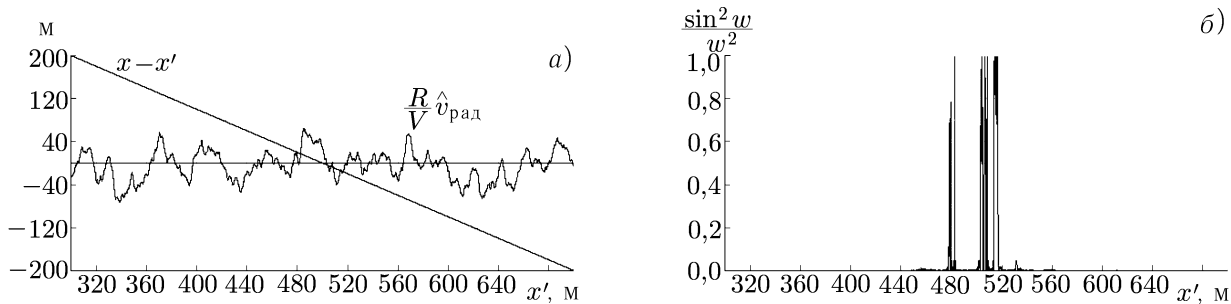


Рис. 6. (а) Графическое решение уравнения (2) для смешанного волнения: ветрового волнения при скорости ветра $U = 6$ м/с и зыби с длиной волны 200 м и высотой 1 м; (б) функция элемента разрешения $[(\sin w)/w]^2$ для $\rho_{\text{РСА}}^0 \approx 7,5$ м

но, при $\Lambda_{36} \rightarrow \infty$, где Λ_{36} — длина волны зыби,

$$f(\gamma_{36}) = \begin{cases} \infty, & \gamma_{36} = -1; \\ 1, & \gamma_{36} = 0; \\ 1/N_{\text{в}}, & \gamma_{36} = 1. \end{cases} \quad (8)$$

Рассматривая $f(\gamma_{36})$ как дифференцируемую функцию, разложим её в ряд вблизи $\gamma_{36} = 0$ и ограничимся линейным членом разложения, тогда

$$N_{\text{с}} = (1 + \alpha\gamma_{36}) N_{\text{в}}, \quad (9)$$

и для пространственного спектра флуктуаций величины $N_{\text{с}}$ получим

$$W_{\text{с}}(\boldsymbol{\kappa}) = W_{\text{в}}(\boldsymbol{\kappa}) + \alpha^2 (R/V)^2 \langle N_{\text{в}} \rangle^2 W_{v'}^{36}(\boldsymbol{\kappa}) + \alpha^2 (R/V)^2 W_{v'}^{36} \otimes W_{\text{в}}. \quad (10)$$

Здесь $W_{v'}^{36}$ — спектр наклонов функции $v_{\text{рад}}(x)$ для зыби, $W_{\text{в}}$ — пространственный спектр флуктуаций величины $N_{\text{в}}$, символ $\otimes$ обозначает свёртку спектров, угловые скобки — усреднение по ансамблю реализаций ветровых волн. Заметим, что величины $v_{\text{рад}}$ и, следовательно, $\partial v_{\text{рад}}/\partial x$ линейно связаны с возвышениями поверхности, поэтому спектр $W_{v'}^{36}$ связан со спектром возвышений зыби через линейную передаточную функцию.

Если считать, что флуктуации величины N превалируют над флуктуациями эффективной плотности рассеивателей (а именно это аналитически показано в [1] путём прямого сравнения двух механизмов), то спектры $W_{\text{в}}$ и $W_{\text{с}}$ можно рассматривать как спектры РСА-изображения ветрового и смешанного волнения соответственно, т. е.

$$W_{\text{РСА}}^{\text{с}}(\boldsymbol{\kappa}) = c_1 W_{v'}^{36}(\boldsymbol{\kappa}) + W_{\text{РСА}}^{\text{в}}(\boldsymbol{\kappa}) + c_2 W_{v'}^{36} \otimes W_{\text{РСА}}^{\text{в}}; \quad (11)$$

выражения для коэффициентов c_1 и c_2 очевидным образом следуют из сравнения (10) и (11). Для упрощения вычисления свёртки относительно узкий чётный спектр зыби, сосредоточенный вблизи $\pm \boldsymbol{\kappa}_0$, аппроксимируем суммой двух δ -функций, тогда

$$W_{\text{РСА}}^{\text{с}}(\boldsymbol{\kappa}) = c_1 W_{v'}^{36}(\boldsymbol{\kappa}) + W_{\text{РСА}}^{\text{в}}(\boldsymbol{\kappa}) + \frac{c_2}{2} \left\langle \left(\frac{\partial v_{\text{рад}}}{\partial x} \right)^2 \right\rangle [W_{\text{РСА}}^{\text{в}}(\boldsymbol{\kappa} + \boldsymbol{\kappa}_0) + W_{\text{РСА}}^{\text{в}}(\boldsymbol{\kappa} - \boldsymbol{\kappa}_0)]. \quad (12)$$

Таким образом, спектр РСА-изображения смешанного волнения состоит из спектра наклонов функции $v_{\text{рад}}(x)$ для зыби (с весовым коэффициентом c_1) и суммы двух остальных членов в

правой части (11) или (12), воспринимаемой как единый спектр изображения ветрового волнения, несколько расширенный по сравнению с $W_{\text{РСА}}^{\text{в}}$. При узком спектре зыби первый член имеет максимум на частоте, практически совпадающей с частотой зыби.

Примечательно, что в РСА-изображении длинноволновая узкополосная зыбь в смешанном волнении проявляется линейным образом в отличие от той же зыби, но в отсутствие крупных ветровых волн.

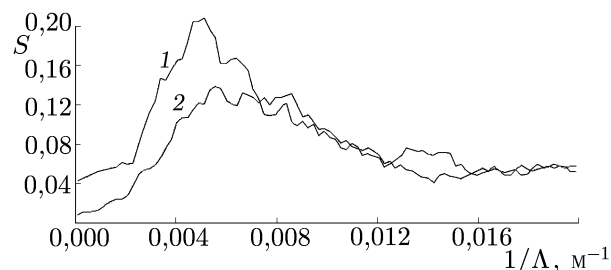


Рис. 7. Спектры строки РСА-изображения смешанного волнения (1) и ветрового волнения (2); параметры волнения те же, что и на рис. 6а

На рис. 7 представлен спектр РСА-изображения смешанного волнения (кривая 1); здесь же для сравнения повторён представленный на рис. 4 спектр изображения ветровых волн (кривая 2). Спектры даны ненормированными, что позволяет сравнить их между собой.

Спектр 1 на рис. 7 допускает истолкование с точки зрения формулы (12). Действительно, в спектре смешанного волнения присутствует максимум на частоте зыби $1/\Lambda = 0,005 \text{ м}^{-1}$, а в целом спектр 1 сосредоточен практически в той же области, где и спектр ветрового волнения.

Очевидно, в том случае, когда направления распространения зыби и ветровых волн не совпадают (или не являются противоположными), две части спектра изображения, отвечающие первому и сумме остальных членов в правой части (11) или (12), в отличие от рис. 7 будут разнесены на плоскости волнового вектора κ в соответствии с направлениями радиус-векторов их центров тяжести. Это означает, что часть $c_1 W_{\text{в}}^{\text{зб}}(\kappa)$, сосредоточенная в основном в спектральной области зыби, в большинстве случаев не сливается с «ветровой» частью спектра изображения смешанного волнения, причём последняя не сильно отличается от спектра изображения ветрового волнения.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненное в настоящей работе численное моделирование процесса формирования РСА-изображения океана показало, что при наличии на поверхности ветрового волнения (чистого или в сочетании с зыбью) главным механизмом, формирующим изображение, в отличие от общепринятой до недавнего времени точки зрения, являются отнюдь не флуктуации эффективной плотности рассеивателей. Таким механизмом, как это ранее было показано аналитически [1, 9], являются флуктуации числа элементов поверхности, чьи изображения из-за орбитальных скоростей случайным образом смещаются и накладываются одно на другое, что и вызывает формирующие изображение поверхности флуктуации РСА-сигнала.

Относительно слабое влияние длинноволновой узкополосной зыби на РСА-изображение ветровых волн облегчает задачу определения из космоса приповерхностной скорости ветра над океаном. В частности, это обстоятельство позволяет, приступая к направленному на решение указанной задачи моделированию двумерной панорамы изображения поверхности океана, по крайней мере, на первых порах ограничиться только ветровым волнением, т. е. существенно сузить класс моделируемых ситуаций, каждая из которых требует значительных вычислительных затрат.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 03-05-64260), а также Отделения ФН РАН в рамках Программы фундаментальных исследований «Проблемы радиофизики», раздел «Радиофизические методы диагностики окружающей среды».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Каневский М. Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 1. С. 13.
2. Hasselmann K., Raney R. K., Plant W. J., et al. // J. Geophys. Res. C. 1985. V. 90, No. 3. P. 4659.
3. Kasilingam D. P., Shemdin O. H. // J. Geophys. Res. C. 1990. V. 95, No. 9. P. 16 263.
4. Alpers W. R., Rufenach C. L. // IEEE Trans. Ant. and Prop. 1979. V. 27, No. 5. P. 685.
5. Alpers W. R., Ross D. B., Rufenach C. L. // J. Geophys. Res. C. 1981. V. 86, No. 7. P. 6 481.
6. Alpers W. R., Bruening C. // IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing. 1986. V. 24, No. 6. P. 873.
7. Alpers W. R. // J. Geophys. Res. C. 1983. V. 88, No. 3. P. 1 745.
8. Bruening C., Alpers W. R., Hasselmann K. // Int. J. Remote Sensing. 1990. V. 11, No. 10. P. 1 695.
9. Kanevsky M. B. // IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing. 1993. V. 31, No. 5. P. 1 031.
10. Hasselmann K., Hasselmann S. // J. Geophys. Res. C. 1991. V. 96, No. 6. P. 10 713.
11. Караев В. Ю., Баландина Г. Н. // Исслед. Земли из космоса. 2000. № 5. С. 45.
12. Давидан И. Н., Лопатухин Л. И., Рожков В. А. Ветровое волнение в мировом океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 256 с.
13. Каневский М. Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 11. С. 950.

Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
3 октября 2003 г.

NUMERICAL MODELING IN THE PROBLEM ON MECHANISMS OF THE SAR IMAGING OF THE OCEAN

M. B. Kanevsky, V. Yu. Karaev, and G. N. Balandina

Based on numerical modeling, we demonstrate the validity of the conclusion drawn on the basis of theoretical analysis in [1] that the mechanism of fluctuations of the effective density of scatterers, which is commonly accepted at present as the physical basis for the space-borne SAR diagnostics of the ocean surface, actually works only in the case of a sufficiently flat swell in the absence of wind roughness. In all other cases, the dominant role is played by another mechanism, namely, fluctuations of the number of surface elements whose images are randomly shifted and superimposed due to orbital velocities. The special consideration is devoted to the case of mixed roughness comprising both wind roughness and swell. It is shown that, in contrast to long-wavelength narrow-band swell in the absence of large wind waves, the same swell in the mixed roughness is revealed in the linear manner in an SAR image.

УДК 621.372.8

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЁТ СПИРАЛЕЙ, КОНТАКТИРУЮЩИХ С ТОРЦОМ РЕЗОНАТОРА

В. И. Мирошниченко¹, В. Н. Остроушко²

Проведён расчёт собственных частот цилиндрического резонатора со спиралями, контактирующими с его торцами. Получены явные соотношения для случаев длинного резонатора с одной спиралью, контактирующей с обоими торцами, и резонатора с одной короткой спиралью, контактирующей с одним торцом. Выполнены расчёты для структур без указанных ограничений на длину и для резонатора с обеими спиралями с близкими собственными частотами.

ВВЕДЕНИЕ

Спирали широко используются в замедляющих структурах. Иногда они помещены в резонатор. Их контакт с торцами резонатора или отсутствие такого контакта существенно влияет на электродинамические свойства структуры. Цель настоящей работы — электродинамический расчёт осесимметричной структуры: цилиндрического резонатора, содержащего цилиндры с анизотропной проводимостью, соприкасающиеся с одним или обоими его торцами. Расчёт проводится с использованием метода, подобного методу работы [1], в которой находится поле переходного излучения, созданного модулированным пучком, движущимся вдоль оси спирали в свободном пространстве, но система линейных уравнений строится для коэффициентов разложения спирального тока по полиномам Чебышева, а не для фурье-образов тока. Подробное обоснование такого метода дано в монографии [2]. Расчёты проведены для случаев резонатора с одной спиралью, касающейся одного или обоих его торцов (далее — одноконтактная или двухконтактная спираль соответственно), и для резонатора с двумя спиралями, одноконтактной и двухконтактной. Во всех этих случаях рассматривались спирали с постоянным углом направления проводимости (углом между осью провода и азимутальным направлением). При этом графики для некоторых величин, связанных с собственными частотами и с соотношением амплитуд тока на разных спиралях, даны для таких предельных случаев, когда остаётся только два конечных параметра, от которых зависит соответствующая величина. Применяя приведённые результаты к реальным спиральным структурам, следует учитывать различие между спиралью и цилиндром с анизотропной проводимостью, особенно для однозаходной спирали с большим шагом. Кроме того, вблизи контакта спирали с торцом резонатора ось провода обычно плавно становится перпендикулярной торцу, т. е. угол проводимости не является постоянным.

1. РАСЧЁТНАЯ МОДЕЛЬ

Поле в ограниченном цилиндре со спиралями не отличается от поля соответствующей симметрии в бесконечном цилиндрическом волноводе с периодически расположенными спиралями, который можно получить из первоначальной ограниченной структуры последовательным зеркальным отражением относительно торцов. На рис. 1 показаны примеры двух периодов таких структур. Электродинамические характеристики рассматриваемых структур можно рассчитать следующим образом: считая спиральные токи данными, можно записать выражения для электрического и магнитного поля, используя решение задачи возбуждения круглого цилиндрического

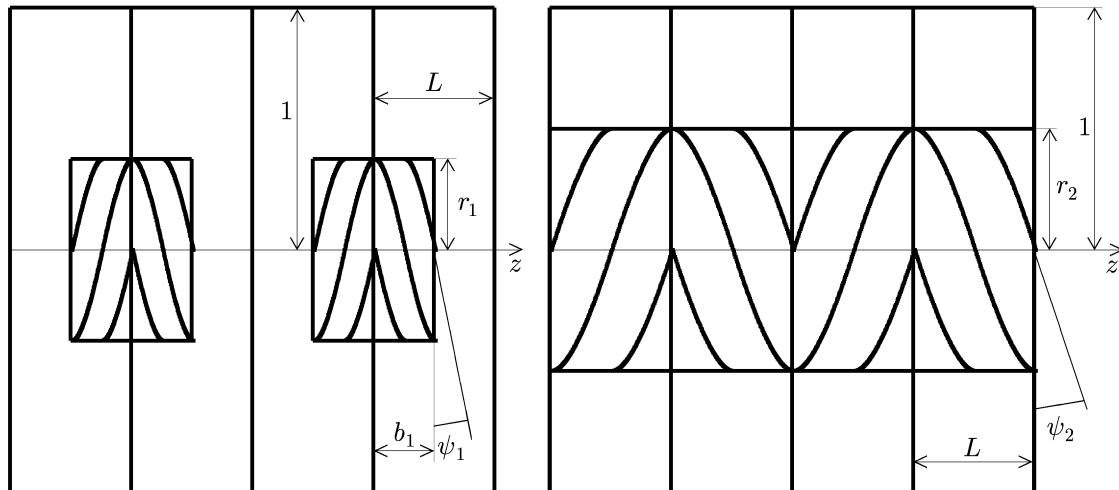


Рис. 1. Резонаторы со спиралями, касающимися одного или обоих торцов

волновода, а затем наложить условие обращения в нуль проекции напряжённости электрического поля на направление спиральной проводимости. Спиральный ток пропорционален скачку соответствующей проекции напряжённости магнитного поля.

Предполагая зависимость от времени t в виде $\exp(-ikct)$, где c — скорость света, κ — волновое число волны в вакууме для данной частоты колебаний, рассмотрим аксиально-симметричное поле, которое зависит от осевой координаты z как $\exp(iwz)$ с данным w , удовлетворяет уравнениям Максвелла при $\rho < r$ и при $\rho \in (r, 1)$, где ρ — радиальная координата, r — радиус цилиндра, и не имеет составляющей электрического поля, касательной к поверхности $\rho = 1$. Величина κ равна частоте колебаний, делённой на c , и далее будет называться частотой. Введём обозначения $\tilde{E}(w, \rho, \psi)$ и $\tilde{H}(w, \rho, \psi)$ для амплитуд (множителей при $\exp(iwz)$) проекций напряжённости электрического и магнитного полей на направление $\mathbf{e}(\psi) = \mathbf{e}_\varphi \cos \psi + \mathbf{e}_z \sin \psi$, определяемое углом $\psi \in (0, 180^\circ)$; здесь $\mathbf{e}_z$ — единичный вектор в направлении оси z , $\mathbf{e}_\varphi$ — локальный единичный вектор в азимутальном направлении.

Если рассматриваемое поле имеет одинаковые (при $\rho \rightarrow r - 0$ и при $\rho \rightarrow r + 0$) предельные значения для обеих компонент электрического поля, касательных к поверхности $\rho = r$, и для проекции магнитного поля на направление $\mathbf{e}(\psi_0)$, заданное фиксированным углом ψ_0 , а для $\psi \neq \psi_0$ функция $\tilde{D}(w, r, \psi) = \lim_{\delta \rightarrow 0} [\tilde{H}(w, r - \delta, \psi) - \tilde{H}(w, r + \delta, \psi)]$ может отличаться от нуля, то для амплитуды проекции электрического поля на направление, заданное углом ψ , на радиусе $\rho \in (0, 1)$ имеет место равенство

$$\tilde{E}(w, \rho, \psi) = (2i\kappa)^{-1} \pi r \tilde{D}(w, r, \psi_0 - 90^\circ) [v^2 B_0(v, r, \rho) \sin \psi_0 \sin \psi + \kappa^2 B_1(v, r, \rho) \cos \psi_0 \cos \psi]. \quad (1)$$

Здесь $v = \sqrt{\kappa^2 - w^2}$, функции $B_s(v, \rho_1, \rho_2)$, где $s = 0, 1$, определены равенством $B_s(v, \rho_1, \rho_2) = iJ_s(v\rho_-) \{H_s^{(1)}(v\rho_+) - J_s(v\rho_+) [H_s^{(1)}(v)/J_s(v)]\}$, в котором $\rho_- = \min(\rho_1, \rho_2)$, $\rho_+ = \max(\rho_1, \rho_2)$, а J_s и $H_s^{(1)}$ обозначают функции Бесселя и Ханкеля первого рода порядка s .

Равенство (1) даёт амплитуду проекции на направление $\mathbf{e}(\psi)$ электрического поля на радиусе ρ в бесконечном волноводе единичного радиуса с током на цилиндре радиуса r , имеющим направление $\mathbf{e}(\psi_0)$, определённое неизменным углом ψ_0 спиральной проводимости, а периодическое поле и токи в структуре, полученной из резонатора длиной L со спиралями последовательным

зеркальным отражением относительно торцов, можно разложить в ряд Фурье:

$$F(z, \rho, \psi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \exp(iw_n z) \tilde{F}(w_n, \rho, \psi),$$

где $w_n = \pi n L^{-1}$, а F заменяет E или D , и потому электрическое поле в резонаторе с несколькими спиральными токами на цилиндрах может быть представлено как линейная комбинация правых частей (1), взятых для разных цилиндров и для разных w_n вместо w .

Полагая, что $D(z, r, \psi_0(z)) = 0$ для некоторой данной функции $\psi_0(z)$ (данного угла спиральной проводимости), и заменяя произведения свёртками, можно получить равенство

$$E(z, \rho, \psi) = \frac{\pi r}{4i\kappa L} \int_0^{2L} d\zeta D(\zeta, r, \psi_0(\zeta) - 90^\circ) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \exp[iw_n(z - \zeta)] \times \\ \times [v_n^2 B_0(v_n, r, \rho) \sin[\psi_0(\zeta)] \sin \psi + \kappa^2 B_1(v_n, r, \rho) \cos[\psi_0(\zeta)] \cos \psi], \quad (2)$$

где $v_n = \sqrt{\kappa^2 - w_n^2}$. Равенство (2) даёт проекцию на направление $\mathbf{e}(\psi)$ электрического поля в точке с координатами ρ и z , возбуждаемого спиральными токами на цилиндре радиуса r , имеющими направление $\mathbf{e}(\psi_0(\zeta))$ в точке с текущей продольной координатой ζ .

Для неограниченной спирали (в структуре с периодом $2L$) с радиусом r_2 и углом направления проводимости $\psi_{02}(z)$ обозначаем $D''(z) = D(z, r_2, \psi_{02}(z) - 90^\circ)$, $E''(z) = E(z, r_2, \psi_{02}(z))$, а для ограниченной спирали с радиусом r_1 , длиной $2b_1$, продольной координатой z_1 середины спирали и углом направления проводимости $\psi_{01}(z)$ вводим локальную координату θ ($0 < \theta < 180^\circ$), связанную с продольной координатой равенством $z = \zeta_1(\theta)$, где $\zeta_1(\theta) = z_1 + b_1 \cos \theta$, и обозначаем $\psi_1(\theta) = \psi_{01}(\zeta_1(\theta))$, $D'(\theta) = D(\zeta_1(\theta), r_1, \psi_1(\theta) - 90^\circ)$, $E'(\theta) = E(\zeta_1(\theta), r_1, \psi_1(\theta))$. Взяв $D'(\theta)$ и $D''(z)$ в виде разложений:

$$D'(\theta) \sin[\psi_1(\theta)] = \sum_{q=1}^{\infty} D'_q (qr_1)^{-1/2} \sin(q\theta), \quad D''(z) \sin[\psi_{02}(z)] = \sum_{q=-\infty}^{+\infty} D''_q \exp(iw_q z),$$

и обозначая

$$E'_p = (2/\pi) \int_0^\pi d\theta \sin(p\theta) \sin(\theta) E'(\theta) [\sin \psi_1(\theta)]^{-1}, \quad p = 1, 2, 3, \dots; \\ E''_p = (2L)^{-1} \int_{-L}^L dz \exp(-iw_p z) E''(z) [\sin \psi_{02}(z)]^{-1}, \quad p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

из (2) можно получить равенства

$$E'_p = \frac{\sqrt{p/r_1}}{2i\kappa b_1} \left(\sum_{q=1}^{\infty} A_{pq}^{(11)} D'_q - D'_p + \sum_{q=-\infty}^{+\infty} A_{pq}^{(12)} D''_q \right), \quad p = 1, 2, 3, \dots; \\ E''_p = \frac{\pi}{8i\kappa L r_2} \left[\sum_{q=1}^{\infty} A_{pq}^{(21)} D'_q + 4L r_2^2 v_p^2 B_0(v_p, r_2, r_2) D''_p + \sum_{q=-\infty}^{+\infty} A_{pq}^{(22)} D''_q \right], \quad p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

в которых коэффициенты $A_{pq}^{(mn)}$ ($m = 1, 2; n = 1, 2$) действительны, симметричны ($A_{qp}^{(nm)} = A_{pq}^{(mn)}$) и могут быть представлены как коэффициенты Фурье периодических функций двух переменных, квадратично интегрируемых, если функции $\text{ctg } \psi_{01}(z)$ и $\text{ctg } \psi_{02}(z)$ ограничены. Поэтому уравнения $E'_p = 0$ и $E''_p = 0$ дают систему линейных уравнений второго рода с компактным оператором, зависящим от κ , которая может быть эффективно решена. В случае, когда углы ψ_1 и ψ_2 направлений спиральной проводимости не меняются внутри резонатора, коэффициенты $A_{pq}^{(mn)}$ имеют вид

$$A_{2p-1, 2q-1}^{(11)} = (-1)^{p-q} r_1 L^{-1} [(2p-1)(2q-1)]^{-1/2} \times \\ \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \{ w_n^{-2} [\pi^2 (2p-1)(2q-1) J_{2p-1}(w_n b_1) J_{2q-1}(w_n b_1) v_n^2 B_0(v_n, r_1, r_1) + \\ + 4\kappa^2 \text{ctg}^2(\psi_1) s_{1,2p-1}(w_n b_1) s_{1,2q-1}(w_n b_1) B_1(v_n, r_1, r_1)] \} + \delta_{pq},$$

$$A_{2p-1, q}^{(12)} = 2(-1)^{p-1} r_2 L [r_1/(2p-1)]^{1/2} \left\{ (2p-1) q^{-1} J_{2p-1}(w_q b_1) v_q^2 B_0(v_q, r_1, r_2) + \right. \\ \left. + 4\pi^{-2} \kappa^2 \text{ctg } \psi_1 \text{ctg } \psi_2 \sum' (n^2 - q^2)^{-1} s_{1,2p-1}(w_n b_1) B_1(v_n, r_1, r_2) \right\},$$

$$A_{pq}^{(22)} = \frac{16}{\pi^2} L r_2^2 \kappa^2 \text{ctg}^2 \psi_2 \sum'' \frac{n^2 + pq}{(n^2 - p^2)(n^2 - q^2)} B_1(v_n, r_2, r_2),$$

где δ_{pq} — символ Кронекера, $s_{1,2p-1}$ — функции Ломмеля, а обозначения $\sum'$ либо $\sum''$ указывают на суммирование по всем целым n с чётностью, отличной соответственно от чётности числа q либо от чётности числа p и чётности числа q одновременно.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Ниже представлены некоторые результаты расчётов для спиралей с большим замедлением ($\sin \psi_1 \ll 1$, $\sin \psi_2 \ll 1$). Собственные значения частоты κ зависят от углов проводимости ψ_1 и ψ_2 и от размеров r_1 , b_1 , r_2 и L .

В случае длинного ($L \gg 1$) резонатора с одной двухконтактной спиралью длина резонатора и частота κ связаны приближённым равенством

$$L \approx (\pi/\kappa_z) p + 2 [\Delta_0(r_2) + w_p^2 \Delta_2(r_2)]. \quad (3)$$

Здесь κ_z — соответствующее данному значению κ продольное волновое число волны в волноводе, содержащем спираль радиуса r_2 с неизменным углом проводимости ψ_2 (в случае $\kappa \ll 1$ значения κ_z и κ связаны приближённым равенством $(\kappa_z/\kappa)^2 \approx 1 + B_{10}(r_2) \text{ctg}^2 \psi_2$, в котором $B_{10}(r) = [B_1(0, r, r)/B_0(0, r, r)]$), p — натуральное число, равное количеству полуволин в только что упомянутой продольно-однородной спирально-волноводной структуре, сумма длин которых близка к длине резонатора, а функции $\Delta_0(r)$ и $\Delta_2(r)$ определены равенствами

$$\Delta_0(r) = 4S_1(r, 0)/(1 - r^2), \\ \Delta_2(r) = -\Delta_0^3(r)/3 + [\Delta_0(r)/2] [B_{10}(r) - r^2] + (32/\pi) S_2(r) (1 - r^2)^{-2} - 8S_3(r) (1 - r^2)^{-1}, \\ S_1(r, \xi) = \sum_{n=1}^{\infty} \nu_n^{-1} (\nu_n^2 + \xi^2)^{-1} [J_1(\nu_n r)/J_0(\nu_n)]^2,$$

$$S_3(r) = \sum_{n=1}^{\infty} \nu_n^{-5} [J_1(\nu_n r)/J_0(\nu_n)]^2,$$

$$S_2(r) = \int_0^{\infty} d\xi \xi^{-2} \{S_1^2(r, 0) - [B_0(0, r, r)/B_0(\xi, r, r)] S_1^2(r, \xi)\},$$

в которых ν_n — положительные корни уравнения $J_1(\nu) = 0$, $n = 1, 2, 3, \dots$.

Приближённое равенство (3) можно получить, используя соотношение

$$[A_{pp}^{(22)} + A_{p-p}^{(22)}] (4Lr_2^2 \kappa^2 \operatorname{ctg}^2 \psi_2)^{-1} - B_1(v_p, r_2, r_2) =$$

$$= -16\pi^{-4} L^2 \sum_{n=1}^{\infty} \eta_n J_1^2(\nu_n r_2) x_p(\pi \eta_n) [(\eta_n^2 + p^2) J_0(\nu_n)]^{-2},$$

где $x_p(\eta) = [1 - (-1)^p \exp(-\eta)]/[1 + (-1)^p \exp(-\eta)]$, $\eta_n = (L/\pi) \sqrt{\nu_n^2 - \kappa^2}$, которое, в свою очередь, можно получить, вычисляя интеграл от функции $[\eta/(\eta^2 - p^2)]^2 B_1(\sqrt{\kappa^2 - (\pi/L)^2 \eta^2}, r_2, r_2) x_p(i\pi\eta)$ по контуру, охватывающему действительную ось на плоскости комплексной переменной η . В работе [3] приближённое равенство (3) без второго слагаемого в квадратных скобках (пропорционального L^{-2}) было получено из расчёта отражения волны от торца полубесконечного волновода.

Первое слагаемое в правой части (3) даёт длину целого числа полуволн в продольно-однородной спирально-волноводной структуре, а второе — разницу между длиной резонатора и упомянутой длиной. Такое увеличение резонансной длины резонатора может быть истолковано как увеличение длины волны в соответствующей периодической структуре с переменным направлением проводимости на спирали по сравнению с длиной волны в продольно-однородной спирально-волноводной структуре.

В предельных случаях $1 - r_2 \ll 1$ и $r_2 \ll 1$ для величины $L'' = L - (\pi/\kappa_z)p$ имеют место оценки

$$L'' \approx \begin{cases} (2/\pi)(1 - r_2) \left\{ 2 \sum_{n=1}^{\infty} [\pi \nu_n^3 x_p(L \nu_n) (\nu_n^2 + w_p^2)^{-2} - n^{-1}] + 3 - 2 \ln[2\pi(1 - r_2)] \right\}, & 1 - r_2 \ll 1; \\ [16/(3\pi)] r_2 \{ 1 + [I_0^2(w_p) - 1] [2I_0(w_p)]^{-1} [K_0(w_p r_2) I_0(w_p) - K_0(w_p)]^{-1} \}, & r_2 \ll 1. \end{cases}$$

В последней оценке, имеющей логарифмическую точность, I_0 и K_0 — модифицированные функции Бесселя и Ханкеля нулевого порядка. Из приведённых оценок, в частности, следует, что в случае $1 - r_2 \ll 1$ при увеличении длины L резонатора L'' увеличивается, а в случае $r_2 \ll 1$ — уменьшается.

На рис. 2а для случая резонатора с одной двухконтактной спиралью линиями уровня показана зависимость величины L'' от L^{-1} и r_2 для основной моды ($p = 1$). Линии уровня проведены для $L'' = 0,20; 0,25; 0,30; 0,35; 0,40; 0,43; 0,433; 0,436; 0,44$, максимум L'' близок к 0,442, и для него $r_2 \approx 0,546$, $L \approx 2,8$. Линии уровня перпендикулярны границе $L^{-1} = 0$ в связи с отсутствием линейного по L^{-1} слагаемого в асимптотическом разложении (3). На рис. 2б приведены графики зависимостей $\Delta_0(r)$ и $\Delta_2(r)$ из разложения (3): при $r \approx 0,565$ достигается максимум функции $\Delta_0(r)$, близкий к 0,217; при $r \approx 0,356$ и $r \approx 0,934$ достигаются максимум и минимум функции $\Delta_2(r)$, близкие к 0,0678 и $-0,0187$ соответственно; $\Delta_2(r) = 0$ при $r \approx 0,8146$.

В случае резонатора с одной короткой одноконтактной спиралью, когда $\sin \psi_1 \ll b_1 \ll r_1$, имеют место приближённые равенства $A_{2p-1, 2q-1}^{(11)} \approx A_{pq}^{(1)} (\beta^{(1)})^2$, в которых $\beta^{(1)} = \kappa b_1 |\operatorname{ctg} \psi_1|$, $A_{pq}^{(1)} = 8(-1)^{p-q} \pi^{-2} [(2p-1)(2q-1)]^{-1/2} \int_0^{\infty} d\tau \tau^{-3} s_{1, 2p-1}(\tau) s_{1, 2q-1}(\tau)$. Как следствие, при уменьшении b_1 (с сохранением соотношения $\sin \psi_1 \ll b_1$) величина $\beta^{(1)}$ для соответствующих мод при-

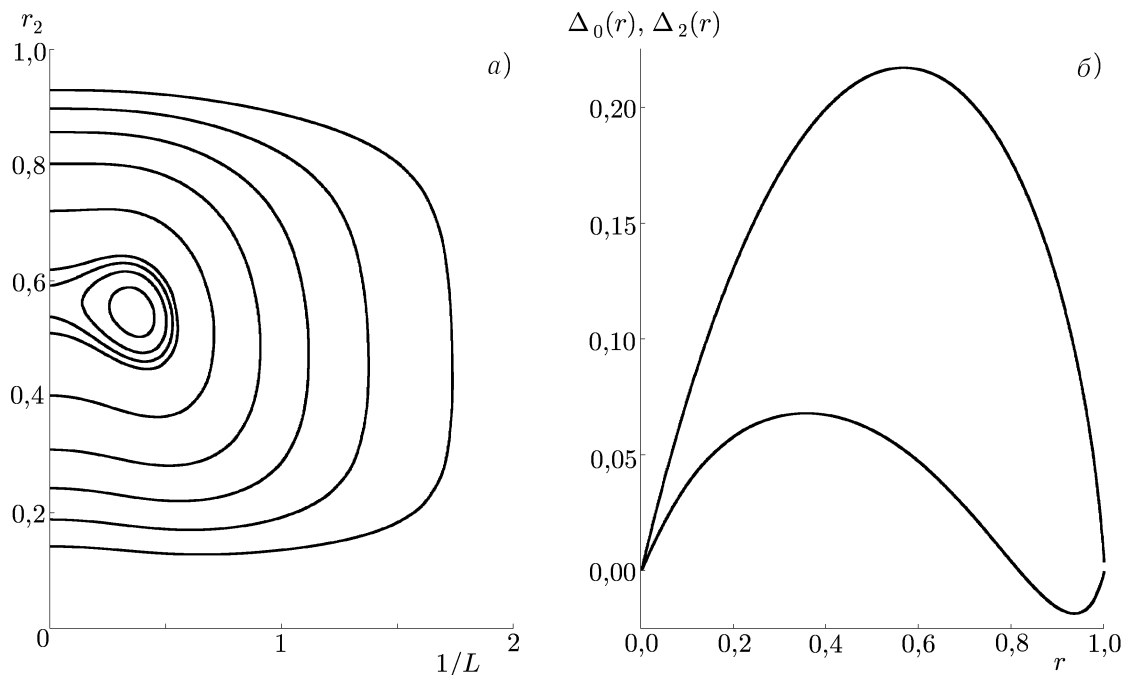


Рис. 2. Для двухконтактной спирали: (а) зависимость величины L'' от L^{-1} и r_2 для $p = 1$ (линии уровня проведены для $L'' = 0,20; 0,25; 0,30; 0,35; 0,40; 0,43; 0,433; 0,436; 0,44; L'' \rightarrow 0$ при $r_2 \rightarrow 0$ и при $r_2 \rightarrow 1$); (б) функции $\Delta_0(r)$, $\Delta_2(r)$ из асимптотического разложения (3) ($\Delta_0(r) > 0$ при $0 < r < 1$)

ближается к некоторым конечным числам (приближённо 1,737; 4,708; 7,882; ...).

Для сравнения, при колебаниях на спирали длины $2b_1$ и радиуса r_1 , не имеющей контакта с торцами, при $\sin \psi_1 \ll b_1 \ll r_1$ имеет место приближённое равенство $\beta^{(1)} \approx [2/\ln(r_1/b_1)]^{1/2}$ (с логарифмической точностью), т. е. в этом случае собственная частота не стремится к конечному пределу, когда $b_1 \rightarrow 0$ при фиксированном $b_1 \operatorname{ctg} \psi_1$, а убывает из-за логарифмического увеличения индуктивности.

На рис. 3 для случая длинного резонатора с одной одноконтактной спиралью для основной моды показана зависимость величины $\beta^{(1)}$ от длины спирали для значений радиуса спирали $r_1 = 0,1; 0,3; 0,5; 0,7; 0,9$, причём кривые, проходящие на графике выше, относятся к меньшим радиусам.

Распределение тока в резонаторе с двумя спиралями очень чувствительно к изменениям параметров спиралей, особенно, если электродинамическая связь между спиралями слаба, но какие-то две моды, относящиеся к резонаторам с соответствующей одной спиралью, имеют близкие собственные частоты κ . Пусть в резонаторе с одной одноконтактной спиралью существует мода, для которой $\kappa = \kappa'$, $D'_{2p-1} = d'_{2p-1}$, $\sum_{p=1}^{\infty} (d'_{2p-1})^2 = 1$, а в резонаторе с одной двухконтактной спиралью — мода, для которой $\kappa = \kappa''$, $D''_p = d''_p$, $\sum_{p=-\infty}^{+\infty} (d''_p)^2 = 1$ (величины κ' , κ'' и коэффициенты d'_{2p-1} , d''_p определяются при расчёте соответствующей структуры с одной спиралью). Если $\kappa' \approx \kappa''$, то в резонаторе с обеими спиралями возможны колебания с близкими собственными частотами κ_+ и κ_- , для которых при дополнительных предположениях $b_1 \ll 1 \ll L$ и $\sin \psi_1 \ll \sin \psi_2 \ll 1$ можно получить приближённые выражения

$$\kappa_+ \approx [(\kappa' + \kappa'')/2] (1 + \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}), \quad \kappa_- \approx [(\kappa' + \kappa'')/2] (1 - \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2}).$$

Здесь $\Delta = [(\kappa' - \kappa'')/(\kappa' + \kappa'')]$, $\varepsilon = D^{(1)} B^{(12)} b_1 L^{-1/2}$,

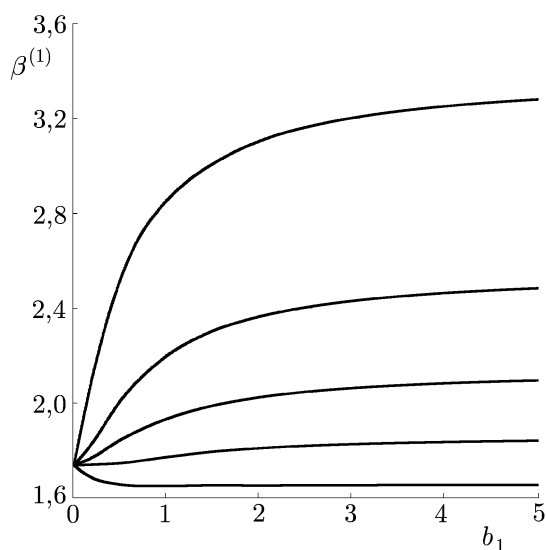


Рис. 3. Для одноконтактной спирали в длинном резонаторе: зависимость приведённой собственной частоты $\beta^{(1)}$ от длины b_1 спирали для $r_1 = 0,1; 0,3; 0,5; 0,7; 0,9$ (кривые, проходящие выше, относятся к меньшим радиусам)

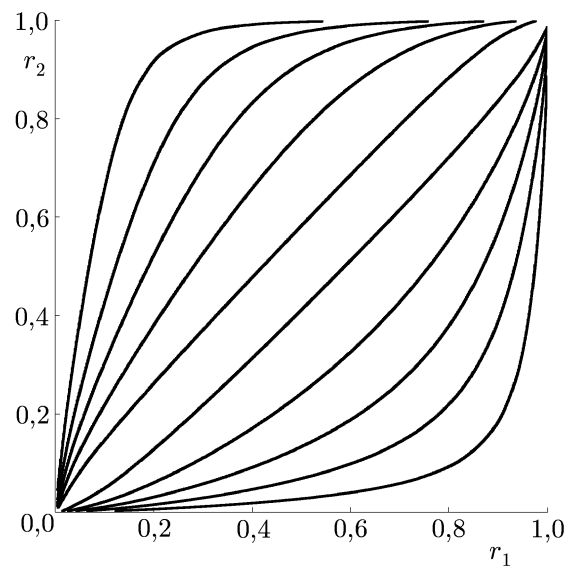


Рис. 4. Для длинного резонатора с двухконтактной и короткой одноконтактной спиралью при близости собственных резонансных частот у соответствующих структур с одной спиралью: зависимость от радиусов спиралей r_1 и r_2 величины $B^{(12)}$, используемой при вычислении разности резонансных частот и отношения амплитуд тока на спиралях (линии уровня проведены для $B^{(12)} = 0,02; 0,05; 0,1; 0,2; 0,5; B^{(12)} \rightarrow \infty$ при $r_2 \rightarrow r_1$)

$$D^{(1)} = 2\beta^{(1)} \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^{p-1} \left\{ \sqrt{2/(2p-1)} / [4 - (2p-1)^2] \right\} d'_{2p-1},$$

$$B^{(12)} = \{r_1 / [\pi (1 - r_2^2)]\}^{1/2} \int_0^{\infty} dw B_1(iw, r_1, r_2).$$

При этом величины $|d_p''|$ близки к $(1/2)^{1/2}$ для какой-то пары индексов $p = \pm p''$ и малы для других p , и имеют место соотношения $D'_{2p-1} \approx C' d'_{2p-1}$ и $D_p'' \approx C'' d_p''$, в которых величины C' и C'' характеризуют амплитуды токов на спиралях. Для отношения этих величин имеют место приближённые равенства $|C'/C''| \approx \sqrt{1 + (\Delta/\varepsilon)^2} \pm (\Delta/\varepsilon)$ (для колебаний с частотами κ_+ и κ_- соответственно).

Для низших (по частоте) мод величина $D^{(1)}$ приближённо равна 0,970; 0,228; 0,0661; ..., а зависимость величины $B^{(12)}$ от радиусов r_1 и r_2 показана на рис. 4 линиями уровня $B^{(12)} = 0,02; 0,05; 0,1; 0,2; 0,5$, среди которых бóльшим значениям $B^{(12)}$ соответствуют кривые, более близкие к прямой $r_2 = r_1$.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведённый анализ и расчёты позволили уточнить некоторые особенности электродинамических характеристик структур, в которых спирали не изолированы от торцов

резонатора. В случае одноконтakтной спирали влияние контакта особенно велико для спирали с малым продольным размером, но с большим числом витков. Формально, при неограниченном уменьшении продольного размера такой спирали с сохранением числа витков её индуктивность стремится к конечному пределу, в то время как индуктивность изолированной спирали при таком уменьшении размера логарифмически возрастает. В случае длинной двухконтakтной спирали резонансные частоты несколько возрастают по сравнению со значениями, при которых длина резонатора кратна половине длины волны, собственной для бесконечной спирали в волноводе. При этом разность между длиной резонатора и соответствующей суммой половин длин упомянутых собственных волн при увеличении длины резонатора приближается к конечному предельному значению, зависящему от отношения радиусов спирали и резонатора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пазынин Л. А., Сологуб В. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30, № 4. С. 486.
2. Литвиненко Л. Н., Просвирнин С. Л. Спектральные операторы рассеяния в задачах дифракции волн на плоских экранах. Киев: Наукова думка, 1984. 239 с.
3. Мирошниченко В. И., Остроушко В. Н. Электродинамический расчёт спирально-резонаторной системы: Препринт № 93-10 Харьков. физ.-тех. ин-та. Харьков, 1993. 7 с.

¹ Институт прикладной физики НАН Украины,
г. Сумы;

Поступила в редакцию
6 октября 2003 г.

² Национальный научный центр «Харьковский
физико-технический институт», г. Харьков, Украина

ELECTRODYNAMIC CALCULATION OF SPIRALS CONTACTING THE CAVITY ENDS

V. I. Miroshnichenko and V. N. Ostroushko

We calculate the eigenfrequencies of a cylindrical cavity with spirals contacting its ends. Explicit expressions are obtained for the case of a long cavity with one spiral contacting both ends and for the case of a cavity with one short spiral contacting one end. Calculations are also performed for the structures without constraints on the length and for a cavity with both spirals having close eigenfrequencies.

УДК 621.315.592

АНАЛИЗ МОДЕЛИ РЕАЛЬНОГО КОНТАКТА С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР И СМЕЩЕНИЙ

В. Г. Божков¹, С. Е. Зайцев²

Численно исследована модель реального контакта металл—полупроводник с барьером Шоттки с промежуточным слоем на границе металл—полупроводник и поверхностными состояниями (модель Бардина). Исследование опирается на развитое ранее представление о том, что аномалии характеристик такого контакта являются следствием нелинейной зависимости высоты барьера от смещения. Показано, что на этой основе естественным образом объясняется так называемая низкотемпературная аномалия в реальных контактах металл—полупроводник с барьером Шоттки (рост показателя идеальности вольт-амперной характеристики и уменьшение измеряемой высоты барьера с понижением температуры), а также связь между различными высотами барьера, характеризующими контакт: истинной, измеряемой по току насыщения, высотой барьера при плоских зонах и высотой барьера, определяемой из вольт-фарадных характеристик.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что вольт-амперные характеристики (ВАХ) реальных контактов металл—полупроводник (КМП) с барьером Шоттки, как правило, значительно отличаются от идеальных [1, 2]. Существенное отклонение в поведении ВАХ, получившее название низкотемпературной аномалии, было обнаружено в одной из наиболее ранних работ [3] и в дальнейшем подтвердилось в целом ряде работ для самых различных металлов и полупроводников (см. ссылки в работе [4]). Суть её заключается в том, что с понижением температуры в контакте металл—полупроводник с барьером Шоттки наблюдается рост показателя идеальности ВАХ n и падение измеряемой (по току насыщения) высоты барьера φ_{bm} . Температурная зависимость показателя идеальности в целом близка к виду $n = 1 + T_0/T$ (T_0 -эффект), где T_0 — постоянная или слабо меняющаяся с температурой величина. Величина φ_{bn} , равная произведению показателя идеальности на измеряемую высоту барьера ($\varphi_{bn} \equiv n\varphi_{bm}$), слабо меняется с температурой и близка к реальной высоте барьера в контакте металл—полупроводник, определённой другими методами, например из вольт-фарадных ($C(V)$) характеристик.

Существует значительное количество работ, посвящённых объяснению эффектов, обнаруженных в контакте металл—полупроводник с барьером Шоттки (см. ссылки в работе [4]), но наиболее общее объяснение природы низкотемпературной аномалии в реальных диодах с барьером Шоттки и связанных с ней вопросов об истинной и измеряемой высоте барьера и высоте барьера при плоских зонах впервые дано в работах [4, 5]. Оно основывается на представлении о нелинейной зависимости высоты барьера Шоттки от смещения, приводящей к росту со смещением показателя идеальности ВАХ, и учёте практически наблюдаемого (в эксперименте) условия постоянства тока при определении высоты барьера и показателя идеальности ВАХ в диапазоне температур.

В связи с вышесказанным цель настоящей работы — показать с помощью численного анализа модели реального контакта (модели Бардина [2]), опирающегося на конкретные параметры промежуточного слоя и поверхностных электронных состояний, что такое объяснение свойств реальных КМП с барьером Шоттки действительно возможно при определённых предположениях и вполне реальных значениях указанных параметров. Одновременно указаны проблемные вопросы этой модели. Приведённое объяснение не требует привлечения представления о неоднородности контакта [6], хотя и не исключает важной роли неоднородности при определённых условиях.

Необходимо отметить следующее важное обстоятельство. Модель Бардина является, по существу, единственной общепринятой моделью реального КМП с барьером Шоттки. Несмотря на относительное обилие «новых» моделей (см., например, [1, 7–9]), все они опираются на основные положения модели Бардина: 1) высокая плотность поверхностных электронных состояний на поверхности полупроводника, приводящая к закреплению уровня Ферми, 2) наличие уровня зарядовой нейтральности поверхности и 3) наличие промежуточного (дипольного) слоя на контакте. Особенности «новых» моделей связаны только с выяснением природы поверхностных состояний, новых механизмов закрепления уровня Ферми и путей влияния на его положение фундаментальных свойств полупроводника и металла, их поверхностей и процессов, протекающих в контакте.

1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Прямая ВАХ реальных КМП с барьером Шоттки в общем случае может быть представлена в виде

$$I = AR^*T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_b(V)}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right). \quad (1)$$

Здесь A — площадь контакта, R^* — эффективная константа Ричардсона, k — постоянная Больцмана, q — заряд электрона, T — температура, $\varphi_b(V)$ — зависящая от смещения высота барьера (при определённых условиях — эффективная), которую в дальнейшем будем называть реальной или истинной высотой барьера (а вольт-амперную характеристику в форме (1) — реальной ВАХ). Принципиальным является предположение о том, что $\varphi_b(V)$ нелинейно растёт с ростом смещения [4]. В этом случае показатель идеальности ВАХ, определяемый соотношением [1]

$$n(V) = \left[1 - \frac{d\varphi_b(V)}{dV}\right]^{-1}, \quad (2)$$

становится функцией смещения и увеличивается с ростом смещения.

Как известно, параметры экспериментальной (реальной) ВАХ n и φ_{bm} (измеряемую высоту барьера) определяют с помощью касательной в некоторой точке $(\bar{V}, \bar{I})$: φ_{bm} находят по точке пересечения касательной с осью ординат (по току насыщения I_s), n — по её наклону:

$$\varphi_{bm}(\bar{V}, \bar{I}) = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{AR^*T^2}{I_s(\bar{V}, \bar{I})} \right], \quad n(\bar{V}, \bar{I}) = \left(\frac{q}{kT} \frac{dV}{d \ln I} \right)_{V=\bar{V}, I=\bar{I}}. \quad (3)$$

Выражение для касательной к ВАХ может быть представлено в виде

$$I = AR^*T^2 \exp\left[-\frac{q\varphi_{bm}(\bar{V})}{kT}\right] \exp\left[\frac{qV}{n(\bar{V})kT}\right]. \quad (4)$$

Её параметры $\varphi_{bm}(\bar{V})$ и $n(\bar{V})$ являются измеряемыми параметрами реальной ВАХ. Выбор точки касания в случае, если $n = n(V)$, может быть принципиальным с точки зрения сравнения с теорией. Поэтому, как указано в [4], значения n и φ_{bm} следует определять при заранее оговоренных условиях, а именно при одном и том же токе во всём диапазоне исследуемых температур, что на практике выполняется, как правило, автоматически.

Сравнение характеристик (1) и (4) в точке касания $(\bar{V}, \bar{I})$ позволяет установить связь между истинной высотой барьера $\varphi_b(V)$ (или $\varphi_b(I)$), соответствующей заданному смещению (току), и измеряемыми при этом смещении значениями n и φ_{bm} [4]. При произвольном выборе точки касания получим

$$\varphi_b(V) = \varphi_{bm}(V) + \frac{n(V) - 1}{n(V)} V, \quad (5)$$

или, преобразуя это уравнение с помощью (4),

$$\varphi_b(I) \equiv \varphi_{bI} = n(I)\varphi_{bm}(I) - [n(I) - 1] \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AR^*T^2}{I}\right). \quad (6)$$

Представление реальной высоты барьера как явной функции тока в (6) позволяет просто учесть условие постоянства тока (о котором говорилось выше) при измерениях и при расчётах n и φ_{bm} в диапазоне температур. Величина φ_{bI} введена, чтобы подчеркнуть там, где это необходимо, что речь идёт об истинной высоте барьера при заданном токе.

Выражение (6) является ключевым для анализа низкотемпературной аномалии. При известной для каждой модели КМП зависимости $\varphi_b(V)$ (см. ниже), а следовательно, и $n(V)$ (см. (2)), оно позволяет рассчитать величины $\varphi_{bn} \equiv n\varphi_{bm}$ и φ_{bm} , исследовать их зависимости от температуры при заданном токе и сравнить измеряемую высоту барьера φ_{bm} и величину φ_{bn} с реальной (истинной) высотой барьера φ_{bI} в диапазоне температур. Уравнение (5) даёт подобные возможности для сравнения значений $\varphi_b(V)$, φ_{bn} и φ_{bm} в диапазоне смещений при заданной температуре. Наконец, уравнение (6) позволяет представить выражение для показателя идеальности ВАХ в виде

$$n = 1 + \frac{1}{T} \left[\frac{q(\varphi_{bn} - \varphi_{bI})}{k \ln(AR^*T^2/I)} \right] = 1 + \frac{T_0}{T}, \quad (7)$$

позволяющем непосредственно оценить его соответствие T_0 -эффекту.

Известно, что в целом ряде работ в качестве важной характеристики контакта металл—полупроводник с барьером Шоттки принята высота барьера при плоских зонах φ_{bf} , поскольку она не зависит от смещения [1]. По определению $\varphi_{bf} = V_{bf} + \varphi_s$, где V_{bf} — постоянное смещение, соответствующее условию плоских зон, $\varphi_s = (kT/q) \ln(N_C/N_D)$ — потенциал уровня Ферми, отсчитанный от дна зоны проводимости, N_C — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, N_D — концентрация донорной примеси в полупроводнике. Согласно [10] высота барьера при плоских зонах, полученная при условии $n = \text{const}$, т.е. для линейной зависимости $\varphi_b(V)$, выражается в виде

$$\varphi_{bf} = n\varphi_{b0} - (n - 1)\varphi_s. \quad (8)$$

Здесь $\varphi_{b0} \equiv \varphi_b(0)$ — высота барьера при нулевом смещении на контакте (определяемая также с помощью касательной к ВАХ в полулогарифмическом масштабе).

Однако при учёте зависимости $n = n(V)$ для высоты барьера при плоских зонах получено другое выражение [4]:

$$\varphi_{bf} = n\varphi_{bm} - (n - 1)\varphi_s + \frac{nkT}{q} \ln\left(\frac{I_{bfa}}{I_{bf}}\right), \quad (9)$$

где $I_{bf} = AR^*T^2 \exp[-q\varphi_s/(kT)]$ — ток плоских зон, соответствующий, как следует из (1), смещению плоских зон $V = V_{bf}$, I_{bfa} — эффективный (кажущийся) ток плоских зон, введённый в [4] (см. также [5]), который, как показано там же, является функцией выбора точки касания и, в принципе, может быть определён экспериментально. Очевидно, что выражение (9) при $I_{bfa} = I_{bf}$ (что возможно только при $n = \text{const}$ [4]) переходит в выражение (8), поскольку при этом измеряемая высота барьера φ_{bm} оказывается равной высоте барьера φ_{b0} при нулевом смещении.

Строго говоря, во всех работах, где используется выражение (8) (см., например, [10–13]), практически мы имеем дело с выражением [4]

$$\varphi_{bfI} = n\varphi_{bm} - (n - 1)\varphi_s = \varphi_{bn} - (n - 1)\varphi_s, \quad (10)$$

поскольку измеряется именно значение φ_{bm} при некотором заданном токе, а не φ_{b0} (особенно это касается низких температур). Как следует из сравнения (9) и (10), $\varphi_{bf} > \varphi_{bfI}$.

Используя (6), нетрудно установить связь между истинной высотой барьера φ_{bI} и φ_{bfI} :

$$\varphi_{bI} = n\varphi_{bm} - (n-1)\varphi_s - (n-1)\frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_{bf}}{I}\right) = \varphi_{bfI} - (n-1)\frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_{bf}}{I}\right). \quad (11)$$

В результате получаем соотношение $\varphi_{bn} > \varphi_{bfI} > \varphi_{bI}$. Первые две величины рассчитываются из результатов измерений n и φ_{bm} . Очевидно, что φ_{bfI} является лучшим приближением для истинной высоты барьера φ_{bI} , чем величина φ_{bn} , причём тем более лучшим, чем ближе ток, при котором проводятся измерения, к току I_{bf} . С другой стороны, поскольку φ_{bf} и φ_{bn} больше φ_{bfI} , можно ожидать, что φ_{bn} может быть лучшим приближением для высоты барьера при плоских зонах φ_{bf} , чем φ_{bfI} .

Наиболее просто было бы определить величину φ_{bf} непосредственно в условиях плоских зон, когда даже при $n = n(V)$ выполняется равенство $I_{bfa} = I_{bf}$. Однако уравнение (9) в этом случае некорректно, поскольку ВАХ барьера Шоттки, на которую оно опирается, не определена в условиях, близких к плоским зонам (когда изгиб зон не превышает kT/q) [2]. Расчёт не позволяет также оценить третий член в правой части (9), характеризующий погрешность определения высоты барьера при плоских зонах согласно (10), поскольку φ_{bf} и I_{bfa} определены друг через друга [4]. В то же время расчёт позволяет найти значение φ_{bf} при известной зависимости $\varphi_b(V)$ для каждой рассматриваемой модели, поскольку $\varphi_{bf} = \varphi_b(V_{bf})$, и сравнить его с рассчитываемой аппроксимацией φ_{bfI} и величиной φ_{bn} . Таким образом, задача нахождения φ_{bf} сводится к задаче нахождения V_{bf} , которая решается индивидуально для конкретной модели контакта металл—полупроводник.

Необходимо указать на ещё одно важное обстоятельство. Обычно экспериментальным критерием соответствия величины φ_{bf} , вычисленной согласно (8), реальной высоте барьера при плоских зонах принимается (согласно [11, 13] и другим работам) близкое соответствие между φ_{bf} и φ_{bc} , высотой барьера, определённой из вольт-фарадной ($C(V)$) характеристики. Однако внимательный анализ показывает, что приписывание φ_{bc} свойств высоты барьера при плоских зонах неправомерно. Действительно, для определения φ_{bc} используется вольт-фарадная характеристика в виде

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{A^2 q \varepsilon_s N_D} [\varphi_b(V) - \varphi_s - V - kT/q], \quad (12)$$

где ε_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Как известно, для определения высоты барьера по напряжению отсечки строится касательная к реальной характеристике $1/C^2 = f(V)$ при некотором смещении V . С учётом зависимости высоты барьера от смещения она может быть представлена в виде

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{A^2 q \varepsilon_s N_D n|_V} [\varphi_{bc}|_V - \varphi_s - V - kT/q]. \quad (13)$$

Здесь множитель перед скобкой представляет собой производную $d(1/C^2)/dV$ при смещении V . Величина $n|_V$ — показатель идеальности в точке касания, определённый согласно (2), $\varphi_{bc}|_V$ — высота барьера, определяемая с помощью касательной, проведённой в точке V . Касательная, построенная вблизи $V = 0$, может быть представлена в виде

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{A^2 q \varepsilon_s N_D n} [\varphi_{bcm} - \varphi_s - V - kT/q], \quad (14)$$

где $\varphi_{bcm} = V_{отс} + \varphi_s + kT/q$ — измеряемая по напряжению отсечки $V_{отс}$ высота барьера, n — показатель идеальности, соответствующий нулевому смещению. Приравнявая выражения (12) и (14)

при $V = 0$, получим связь между измеряемой (с помощью касательной) высотой барьера φ_{bcm} и истинной высотой барьера $\varphi_{\text{b}}(V = 0) \equiv \varphi_{\text{b0}}$ в виде

$$\varphi_{\text{bcm}} = n\varphi_{\text{b0}} - (n - 1)(\varphi_{\text{s}} + kT/q). \quad (15)$$

В эксперименте совпадение измеряемой высоты барьера φ_{bcm} с величиной φ_{bf} , вычисляемой по (8) из измерений вольт-амперной характеристики, воспринимается (на наш взгляд, ошибочно) как доказательство особого статуса величины φ_{bc} как высоты барьера при плоских зонах (см. выше). Между тем причина совпадения, как видим, кроется в том, что измеряемая из вольт-фарадных характеристик высота барьера φ_{bcm} определяется выражением (15), практически совпадающим с выражением (8), и при этом отнюдь не является высотой барьера при плоских зонах, а соответствует нулевому смещению.

Заметим, что сравнение выражений (15) и (8), где используются значения n , рассчитанные из ВАХ, допустимо только для температур, при которых действительно возможно определение высоты барьера при нулевом смещении (т. е. для достаточно высоких температур, поскольку при низких температурах определение φ_{b0} из ВАХ становится невозможным).

2. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

Процедура численного анализа достаточно проста. Выбор модели контакта металл—полупроводник определяет характер зависимости истинной высоты барьера от смещения $\varphi_{\text{b}}(V)$ и высоту барьера при плоских зонах в соответствии с определением $\varphi_{\text{bf}} = \varphi_{\text{b}}(V = V_{\text{bf}})$. Из зависимости $\varphi_{\text{b}}(V)$ согласно (2) рассчитывается показатель идеальности n . Затем из уравнений (5) и (6) определяются величины $\varphi_{\text{bn}} \equiv n\varphi_{\text{bm}}$ и φ_{bm} в зависимости от смещения и температуры. Аналогичные зависимости для величины φ_{bfi} находятся из уравнения (10).

Численные значения параметров, выбранные для расчёта, соответствуют арсенидогаллиевым диодам с барьером Шоттки: $R^* = 8,7 \text{ A}/(\text{см}^2 \cdot \text{K}^2)$, $\varphi_{\text{b0}} = 0,9 \text{ В}$, $m^* = 0,068m_0$ — эффективная масса электрона в GaAs, m_0 — масса свободного электрона, $\varepsilon_{\text{s0}} = 12,4$ — диэлектрическая постоянная GaAs; площадь контакта $A = 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$. Концентрация примеси $N_{\text{D}} = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ выбиралась из условия отсутствия туннельной составляющей тока при низких температурах. Токи, при которых определялись величины n и φ_{bm} , соответствуют обычно используемым на практике ($10^{-6} \div 10^{-4} \text{ А}$).

В модели Бардина (рис. 1а) [2] смещение, подаваемое на КМП с барьером Шоттки распределяется между промежуточным слоем в контакте (V_{i}) и областью барьера (V_{b}) [14]:

$$V = V_{\text{i}} + V_{\text{b}}. \quad (16)$$

При этом зависимость высоты барьера от смещения определяется выражением

$$\varphi_{\text{b}}(V) = \varphi_{\text{b}}(0) + V_{\text{i}}(V) \equiv \varphi_{\text{b0}} + V_{\text{i}}(V), \quad (17)$$

а ВАХ представляется в виде [15, 16]

$$I = AR^*T^2\tau(V) \exp\left[-\frac{q\varphi_{\text{b}}(V)}{kT}\right] \exp\left[\frac{qV}{kT}\right]. \quad (18)$$

Мы пренебрегли здесь относительно малым влиянием сил изображения. Прозрачность промежуточного слоя $\tau(V)$ для наиболее простого случая, когда $qV_{\text{i}} \ll \chi$, имеет вид [16]

$$\tau(V) = \tau_0 \exp(\alpha_{\text{i}}V_{\text{i}}[B]), \quad (19)$$

где

$$\tau_0 \approx \exp[-(\chi[\text{эВ}])^{1/2} \delta_i[\text{Å}] (m_i/m_0)^{1/2}], \quad \alpha_i = \delta_i[\text{Å}]/(4(\chi[\text{эВ}])^{1/2} (m_i/m_0)^{1/2}), \quad (20)$$

δ_i — толщина промежуточного слоя, χ — усреднённая высота связанного с ним барьера (см. рис. 1а), m_i — эффективная масса электрона в промежуточном слое.

Используя понятие эффективной высоты барьера

$$\varphi_b^*(V) = \varphi_b(V) - \frac{kT}{q} \ln[\tau(V)], \quad (21)$$

ВАХ (18) удобно представить в общем виде (1) с эффективной высотой барьера $\varphi_b^*(V)$ вместо истинной высоты барьера $\varphi_b(V)$. Приравнявая полученную таким образом ВАХ с касательной к ней в форме (4) в произвольной точке, получим уравнения, связывающие эффективную высоту барьера φ_b^* с измеряемой величиной φ_{bm} в виде, аналогичном (5) и (6) с единственной разницей: величина n заменена здесь на n_τ , определённую подобно (2):

$$n_\tau = \left(1 - \frac{d\varphi_b^*}{dV}\right)^{-1} = n \left[1 + \alpha_i (n - 1) \frac{kT}{q}\right]^{-1}, \quad (22)$$

где n определяется выражением (2) с учётом (17). Заметим, что $n_\tau < n$, поскольку прозрачность барьера согласно (19) увеличивается с ростом смещения. Полученные таким образом аналоги уравнений (5) и (6) позволяют определить значения φ_{bm} в диапазоне температур и смещений при известных $V_i(V)$ и $n_\tau(V)$. При этом связь между током и напряжением определяется вольт-амперной характеристикой (18).

Зависимость $V_i(V)$ (а значит, согласно (17) и зависимость $\varphi_b(V)$) может быть рассчитана из условия баланса заряда в КМП при подаче смещения ($\Delta Q = Q(V) - Q(0)$):

$$\Delta Q_m + \Delta Q_{sc} + \Delta Q_{ss} = 0. \quad (23)$$

Здесь

$$Q_m = -\frac{\varepsilon_i (\Delta_0 + V_i)}{\delta_i} = -C_{\delta i} (\Delta_0 + V_i) \quad (24)$$

— заряд в металле (ε_i — диэлектрическая проницаемость промежуточного слоя, Δ_0 — скачок потенциала в нём в отсутствие смещения (см. рис. 1а), $C_{\delta i} = \varepsilon_i/\delta_i$ — ёмкость промежуточного слоя между металлом и полупроводником);

$$Q_{sc} = \left\{ 2\varepsilon_s q N_D \left[\frac{kT}{q} \exp\left(-\frac{qV_\varphi}{kT}\right) + V_\varphi - \frac{kT}{q} \right] \right\}^{1/2} \quad (25)$$

— заряд в барьере (пространственный заряд), при этом изгиб зон равен $V_\varphi = (\varphi_{b0} - \varphi_s) - V_b$ (запись Q_{sc} в более точной форме [2] существенна при нахождении потенциала плоских зон, прежде всего, для устранения неопределённости с изгибом зон);

$$Q_{ss} = \frac{qN_s^0 E_0^2}{2kT} \operatorname{sh}\left(\frac{2kT}{E_0}\right) \exp\left(\frac{q(\varphi_{b0} - V_b)}{E_0}\right) - qN_s^0 E_0 \exp\left(\frac{E_c - E^*}{E_0}\right) \quad (26)$$

— заряд поверхностных электронных состояний, определяемый распределением их плотности, где E^* — уровень нейтральности поверхности, E_c — уровень дна зоны проводимости. Выражение (26) соответствует равновесию поверхностных электронных состояний с полупроводником. Именно в этом случае (в отличие от случая равновесия поверхностных электронных состояний

Наиболее простой путь нахождения n — дифференцирование уравнения (23) [15], что с учётом (2), (17) и соотношений для зарядов Q_m , Q_{sc} и Q_{ss} приводит к выражению

$$n = 1 + (C_{sc} + C_{ss})/C_{\delta i}, \quad (29)$$

где

$$C_{sc} = \left(\frac{q\epsilon_s N_D}{2} \right)^{1/2} \frac{1 - \exp[-qV_\varphi/(kT)]}{[(kT/q) \exp[-qV_\varphi/(kT)] + V_\varphi - kT/q]^{1/2}}, \quad (30)$$

$$C_{ss} = \frac{q^2 N_s^0 E_0}{2kT} \operatorname{sh} \left(\frac{2kT}{E_0} \right) \exp \left[\frac{q(\varphi_{b0} - V_b)}{E_0} \right] \quad (31)$$

— ёмкости барьера Шоттки и поверхностных электронных состояний соответственно. Напомним, что выражение (29) соответствует равновесию поверхностных электронных состояний с полупроводником.

Высота барьера при плоских зонах может быть найдена из (17) при $V = V_{bf}$:

$$\varphi_{bf} \equiv \varphi_b(V_{bf}) = \varphi_{b0} + V_i(V_{bf}), \quad (32)$$

где, в свою очередь, $V_i(V_{bf})$ определяется из условия баланса заряда (23) при плоских зонах (т. е. при $V = V_{bf}$, когда $V_\varphi = (\varphi_{b0} - \varphi_s) - V_b(V_{bf}) = 0$).

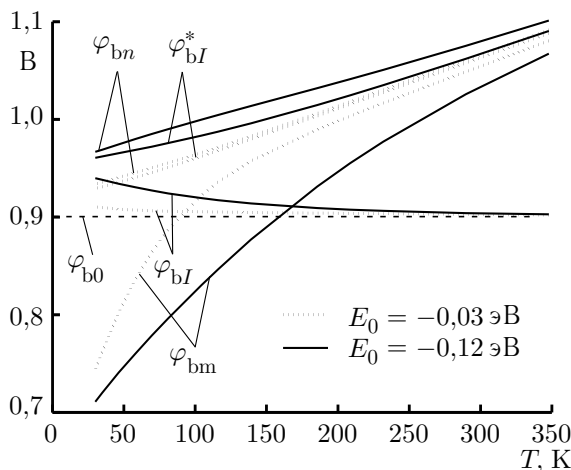


Рис. 2. Температурные зависимости высот барьеров (в вольтах) при прямом токе $I = 10^{-5}$ А, $\delta_i = 6 \cdot 10^{-8}$ см, $\chi = 1$ эВ, $N_s^0 = 10^{13}$ см $^{-2}$ · эВ $^{-1}$ и относительной диэлектрической проницаемости промежуточного слоя $\epsilon_{i0} = 3$

Анализ полученных результатов мы начнём с температурных зависимостей высот барьеров (рис. 2). Но прежде отметим, что температурная шкала ограничена значением $T \approx 30$ К, ниже которого начинается «вымораживание» донорной примеси (уровень Ферми пересекает уровень донорной примеси, $E_d = 0,006$ эВ [2]) и нарушается использованное в расчётах условие постоянной концентрации ионизированной примеси N_D .

Из приведённых данных следует, что уже при минимальных значениях толщины промежуточного слоя $\delta_i = 6 \cdot 10^{-8}$ см ($\chi = 1$ эВ, $m_i = m_0$ [19]), когда, согласно известным данным [1, 15], экспериментальная ВАХ контакта металл—полупроводник с барьером Шоттки очень слабо реагирует на его наличие, наблюдается значительное увеличение эффективной (φ_{bI}^*) и измеряемой (φ_{bm}) высот барьера и рост их с повышением температуры. Поскольку экспериментально такие эффекты в достаточно совершенных контактах

($n < 1,1$ при комнатной температуре) не наблюдаются [1], мы полагаем, что коэффициент прозрачности промежуточного слоя в таких контактах примерно равен 1 и, следовательно, $\varphi_{bI}^* \approx \varphi_{bI}$. Это значит, что влияние промежуточного слоя на параметры ВАХ (показатель идеальности и измеряемую высоту барьера) осуществляется только через перераспределение напряжения на контакте (см. (17)). Ещё одним фактором влияния являются поверхностные электронные состояния.

Относительно слабая (в сравнении с расчётом, см. рис. 2) чувствительность ВАХ реальных КМП к толщине промежуточного слоя (по крайней мере, до толщин порядка 10^{-7} см [15]) может

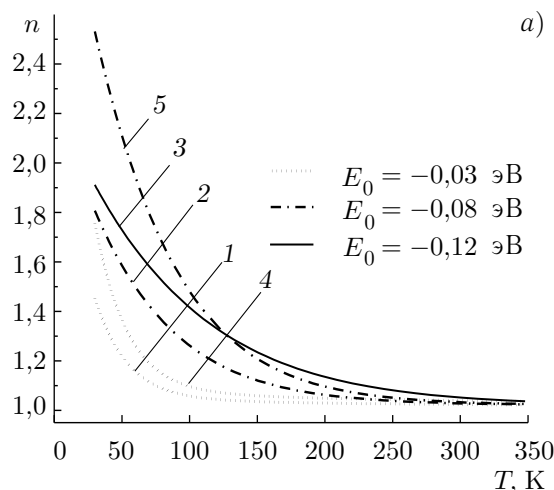


Рис. 3а. Характерные температурные зависимости показателя идеальности ВАХ при $\delta_\epsilon = 6 \cdot 10^{-8}$ см, $N_s^0 = 10^{13}$ см $^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ (кривые 1–3), $\delta_\epsilon = 10^{-7}$ см, $N_s^0 = 10^{13}$ см $^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ (кривая 4), $\delta_\epsilon = 6 \cdot 10^{-8}$ см, $N_s^0 = 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ (кривая 5) и прямом токе $I = 10^{-5}$ А

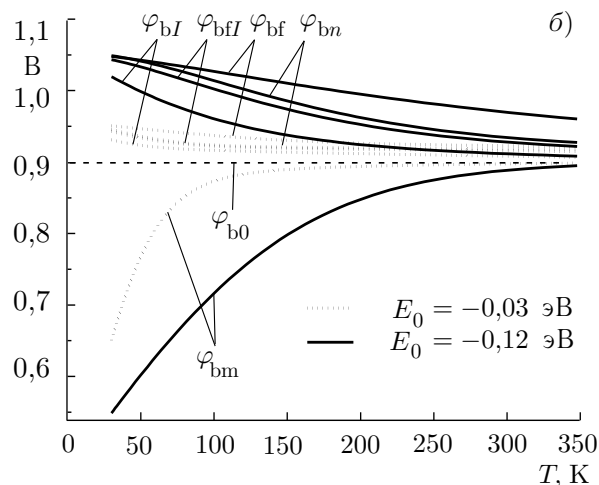


Рис. 3б. Температурные зависимости высот барьеров (в вольтах) при $\delta_\epsilon = 6 \cdot 10^{-8}$ см, $N_s^0 = 10^{13}$ см $^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ и $I = 10^{-5}$ А

иметь несколько объяснений [1]: наличие пор в диэлектрике, уменьшение высоты и ширины барьера промежуточного слоя из-за эффекта сил изображения (см. рис. 1а) и увеличение тока через контакт за счёт дополнительного переноса зарядов через поверхностные состояния. Значительный вклад в расхождение расчёта и эксперимента может внести и неопределённость эффективной массы m_i в сверхтонком диэлектрике, которая обычно принималась в расчётах равной массе свободного электрона [19].

Мы полагаем, что подходящим объяснением может быть сужение и уменьшение высоты барьера промежуточного слоя из-за неучитываемого в расчёте эффекта сил изображения (хотя нужно заметить, что форма барьера в рассматриваемом контакте согласно известным представлениям [1] может быть более сложной, чем на рис. 1а), причём такое, что для электронов зоны проводимости, пролетающих над барьером, $\tau \approx 1$. Вместе с тем можно предположить (в соответствии с [1]), что одновременно существуют поверхностные электронные состояния, находящиеся в равновесии с металлом (закрепляющие положение уровня Ферми) и с полупроводником (объясняющие рост показателя идеальности с понижением температуры). Последние, в частности, могут представлять собой часть поверхностных электронных состояний наиболее «углублённых» в полупроводник и связанных, например, с поверхностными и приповерхностными нарушениями структуры полупроводника. Это в целом соответствует представлениям о природе таких состояний [17, 18].

С учётом сказанного и известных литературных данных (см., прежде всего, [1]) параметры промежуточного слоя в расчётах варьировались в следующих пределах: относительная диэлектрическая проницаемость промежуточного слоя $\epsilon_{i0} = 1 \div 5$, его приведённая толщина $\delta_\epsilon = \delta_i / \epsilon_{i0} = 5 \cdot 10^{-8} \div 2 \cdot 10^{-7}$ см, эффективная масса электрона $m_i = m_0$. Сочетания этих значений, а также параметры N_s^0 и E_0 распределения поверхностных электронных состояний выбирались исходя из известных данных для контактов металл–полупроводник на основе GaAs и Si [1, 2] и, главным образом, из качественного соответствия расчётных данных широко известным экспериментальным значениям показателя идеальности ВАХ, измеряемой высоты барьера и их температурной зависимости для диодов с барьером Шоттки на основе GaAs и Si (см., например, [5]).

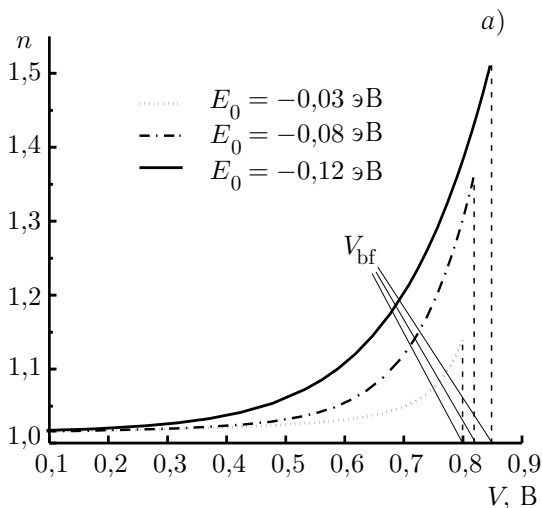


Рис. 4а. Зависимости показателя идеальности ВАХ от смещения при $\delta_\varepsilon = 6 \cdot 10^{-8}$ см, $N_s^0 = 10^{13}$ см $^{-2}$ · эВ $^{-1}$ и $T = 300$ К

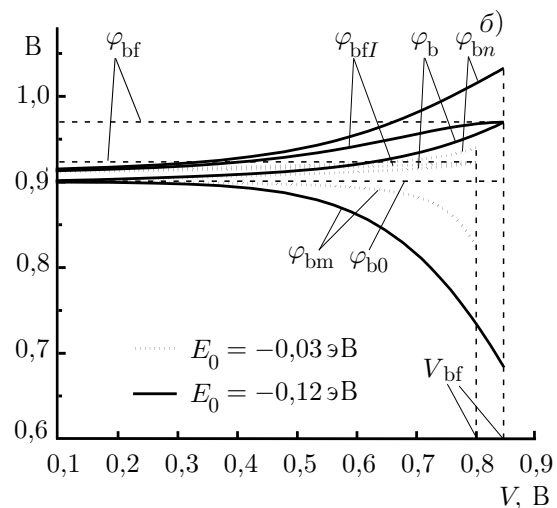


Рис. 4б. Зависимости высот барьеров (в вольтах) от смещения при $\delta_\varepsilon = 6 \cdot 10^{-8}$ см, $N_s^0 = 10^{13}$ см $^{-2}$ · эВ $^{-1}$ и $T = 300$ К

Температурные зависимости рассчитывались при прямом токе $I = 10^{-5}$ А.

Характерные температурные зависимости показателя идеальности ВАХ n , истинной высоты барьера φ_{bI} , измеряемой высоты барьера φ_{bm} , значений φ_{bn} , φ_{bfI} и высоты барьера при плоских зонах представлены на рис. 3. Вывод очевиден: в рамках модели Бардина при значительном варьировании (в очерченных выше рамках) параметров промежуточного слоя и поверхностных электронных состояний наблюдаются характерные для реальных КМП с барьером Шоттки черты низкотемпературной аномалии: рост n с понижением температуры, уменьшение при этом измеряемой высоты барьера φ_{bm} и относительно слабая зависимость от температуры величины $\varphi_{bn} \equiv n\varphi_{bm}$, достаточно близкой к истинной высоте барьера φ_{bI} . Отступление характеристик от идеальных (рост n) увеличивается с ростом плотности поверхностных электронных состояний N_s^0 , постоянной $|E_0|$ и толщины промежуточного слоя. Манипуляцией этих параметров можно добиться широкого разнообразия представленных характеристик (см. рис. 3а), характерного для реальных КМП с барьером Шоттки [5]. Как и следует из расчёта (см. раздел 1), между различными высотами барьеров существует соотношение $\varphi_{bn} > \varphi_{bfI} > \varphi_{bI}$ (см. рис. 3б). В наибольшей степени от истинной высоты барьера отличается высота барьера при плоских зонах φ_{bf} . Наиболее близка к ней рассчитываемая из измеренных значений n и φ_{bm} величина φ_{bfI} . Высоты барьеров и соотношение между ними определяются параметрами промежуточного слоя и поверхностных электронных состояний, которые определяют нелинейные свойства высоты барьера.

Рис. 4 демонстрирует нелинейные свойства истинной высоты барьера $\varphi_b(V)$, приводящие к росту со смещением показателя идеальности n и понижению измеряемой высоты барьера φ_{bm} . Для каждого смещения выполняется то же соотношение между высотами барьера (см. выше): $\varphi_{bn} > \varphi_{bfI} > \varphi_{bI}$. Заметим, что значения φ_{bn} (т.е. n и φ_{bm}) в области малых барьеров (при достаточно больших смещениях) нельзя считать достоверными, поскольку при этом нарушаются условия применимости термоэмиссионной теории для барьера Шоттки и формулы (18) [1, 2]. При смещении плоских зон (значения V_{bf} показаны на рис. 4) φ_{bfI} и φ_b в согласии с (11) совпадают (при этом $I = I_{bf}$) и равны φ_{bf} . Кажется очевидным, что в рамках модели Бардина с высокой плотностью поверхностных электронных состояний, увеличивающейся к дну зоны проводимости, высоты барьера при плоских зонах столь существенно отличаются от истинной высоты барьера при обычных смещениях ($V < V_{bf}$) и столь сильно зависят от параметров промежуточного слоя

и поверхностных электронных состояний, что теряют какой-либо смысл в качестве параметра контакта металл—полупроводник с барьером Шоттки.

В условиях, когда высота барьера при плоских зонах слишком существенно отличается от истинной высоты барьера φ_b , последняя представляется наиболее приемлемой характеристикой контакта металл—полупроводник с барьером Шоттки, несмотря на зависимость от смещения. При комнатной (или близкой к ней) температуре хорошим приближением для неё является высота барьера φ_{b0} при нулевом смещении (см. рис. 3б и 4б), близкая к измеряемой высоте барьера. Действительно, как следует из (5), при $n < 1,1$ и $V < 0,3$ В соотношение $\varphi_b \approx \varphi_{b0} \approx \varphi_{bcm}$ выполняется с точностью около 3 %. Теоретически φ_{b0} может быть оценена также из измерений φ_{bcm} согласно (15):

$$\varphi_{b0} = \frac{\varphi_{bcm}}{n} + \frac{n-1}{n} \left(\varphi_s + \frac{kT}{q} \right). \quad (33)$$

Наконец, при низких температурах при достаточно больших n допустимым приближением для истинной высоты барьера представляются значения φ_{bfI} и φ_{bn} .

Анализируя многообразие зависимостей $n(T)$ (см. рис. 3а), нетрудно представить, что подгонкой параметров контакта вполне возможно получить зависимость типа $n(T) = 1 + T_0/T$, где $T_0 = \text{const}$, получившую название T_0 -эффекта (см. формулу (7)). Однако, как выяснилось, получить хорошее соответствие расчётных зависимостей $n(T)$ T_0 -эффекту довольно трудно. Ситуация с подгонкой существенно упрощается, если использовать две спадающие (резко, с постоянной E_{01} , и плавно, с постоянной E_{02}) ветви поверхностных электронных состояний с относительно высокой (N_{s1}^0) и относительно низкой (N_{s2}^0) концентрацией. Пример такой подгонки показан на рис. 5. Здесь пунктиром показана зависимость $n(T)$ с $T_0 = 30$ К. Как видно, она довольно хорошо совпадает с расчётной кривой $n(T)$ (показана сплошной линией) для указанных на рисунке параметров двух ветвей поверхностных электронных состояний с одним и тем же значением $\delta_\varepsilon = 6 \cdot 10^{-8}$ см. Зависимости высот барьеров от температуры (сплошные линии) при этом подобны приведённым выше. Этот результат подтверждает заключение (см., например, [20]) о том, что T_0 -эффект не носит характер общего закона, а является, скорее, закономерностью, характерной для определённых условий создания определённого типа контактов.

Говоря о том, что причиной низкотемпературной аномалии ВАХ является нелинейная зависимость высоты барьера от смещения, необходимо подчеркнуть, что роль поверхностных электронных состояний (прежде всего, рост их плотности с приближением к дну зоны проводимости) в этом смысле сводится, по существу, к усилению этой нелинейности до такого уровня, при котором получают объяснение характерные особенности поведения КМП (низкотемпературная аномалия): быстрый рост показателя идеальности с понижением температуры и параллельное уменьшение измеряемой высоты барьера.

При однородном распределении поверхностных электронных состояний (или их отсутствии) нелинейность высоты барьера и связанная с ней низкотемпературная аномалия выражены значительно слабее. В этом случае при определённых допущениях для КМП в модели Бардина можно, как известно [14, 20], получить аналитическое приближение для зависимости $n(T)$. Действительно, если предположить, что распределение поверхностных электронных состояний однородно и коэффициент прозрачности промежуточного слоя равен единице, то показатель идеальности ВАХ в случае равновесия поверхностных электронных состояний с полупроводником можно представить в виде (см. (29))

$$n = n_0 + \frac{\delta_i}{\varepsilon_i} \left[\frac{q\varepsilon_s N_D}{2(\varphi_{b0} - \varphi_s - V_b - kT/q)} \right]^{1/2}, \quad (34)$$

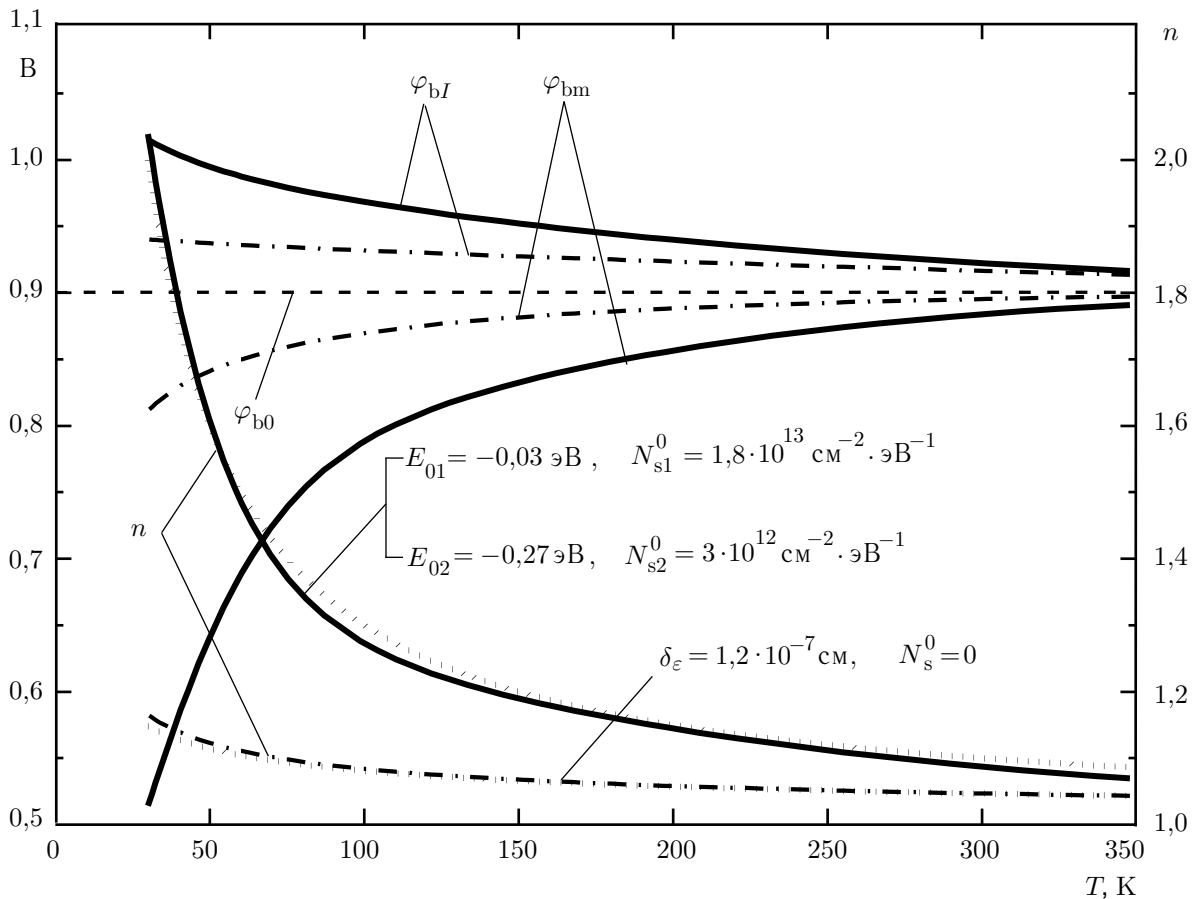


Рис. 5. Зависимости показателя идеальности ВАХ и высот барьеров от температуры при $I = 10^{-5}$ А

где $n_0 = 1 + C_{ss}/C_{\delta i} = \text{const}$. ВАХ (18) с учётом (16) и (17) в этом случае можно преобразовать к виду $I = I_{bf} \exp[-q(\varphi_{b0} - \varphi_s - V_b)/(kT)]$. Используя это выражение, получим

$$n(T) \approx n_0 + a_1 \left(\frac{kT}{q} \right)^{-1/2} \left[\ln \left(\frac{I_{bf}}{I} \right) - 1 \right]^{-1/2}, \quad (35)$$

где $a_1 = (\delta_i/\varepsilon_i)(q\varepsilon_s N_D/2)^{1/2}$ — постоянная, n_0 не зависит от температуры для однородного распределения поверхностных электронных состояний. Пренебрегая температурной зависимостью величины $\ln I_{bf}$ и учитывая условие постоянства тока при измерениях, n при произвольной температуре можно выразить через параметр идеальности ВАХ n_k при комнатной температуре T_k :

$$n(T) \approx n_0 + \frac{T_0}{T^{1/2}}, \quad (36)$$

где $T_0 = (n_k - n_0)T_k^{1/2}$. Кривая этого типа с $T_0 = 0,81 \text{ K}^{1/2}$, рассчитанная по формуле (36), представлена на рис. 5 (пунктир) наряду с точно рассчитанной зависимостью $n(T)$ (а также с зависимостями $\varphi_{bm}(T)$ и $\varphi_{bI}(T)$) для $\delta_\varepsilon = 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ см}$ и $N_s^0 = 0$ (штрих-пунктирные кривые). Совпадение зависимостей для n можно признать хорошим. Оно может быть ещё лучшим, если использовать подгоночное значение $T_0 = 0,83 \text{ K}^{1/2}$. Как видим, при отсутствии поверхностных электронных состояний или при их однородном распределении в силу слабой нелинейности зависимости $\varphi_b(V)$ (см. рис. 5) низкотемпературная аномалия (зависимости $n(T)$ и $\varphi_{bm}(T)$) выражена значительно слабее.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наиболее важным результатом работы является подтверждение теоретических расчётов, объясняющих низкотемпературную аномалию в контакте металл—полупроводник с барьером Шоттки нелинейной зависимостью высоты барьера от смещения. В рамках модели реального контакта (модели Бардина) эта нелинейность обеспечивается главным образом характером распределения поверхностных электронных состояний, находящихся в равновесии с полупроводником: достаточно быстрым ростом их плотности при приближении к дну зоны проводимости. Из анализа следует, что ВАХ вида

$$I = AR^*T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_{bm}}{nkT}\right) \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (37)$$

с достаточно высокой точностью соответствует ВАХ реального КМП с барьером Шоттки в широком диапазоне температур в отличие от широко принятой ВАХ вида [1, 2]

$$I = AR^*T^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right), \quad (38)$$

которая не учитывает нелинейной зависимости высоты барьера от смещения и поэтому приводит к нереальным значениям высоты барьера в области низких температур. Отметим, что выражение типа (37) неоднократно использовалось экспериментаторами (см., например, [3, 20, 21]), но теоретическое обоснование получило впервые.

Известный T_0 -эффект также вполне объясняется в рамках проведённого расчёта. Очевидно, что этот эффект является не строгим законом, а приближением, которое может быть хорошим при определённых параметрах КМП и неудовлетворительным — при других.

В рамках рассмотренной модели реального КМП с барьером Шоттки показано, что высота барьера при плоских зонах в том варианте (не учитывающем нелинейность высоты барьера), как она используется в известных работах ($\varphi_{bf} = n\varphi_{b0} - (n-1)\varphi_s$), не соответствует своему названию. Практически, она в большей степени соответствует истинной (реальной) высоте барьера. То же относится и к высоте барьера φ_{bcm} , определяемой известным методом из вольт-фарадной характеристики. Использование высоты барьера при плоских зонах в качестве параметра КМП с барьером Шоттки в этом случае нецелесообразно, поскольку она очень сильно зависит от параметров (модели) контакта.

Необходимо отметить и проблемы, связанные с использованием самой модели Бардина. Наличие поверхностных электронных состояний, находящихся в равновесии с полупроводником, которое необходимо для объяснения низкотемпературной аномалии, противоречит требованию высокой прозрачности промежуточного слоя, на которую указывают известные экспериментальные данные и при которой более вероятно равновесие поверхностных электронных состояний с металлом. Разрешение этого противоречия возможно в предположении наличия состояний, находящихся в равновесии и с металлом, и с полупроводником. Последнее возможно для «углублённых» в полупроводник состояний, связанных, вероятно, с нарушением структуры его поверхности и приповерхностной области. Высокая же прозрачность промежуточного слоя может быть следствием особенностей структуры сверхтонких слоёв и влияния сил изображения на высоту их барьера.

Важный практический вывод работы заключается в том, что рост показателя идеальности ВАХ с понижением температуры, характерный в той или иной степени практически для всех реальных КМП с барьером Шоттки, не может быть показателем какого-либо определённого механизма токопрохождения, на что можно найти указания во многих экспериментальных исследова-

дованиях. Практически, он свидетельствует лишь о нелинейной зависимости высоты барьера от смещения, причины которой в общем случае могут быть различными.

Наконец, следует сказать, что представленное объяснение свойств реальных контактов металл—полупроводник с барьером Шоттки (в частности, низкотемпературной аномалии) в рамках модели Бардина не является единственно возможным. Такими свойствами при определённых условиях могут обладать и неоднородные контакты, которые заслуживают специального исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rhoderick E. H., Williams R. H. Metal-Semiconductor contacts: 2nd ed. Oxford: Clarendon, 1988.
2. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов / Пер. с англ. под ред. Р. А. Суриса. М.: Мир, 1984.
3. Padovani F. A., Sumner G. G. // J. Appl. Phys. 1965. V. 38, № 12. P. 3744.
4. Божков В. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 5. С. 416.
5. Bozhkov V. G., Kuzyakov D. Ju. // J. Appl. Phys. 2002. V. 92, No. 8, P. 4502.
6. Werner J. H., Guttler H. H. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69, No. 3. P. 1522.
7. Бехштедт Ф., Эндерлайн Р. Поверхности и границы раздела полупроводников: Пер. с англ. М.: Мир, 1990.
8. Monch W. // J. Vac. Sci. Technol. B. 1996. V. 14, No. 4. P. 2985.
9. Drummond T. J. // Phys. Rev. B. 1999. V. 59, No. 12. P. 8182.
10. Wagner L. F., Jong R. W., Sugerman A. // IEEE Electron Dev. Lett. 1983. V. 4, No. 9. P. 320.
11. Werner J. H., Guttler H. H. // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. P. 1315.
12. Broom R. F., Meier H. P., Walter W. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60, No. 5. P. 1832.
13. Chin V. W. L., Green M. A., Storey J. W. V. // J. Appl. Phys. 1990. V. 68, No. 7. P. 3470.
14. Стриха В. И. Теоретические основы работы контакта металл—полупроводник. Киев: Наукова думка, 1974.
15. Card H. C., Rhoderick E. H. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1971. V. 4. P. 1589.
16. Егудин А. Б., Чкалова О. В., Фомина Н. В. // Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. 1974. Вып. 9. С. 50.
17. Spicer W. E., Chye P. W., Skeath P. R., Su C. Y., Lindau I. // J. Vac. Sci. Technol. 1979. V. 16, No. 5. P. 1422.
18. Spicer W. E., Eglash S., Lindau I., Su C. Y., Skeath P. R. // Thin Solid Films. 1982. V. 89. P. 447.
19. Card H. C. // Solid-St. Electron. 1975. V. 18, No. 10. P. 881.
20. Hackam R., Harrop P. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1972. V. 19, No. 12. P. 1231.
21. Гольдберг Ю. А., Поссе Е. А., Царенков Б. В. // Физика и техника полупроводников. 1971. Т. 5, вып. 3. С. 468.

¹ ОАО «НИИПП», г. Томск;

² Томский госуниверситет, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию
29 августа 2003 г.

**ANALYSIS OF THE ACTUAL SCHOTTKY-BARRIER CONTACT MODEL
IN A WIDE TEMPERATURE AND BIAS-VOLTAGE RANGE***V. G. Bozhkov and S. E. Zaitzev*

We numerically study the model of an actual metal–semiconductor Schottky-barrier contact with an interfacial layer and surface states (the Bardeen model). Our study is based on the previously developed view that the anomalies of characteristics of such a contact is a consequence of the nonlinear dependence of the barrier height on the bias voltage. It is shown that on this basis it is possible to explain in a natural way the so-called “low-temperature anomaly” (i.e., an increase in the ideality factor of the current–voltage characteristic and a decrease in the measured barrier height with decreasing temperature) in metal–semiconductor Schottky-barrier contacts and the relationship between different barrier heights characterizing a contact, namely, between the actual barrier height, which is measured from a saturation current, the flat-band barrier height, and the barrier height measured from a $C - V$ characteristic.

УДК 541.183

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАУССОВОСТИ И СТАЦИОНАРНОСТИ ШУМА ГАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПЛЁНОК SnO_2

Р. Б. Угрюмов, А. В. Шапошник, В. С. Воищев

Хемосорбционные процессы оказывают глубокое воздействие на поверхностные состояния полупроводниковых плёнок. Предполагается, что они также должны оказать влияние на генерируемый полупроводниковой структурой электрический токовый шум. Исследовалась стационарность и гауссовость флуктуаций сопротивления полупроводниковых газовых сенсоров. Показана зависимость гауссовости и стационарности шума от температуры и состава газовой фазы. На основании этого сделан вывод о принципиальной возможности повышения селективности газовых сенсоров путём совместного измерения их сенсорных и шумовых характеристик.

ВВЕДЕНИЕ

На поверхности полупроводника существует высокая плотность поверхностных состояний, которые являются как активными центрами хемосорбции, так и центрами захвата носителей заряда. Если размер зерна поликристаллической плёнки соизмерим с длиной экранирования Дебая (а такой случай, как правило, реализуется в газочувствительных полупроводниковых структурах), то заряд поверхностных состояний существенным образом определяет электрофизические характеристики всего объёма полупроводника [1, 2]. Хемосорбция активных газов приводит к значительной перестройке системы электронных энергетических уровней поверхностных состояний. В частности, это выражается в изменении таких электрофизических параметров полупроводника, как электропроводность и работа выхода. В ряде работ [3, 4] было обнаружено, что хемосорбция влияет также на характер генерируемого полупроводником электрического токового шума. Это влияние проявляется в изменении мощности шума и его спектрального состава. Зачастую тренды спектральной плотности мощности шума, имеющие в среде нейтральных газов «классический» $1/f$ -вид (кривая 1, рис. 1), в среде активных газов проявляли значительное отклонение от $1/f$ -вида. Хемосорбция кислорода воздуха способствует росту мощности шума в низкочастотной области (кривая 2, рис. 1). При появлении в воздушной атмосфере активных газов на трендах спектральной плотности мощности шума видны резонансные составляющие (кривые 3 и 4, рис. 1). Причиной появления резонансов может быть некий автоколебательный процесс, весьма вероятный в экзотермических гетерогенных химических реакциях.

В силу особенностей технологии изготовления газочувствительные плёнки SnO_2 обладают развитой сильно дефектной поликристаллической структурой, что определяет их высокую газовую чувствительность [5]. Дефекты, захватывая и освобождая носители заряда, оказывают случайное модулирующее воздействие на их концентрацию и/или подвижность, играя тем самым роль шумовых центров. В том случае, если в образце существует большое количество некоррелированных шумовых центров, общее число которых не меняется во времени, то создаваемый ими шум является стационарным и гауссовым [6]. В настоящей работе было обнаружено, что хемосорбция активных газов изменяет статистические характеристики шума, т. е. оценка гауссовости и стационарности шума зависит не только от самого материала исследуемого образца, но и от температуры и состава газовой фазы.

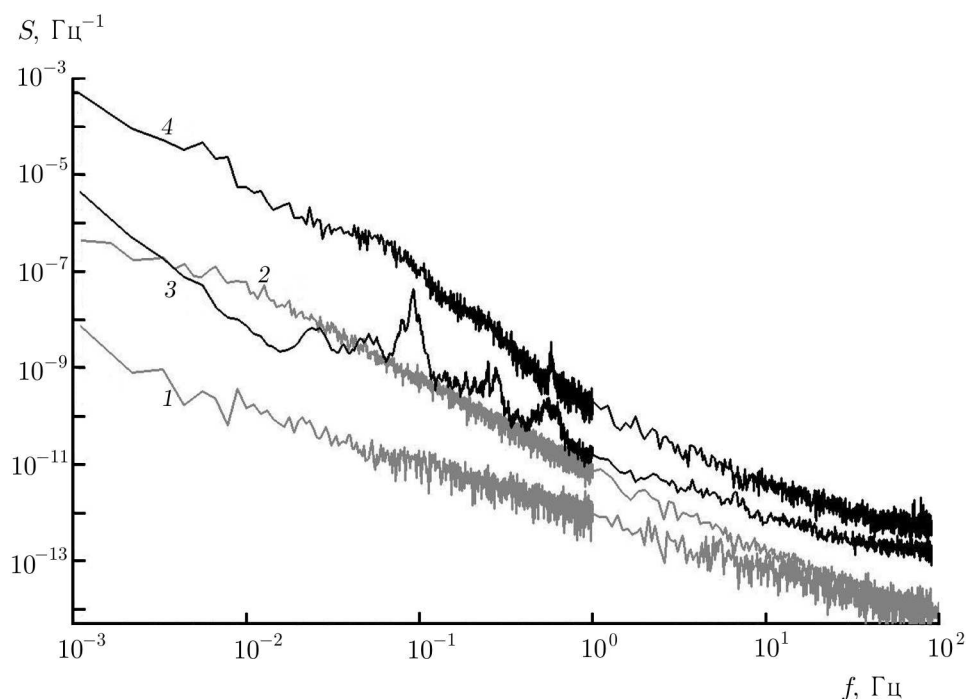


Рис. 1. Относительная спектральная плотность мощности шума сенсора на основе $\text{SnO}_2\text{—Pt}(2,5\%)\text{—Pd}(2,5\%)$ в различных газовых средах при температуре 280°C : 1 — в аргоне, 2 — в воздухе, 3 — в смеси воздуха и водорода (0,4 %), 4 — в смеси воздуха и паров этилового спирта (0,65 %)

1. МЕТОДИКА

Для исследования гауссовости и стационарности шума используется метод, основанный на измерении интенсивности шума на выходе полосового фильтра [7, 8]. Предполагается гипотеза о том, что шум гауссов и стационарен. Тогда теоретическая относительная погрешность измерения мощности шума определяется соотношением $E_t^2 = 1/(t \Delta f_x)$, где Δf_x — эффективная ширина спектра фильтрованного шума, t — время наблюдения. При измерении оценивается экспериментальная погрешность $E_e = s/(p \sqrt{N})$, где s — дисперсия интенсивности шума, p — средняя мощность шума, N — число некоррелированных отсчётов интенсивности. Вычисляется полуширина ΔE доверительного интервала для вероятности 95 %, которая равна удвоенной относительной погрешности E_t . В случае $|E_e/E_t - 1| \leq \Delta E$ будем считать, что входной шум гауссов и стационарен. В противном случае хотя бы одно условие не выполняется, т. е. нарушена стационарность или/и гауссовость шума.

В эксперименте измерялись 24 шумовые записи длиной 163 840 точек при частоте дискретизации 585 Гц. Из шумовой записи последовательно вырезались участки длиной 2048 точек, которые подвергались быстрому преобразованию Фурье. Выбирались спектральные компоненты в выбранной полосе частот шириной Δf . Сумма этих компонент давала единичный отсчёт мощности шума. Таким образом, обработав всю запись, мы получали 80 отсчётов интенсивности, на основании которых находилась дисперсия и среднее значение мощности шума. Процедура повторялась для разных значений Δf . В заключение определялась оценка относительной погрешности и доверительный интервал в рамках гипотезы о том, что шум гауссов и стационарен.

В качестве образца для исследования применялись полупроводниковые газовые сенсоры с газочувствительными слоями на основе оксида олова (SnO_2), легированного палладием (Pd, 2,5 %) и платиной (Pt, 2,5 %) [5]. В качестве подложек для формирования газочувствительных слоёв использовались пластинки Al_2O_3 (размера $4 \times 4 \times 0,5$ мм) с нанесёнными на них платиновыми электродами. Порошки для формирования газочувствительных слоёв получали методом осаждения из водных растворов сульфата олова. После отмывки и прокаливании порошки модифицировались введением мелкодисперсного металлического палладия (до 2,5 %) и смешивались со стабилизаторами (органическая связка на основе терпениола и этилцеллюлозы). Полученная паста наносилась на подложку методом трафаретной печати и вжигалась при температуре 750°C в течение 15 мин. В заключение проводилась модификация поверхности нанесением на неё платины (до 2,5 %) методом пропитки из водного раствора. Для тестовых целей по вышеописанной методике была изготовлена партия образцов, в которые не вносились легирующие добавки (Pt и Pd).

Для проведения экспериментов был изготовлен специальный автоматизированный лабораторный комплекс, позволяющий исследовать как сенсорные, так и шумовые характеристики газочувствительных слоёв в различных газовых смесях [9]. Измерение шума проводилось при температурах от 20 до 400°C в частотном интервале $1 \div 200$ Гц. В исследуемом частотном диапазоне спектральный состав всех образцов шума имел вид $1/f$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 представлена зависимость оценки относительной погрешности $\xi = E_e/E_t - 1$ стационарности и гауссовости шума нелегированного образца при разных температурах и различной ширине пропускания фильтра при времени наблюдения 84 секунды. Центр полосы пропускания фильтра 146 Гц. На рисунке двумя симметричными относительно нуля линиями показан доверительный интервал, куда должна попасть оценка для гауссового стационарного шума. Тестовый шумовой сигнал, сгенерированный программой MathCad (версия 8.0) с требуемой достоверностью попадает в рамки доверительного интервала. Из представленных данных видно, что при комнатной температуре шум нелегированного образца гауссов и стационарен. Некое отклонение от гауссовости и стационарности заметно при увеличении полосы пропускания свыше 55 Гц. При росте температуры отклонение от гауссовости и стационарности становится более заметно. При 400°C оценка ξ находится вне доверительного интервала по всей ширине пропускания фильтра. Зависимости оценки ξ нелегированного образца от состава газовой фазы замечено не было.

Легированные образцы показали существенное отклонение шума от гауссовости и/или стационарности. Оценка ξ для легированных образцов находилась вне доверительного интервала во всех режимах шумовых измерений. Наличие активных газов существенно повышало оценку ξ , наблюдался её монотонный рост с ростом концентрации активного газа. Так, в частности, на рис. 3 приведена оценка ξ при температуре образца 280°C при разной концентрации паров спирта. Аналогичные кривые были сняты для газовых смесей воздух—водород и воздух—окись углерода.

Одновременно в исследуемых газовых смесях был измерен сенсорный отклик G газочувствительных структур, определяемый как $G = (S - S_0)/S_0$, где S_0 и S — проводимость образца в воздушной атмосфере и в исследуемой газовой смеси соответственно (рис. 4).

Совокупность данных по исследованию резистивных свойств сенсора (рис. 4) и статистических характеристик его шума (рис. 3) позволяет получить зависимость оценки ξ гауссовости и стационарности шума от отклика сенсора G . На рис. 5 приведена зависимость $\xi(G)$ при ширине полосы пропускания фильтра 50 Гц и времени наблюдения 84 секунды. Эта зависимость предоставляет

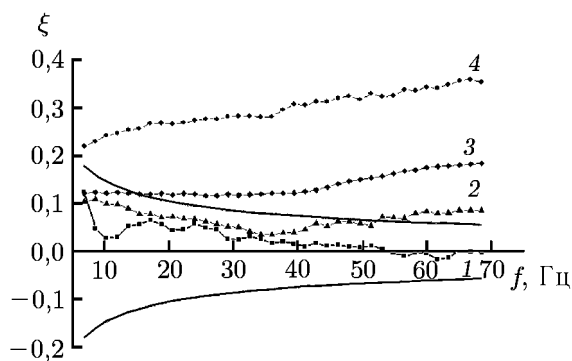


Рис. 2. Оценка гауссовости и стационарности мощности шума нелегированного образца при разных температурах: кривая 1 — тестовый шумовой сигнал, 2 — сигнал при 25 °C, 3 — при 200 °C, 4 — при 400 °C

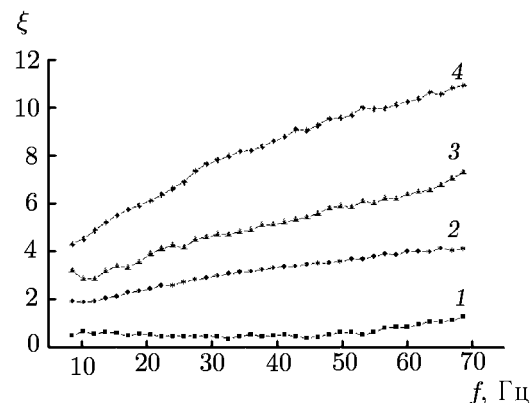


Рис. 3. Оценка гауссовости и стационарности мощности шума легированного образца при температуре 280 °C разной концентрации паров спирта: кривая 1 соответствует чистому воздуху, 2 — содержанию паров спирта 0,16 %, 3 — 0,65 %, 4 — 5,26 %

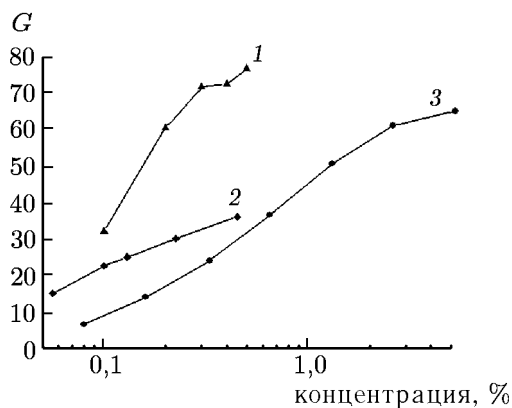


Рис. 4. Зависимость отклика сенсора от концентрации активных газов при температуре 280 °C: кривая 1 построена для водорода, 2 — для окиси углерода, 3 — для паров спирта

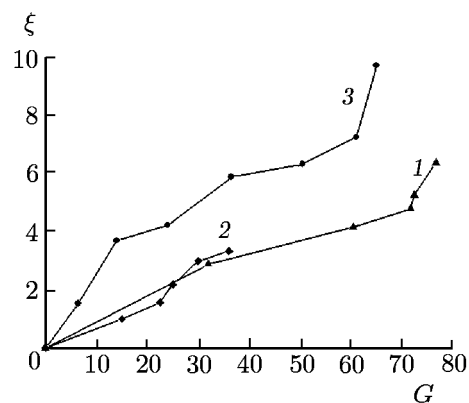


Рис. 5. Зависимость оценки гауссовости и стационарности шума от отклика сенсора при температуре 280 °C: кривая 1 соответствует смеси воздуха и водорода, 2 — воздуха и окиси углерода, 3 — воздуха и паров спирта

принципиальную возможность для определения качественного состава газовой смеси.

Определение качественного (рис. 5) и количественного (рис. 4) состава газовой смеси при совместном исследовании резистивных и шумовых характеристик полупроводниковых сенсоров позволяет повысить их селективность и расширить тем самым область их применения. Исследование гауссовости и стационарности шума поликристаллических плёнок SnO_2 может стать инструментом для выявления возможных механизмов генерации низкочастотного токового шума.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волькенштейн Ф. Ф. Электронные процессы на поверхности полупроводников при хемосорбции. М.: Наука, 1987. 432 с.

2. Мясников И. А., Сухарев В. Я., Куприянов Л. Ю., Завьялов С. А. Полупроводниковые сенсоры в физико-химических исследованиях. М.: Наука, 1991. 327 с.
3. Мирошникова И. Б., Гуляев А. М., Варлашов И. Б. и др. // Матер. докл. международного научно-технического семинара «Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах». М.: МНТРЭС, 1997. С. 177.
4. Угрюмов Р. Б., Шапошник А. В., Воищев В. С. и др. // Матер. докл. международного научно-технического семинара «Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах». М.: МНТРЭС, 2002. С. 245.
5. Малышев В. В., Писляков А. В. // Сенсор. 2001. № 1. С. 2.
6. Букингем М. Шумы в электронных приборах и системах / Пер. с англ. Ред. В. Н. Губенкова. М.: Мир, 1986. С. 148.
7. Якимов А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40, № 9. С. 1155.
8. Ферранте Г., Якимов А. В., Медведев С. Ю. и др. // Матер. докл. международного научно-технического семинара «Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах». М.: МНТРЭС им. А. С. Попова, 1999. С. 177.
9. Угрюмов Р. Б., Шапошник А. В., Воищев В. С. // Измерительная техника. 2004. № 7. С. 41.

Воронежский государственный аграрный
университет им. К. Д. Глинки, г. Воронеж, Россия

Поступила в редакцию
12 октября 2003 г.

A STUDY OF GAUSSIANTY AND STATIONARITY OF NOISE IN GAS-SENSITIVE SnO_2 FILMS

R. B. Ugryumov, A. V. Shaposhnik, and V. S. Voishchev

Chemisorption processes significantly influence the surface states of semiconductor films. It is assumed that these processes should also influence electric-current noise generated by the semiconductor structure. We study stationarity and Gaussianity of the resistance fluctuations of semiconductor gas sensors. It is shown that Gaussianity and stationarity of noise depend on the gas-phase composition and temperature. On this basis, we conclude that it is in principle possible to improve the selectivity of gas sensors by jointly measuring their sensor and noise characteristics.

УДК 535.41:621.396

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННОГО ФУНКЦИОНАЛА ПРИ ТОЧЕЧНОМ ИЗМЕРЕНИИ ДАННЫХ

А. С. Мазманишвили¹, В. А. Пуляев²

Рассмотрен корреляционный функционал, определённый на комплекснозначном нормальном марковском процессе. Получены аналитические выражения, описывающие статистические свойства такого функционала. Для плотности распределения вероятностей случайных значений корреляционного функционала приведены графические примеры.

1. Решение практических задач радиофизики основывается, в частности, на закономерностях математической статистики. Так, распространённый способ получения информации о состоянии ионосферы состоит в регистрации корреляционной функции некогерентного рассеяния СВЧ излучения и последующем оценивании температур ионной и электронной компонент ионосферной плазмы [1, 2]. Информационным параметром при таком подходе служит оценка аддитивного функционала корреляционной (автокорреляционной) функции. В силу случайности получаемых в экспериментах наборов элементов последовательностей (отсчётов) $\{z_0, z_1, \dots, z_N\}$ случайными оказываются и искомые оценки автокорреляционной функции. Это, в свою очередь, обуславливает статистический разброс оцениваемых ионной и электронной температур ионосферы. Построение алгоритмов статистического оценивания предполагает известную информацию о законе распределения оцениваемого параметра или связанной с ним величины.

Ниже будет рассмотрен аддитивный автокорреляционный функционал следующего вида:

$$K_\tau = \frac{1}{2N} \sum_{n=1}^N (z_n^* z_{n+\tau} + z_n z_{n+\tau}^*), \quad (1)$$

где $\{z_1, z_2, \dots, z_{2N}\}$ — выборка объёма $2N$, извлечённая из генеральной совокупности отсчётов нормального комплекснозначного марковского процесса $z(t)$, τ — индекс дискретного шага задержки, $\tau = 0, 1, \dots, N$, звёздочка обозначает комплексное сопряжение.

Функционалу (1) можно поставить в соответствие следующий интегральный аналог, определённый на непрерывной реализации $z(t)$ нормального марковского процесса:

$$K_\tau = \frac{1}{2T} \int_0^T [z^*(t)z(t+\tau) + z(t)z^*(t+\tau)] dt, \quad (2)$$

где T — временной интервал наблюдения, τ — временной интервал задержки.

В силу статистической связи между значениями нормального марковского процесса $z(t)$ распределение корреляционного функционала K_τ будет иметь существенно различный вид в зависимости от N (или T), τ и параметров нормального марковского процесса. В этой связи возникает вопрос о степени влияния корреляции данных на закон распределения вероятностей случайных значений рассматриваемого функционала K_τ (прямая задача).

Цель настоящей работы состоит, таким образом, в статистическом описании вероятностных свойств корреляционного функционала и в изучении степени влияния коррелированности отсчётов на распределение функционала (1) или (2), при этом в дальнейшем в качестве источника

отсчётов будет использована именно коррелированная последовательность, извлечённая из нормального марковского процесса.

Рассмотрение будет проведено при следующем допущении: используемые ниже наборы отсчётов $\{z_0, z_1, \dots, z_{2N}\}$ представляют собой совокупность сечений объёмом $2N$, взятых с постоянным временным шагом $\Delta = T/N$ из реализации комплекснозначного нормального марковского процесса Орнштейна—Уленбека (КОУ-процесса) $z(t)$ со средним $\langle z(t) \rangle = 0$, интенсивностью $\langle |z(t)|^2 \rangle = \sigma$ и декрементом ν [3, 4].

Здесь и далее угловые скобки обозначают операцию нахождения математического ожидания относительно рассматриваемых случайных величин.

2. Теорема 1. В принятых предположениях аддитивный функционал

$$K_0 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |z_n|^2 \quad (3)$$

имеет равновесную производящую функцию с параметром λ

$$Q_0(\lambda) = \langle \exp(-\lambda K_0) \rangle \quad (4)$$

следующего вида:

$$Q_0(\lambda) = \frac{(1 - q^2) R}{(a_+ - q^2)^2 a_+^{N-1} - (a_- - q^2)^2 a_-^{N-1}}, \quad (5)$$

где

$$q = \langle z_n z_{n+1}^* \rangle = \exp(-\nu \Delta), \quad (5a)$$

— коэффициент корреляции соседних отсчётов КОУ-процесса, $n = 0, 1, \dots, N-1$,

$$a_+ = \frac{1}{2} \left[1 + q^2 + \frac{\lambda}{N} \sigma (1 - q^2) + R \right], \quad a_- = \frac{1}{2} \left[1 + q^2 + \frac{\lambda}{N} \sigma (1 - q^2) - R \right], \quad (5b)$$

$$R = \sqrt{\left[1 + q^2 + \frac{\lambda}{N} \sigma (1 - q^2) \right]^2 - 4q^2}. \quad (5b)$$

Доказательство. Для вычисления безусловного среднего (4) используем равновесную ($k = 0$) и переходные ($k = 1, 2, \dots, N$) плотности распределения вероятностей для соответствующих сечений используемого КОУ-процесса:

$$f(z_0) = \frac{1}{\pi \sigma} \exp\left(-\frac{|z_0|^2}{\sigma}\right), \quad (6)$$

$$f(z_k, k\Delta; z_{k+1}, (k+1)\Delta) = \frac{1}{\pi(1-q^2)\sigma} \exp\left(-\frac{|z_{k+1} - qz_k|^2}{(1-q^2)\sigma}\right). \quad (7)$$

Введём $(N+1)$ -компонентные векторы

$$\mathbf{Z} = (z_0, z_1, \dots, z_N), \quad \mathbf{U} = (u_0, u_1, \dots, u_N). \quad (8)$$

В интеграле (4) выполним $(N+1)$ -кратное фурье-преобразование относительно набора комплекснозначных переменных $(u_0, u_1, \dots, u_N)$, что даст в показателе экспоненты линейную комбинацию относительно случайного вектора $\mathbf{Z}$:

$$Q_0(\lambda) = \pi^{-N-1} \int d^{2N+2} \mathbf{U} \left\langle \exp \left[- \sum_{n=0}^N |u_n|^2 + i \sqrt{\frac{\lambda}{N}} \sum_{n=0}^N (u_n z_n^* + u_n^* z_n) \right] \right\rangle, \quad (9)$$

где обобщённый дифференциал имеет вид

$$d^{2N+2}\mathbf{U} = d^2u_0 d^2u_1 \dots d^2u_N, \quad (10)$$

а интегрирование ведётся по набору из $N + 1$ комплексных переменных.

На основании свойства гауссовости вектора $\mathbf{Z}$ из (9) получим

$$Q_0(\lambda) = \pi^{-N-1} \int d^{2N+2}\mathbf{U} \exp \left[- \sum_{n=0}^N |u_n|^2 + \frac{\lambda}{N} \left\langle \left| \sum_{n=0}^N (u_n z_n^* + u_n^* z_n) \right|^2 \right\rangle \right]. \quad (11)$$

Такая статистическая конструкция окажется полезной ниже.

Математическое ожидание (11) имеет гауссов вид, поскольку в нём под экспонентой содержится квадратичное выражение относительно вектора $\mathbf{Z}$, а статистические веса в (6), (7) — нормальные. Поэтому

$$Q_0(\lambda) = \pi^{-N-1} \int d^{2N+2}\mathbf{U} \exp \left[- \sum_{n=0}^N |u_n|^2 + \frac{\lambda\sigma}{N} \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^N u_n u_m^* \exp(-|n-m|\nu\Delta) \right], \quad (12)$$

откуда

$$Q_0(\lambda) = \det(\mathbf{E} + \lambda\mathcal{K})^{-1}, \quad (13)$$

где $\mathbf{E}$ — единичная матрица, $\mathcal{K}$ — корреляционная матрица для случайного вектора $\mathbf{Z}$, $\mathcal{K}_{nm} = \sigma N^{-1} \exp(-|n-m|\nu\Delta)$. Эти матрицы образуют квадратичную форму $\mathbf{U}(\mathbf{E} + \lambda\mathcal{K})\mathbf{U}^T$ показателя экспоненты в (12), где индекс T обозначает операцию транспонирования.

Пусть матрица $\mathbf{A}$ такова, что $\mathbf{A} = \mathbf{E} + \lambda\mathcal{K}$, тогда

$$Q_0(\lambda) = \det(\mathbf{A}^{-1}) = \frac{1}{\det(\mathbf{A})}. \quad (14)$$

Перейдём к нахождению искомого определителя $\det(\mathbf{A})$. Матрица $\mathbf{A}$ квадратичной формы в (4) размера $(N+1) \times (N+1)$ в соответствии с (6), (7) является трёхдиагональной и может быть записана в виде

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \Lambda & -q & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ -q & \Lambda + q^2 & -q & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -q & \Lambda + q^2 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \Lambda + q^2 & -q & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -q & \Lambda + q^2 & -q \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -q & \Lambda \end{pmatrix}, \quad (15a)$$

где

$$\Lambda = 1 + \lambda(1 - q^2)\sigma/N. \quad (15b)$$

Такая структура матрицы $\mathbf{A}$ вытекает из вида корреляционной матрицы $\mathcal{K}$ и диагональности единичной матрицы $\mathbf{E}$.

Для вычисления $\det(\mathbf{A})$ выделим в (15a) центральную блок-матрицу $\mathbf{B}_{N-1}$ размера $(N-1) \times (N-1)$ путём исключения верхней и нижней строк, а также левого и правого столбцов. Получившаяся матрица $\mathbf{B}_{N-1}$ имеет следующие матричные элементы:

$$(\mathbf{B}_{N-1})_{nn} = \Lambda + q^2$$

— диагональные матричные элементы,

$$(\mathbf{B}_{N-1})_{nn+1} = (\mathbf{B}_{N-1})_{n+1n} = -q$$

— наддиагональные и поддиагональные элементы,

$$(\mathbf{B}_{N-1})_{nm} = 0$$

— остальные матричные элементы.

В силу (15а) имеем для искомого определителя матрицы $\mathbf{A}$:

$$\det(\mathbf{A}) = \Lambda \det(\mathbf{B}_{N-1}) - 2q^2 \Lambda \det(\mathbf{B}_{N-2}) + q^2. \quad (16)$$

Из вида матрицы $\mathbf{B}_{N-1}$ вытекает, что она является матрицей Якоби. Воспользуемся для нахождения определителя $\det(\mathbf{B}_{N-1})$ стандартной процедурой [5]:

$$\det(\mathbf{B}_k) = R^{-1} \left(a_+^{k+1} - a_-^{k+1} \right), \quad (17)$$

где $k = 1, \dots, N-1$ и, как и выше в (5), $a_+ = (G+R)/2$, $a_- = (G-R)/2$, $G = 1 + q^2 + \lambda\sigma(1 - q^2)/N$, $R = (G^2 - 4q^2)^{1/2}$.

Нетрудно теперь убедиться в том, что

$$\det(\mathbf{A}) = R^{-1} \left[(a_+ - q^2)^2 a_+^{N-1} - (a_- - q^2)^2 a_-^{N-1} \right]. \quad (18)$$

С учётом условия нормировки $Q_0(0) = 1$ для производящей функции функционала (3) приходим к результату — выражению (5) для $Q_0(\lambda)$.

Опираясь на результат (5), сформулированный для функционала K_0 (3), рассмотрим теперь аддитивный корреляционный функционал K_τ (1). Для этого функционала можно сформулировать следующее утверждение.

3. Теорема 2. Производящая (характеристическая) функция с параметром λ

$$Q_\tau(\lambda) = \langle \exp(-\lambda K_\tau) \rangle \quad (19)$$

случайных значений корреляционного функционала K_τ для заданного интервала задержки $\tau\Delta$ имеет следующий вид ($\tau = 1, 2, \dots, N$):

$$Q_\tau(\lambda) = Q_0(\lambda\beta_+) Q_0(-\lambda\beta_-), \quad (20)$$

где

$$\beta_+ = [1 + \exp(-\nu\tau\Delta)]/2, \quad \beta_- = [1 - \exp(-\nu\tau\Delta)]/2. \quad (21)$$

Доказательство. Для вычисления нового безусловного среднего (19) представим корреляционный функционал K_τ в виде неприводимой квадратичной формы:

$$K_\tau = \frac{1}{4N} \sum_{n=1}^N \left(|z_n + z_{n+\tau}|^2 - |z_n - z_{n+\tau}|^2 \right). \quad (22)$$

Введём два комплекснозначных $(N+1)$ -компонентных вектора:

$$\mathbf{U} = (u_0, u_1, \dots, u_N), \quad \mathbf{V} = (v_0, v_1, \dots, v_N). \quad (23)$$

В интеграле — безусловном среднем (19) — выполним два $(N+1)$ -кратных фурье-преобразования относительно двух наборов комплекснозначных переменных $(u_0, u_1, \dots, u_N)$ и $(v_0, v_1, \dots, v_N)$, что, как и выше, даст в показателе экспоненты следующую линейную комбинацию относительно случайного вектора $\mathbf{Z} = (z_0, z_1, \dots, z_N)$:

$$Q_\tau(\lambda) = \pi^{-2N-2} \int d^{2N+2} \mathbf{U} \int d^{2N+2} \mathbf{V} \left\langle \exp \left[- \sum_{n=0}^N |u_n|^2 - \sum_{n=0}^N |v_n|^2 + W \right] \right\rangle, \quad (24)$$

где

$$W = i \sqrt{\frac{\lambda}{4N}} \sum_{n=0}^N [u_n (z_n^* + z_{n+\tau}^*) + u_n^* (z_n + z_{n+\tau})] + \\ + i \sqrt{\frac{-\lambda}{4N}} \sum_{n=0}^N [v_n (z_n^* - z_{n+\tau}^*) + v_n^* (z_n - z_{n+\tau})], \quad (25)$$

а интегрирование ведётся по двум наборам из $N+1$ комплексных переменных. Случайная величина W является линейным функционалом случайного вектора $\mathbf{Z}$ и в связи с этим также нормальна. Как можно убедиться, случайные величины

$$W_+ = \sqrt{\frac{\lambda}{4N}} \sum_{n=0}^N [u_n (z_n^* + z_{n+\tau}^*) + u_n^* (z_n + z_{n+\tau})], \quad (26a)$$

$$W_- = \sqrt{\frac{-\lambda}{4N}} \sum_{n=0}^N [v_n (z_n^* - z_{n+\tau}^*) + v_n^* (z_n - z_{n+\tau})] \quad (26b)$$

являются взаимно некоррелированными, а поэтому взаимно независимыми, что вытекает из их нормальности. Поскольку $W = iW_+ + iW_-$, математическое ожидание относительно случайной величины W в (24) можно найти, усредняя в нём по-отдельности относительно двух случайных величин W_+ и W_- . Это даёт следующее факторизационное выражение:

$$Q_\tau(\lambda) = \pi^{-N-1} \int d^{2N+2} \mathbf{U} \left\langle \exp \left[- \sum_{n=0}^N |u_n|^2 + iW_+ \right] \right\rangle \times \\ \times \pi^{-N-1} \int d^{2N+2} \mathbf{V} \left\langle \exp \left[- \sum_{n=0}^N |v_n|^2 + iW_- \right] \right\rangle. \quad (27)$$

Из двух случайных величин W_+ и W_- рассмотрим, например, первую. Для неё прямым вычислением получим

$$\langle W_+ \rangle = 0, \quad \langle |W_+|^2 \rangle = \frac{\lambda}{2N} [1 + \exp(-\nu\tau\Delta)] \sum_{n=0}^N |u_n|^2. \quad (28a)$$

Аналогично найдём

$$\langle W_- \rangle = 0, \quad \langle |W_-|^2 \rangle = \frac{\lambda}{2N} [1 - \exp(-\nu\tau\Delta)] \sum_{n=0}^N |v_n|^2, \quad (28b)$$

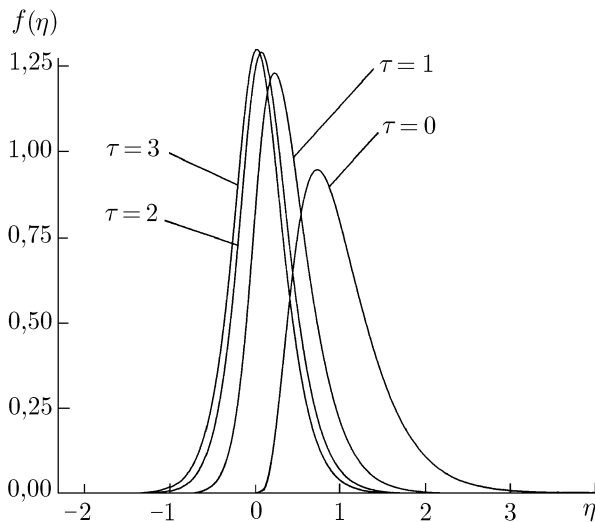


Рис. 1. Плотность распределения $f(\eta)$ корреляционного функционала K_τ интегрального вида ($T = 1$, $\sigma = 1$, $\nu = 1$) для различных значений временного интервала задержки τ

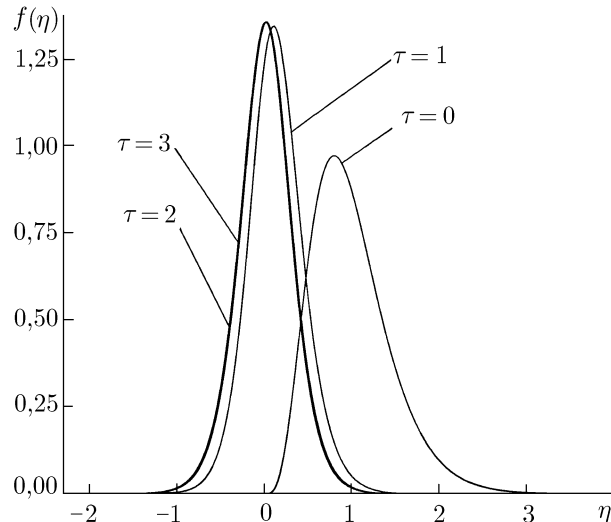


Рис. 2. Плотность распределения $f(\eta)$ корреляционного функционала K_τ интегрального вида ($T = 1$, $\sigma = 1$, $\nu = 2$) для различных значений временного интервала задержки τ ; кривые для $\tau = 2$ и $\tau = 3$ расположены рядом

откуда

$$Q_\tau(\lambda) = \pi^{-N-1} \int d^{2N+2} \mathbf{U} \exp \left(- \sum_{n=0}^N |u_n|^2 + \frac{\lambda \beta_+ \sigma}{N} \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^N u_n u_m^* \exp(-|n-m| \nu \Delta) \right) \times \\ \times \pi^{-N-1} \int d^{2N+2} \mathbf{V} \exp \left(- \sum_{n=0}^N |v_n|^2 - \frac{\lambda \beta_- \sigma}{N} \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^N v_n v_m^* \exp(-|n-m| \nu \Delta) \right). \quad (29)$$

Поэтому интеграл (24) по двум наборам из $N+1$ комплексных переменных сводится к произведению двух интегралов по одному набору из $N+1$ комплексных переменных каждый. Как видно из (12), эти интегралы, в свою очередь, имеют вид $Q_0(\lambda \beta_+)$ или $Q_0(-\lambda \beta_-)$. Отсюда и вытекает утверждение (20) теоремы.

4. Из явного вида результата (20) для производящей (характеристической) функции $Q_\tau(\lambda)$ вытекает, что плотность распределения вероятностей $f_\tau(\eta)$ случайных значений η корреляционного функционала K_τ можно интерпретировать как свёртку двух плотностей распределения вероятностей $f_+(\eta)$ и $f_-(\eta)$, связанных со случайными величинами W_+ и W_- :

$$f_\tau(\eta) = (f_+ * f_-)(\eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_+(\eta') f_-(\eta - \eta') d\eta'. \quad (30)$$

В свою очередь, сами плотности распределения вероятностей $f_+(\eta)$ и $f_-(\eta)$, как и сама плотность $f(\eta)$, определяются как результат обратного преобразования Лапласа по переменной λ (с учётом знака W_-) от соответствующих производящих функций $Q_0(\lambda \beta_+)$ и $Q_0(-\lambda \beta_-)$.

Для выполнения численных расчётов сначала был выбран предельный случай, когда $N \rightarrow \infty$. В этом случае функционал (1) аддитивного вида переходит в его интегральный аналог вида (2), для которого также справедлива факторизационная формула (20). Осуществляя в производящей функции (5) такой предельный переход, получим (см., например, [6])

$$Q_0(\lambda) = \frac{4r\nu \exp(\nu T - rT)}{(r + \nu)^2 - (r - \nu)^2 \exp(-2rT)}, \quad (31)$$

где $r = \sqrt{\nu^2 + 2\lambda\nu\sigma/T}$.

Примеры распределений случайных значений η корреляционного функционала K_τ интегрального вида приведены на рис. 1 и 2. На рис. 1 приведён набор плотностей распределения $f(\eta)$ интегрального корреляционного функционала K_τ для разных временных интервалов задержки τ при небольшом декременте ($\nu = 1$). Отметим, что плотность распределения $f(\eta)$ принимает значения как для положительных, так и для отрицательных значений аргумента η , другими словами, флуктуации корреляционного функционала K_τ могут содержать тенденцию как к положительным корреляциям, так и к отрицательным. Если же шаг задержки $\tau = 0$, то $\beta_+ = 1$ и $\beta_- = 0$, при этом возможные значения корреляционного функционала K_τ всегда положительны. Поскольку

$\langle K_\tau \rangle = \sigma \exp(-\nu\tau)$, то с увеличением временного интервала задержки τ значения η интегрального корреляционного функционала группируются вокруг нуля; при этом зависимость $f(\eta)$ становится всё более симметричной. На рис. 2 приведён набор плотностей распределения $f(\eta)$ интегрального корреляционного функционала K_τ для тех же временных интервалов задержки τ , но при большем декременте ($\nu = 2$). Видно, что с ростом ν график зависимости $f(\eta)$ становится всё более островершинным, при этом для выбранных значений параметров возможны как положительные, так и отрицательные значения корреляционного функционала.

Набор плотностей распределения $f(\eta)$ как функций числа слагаемых N в аддитивном корреляционном функционале (1) приведён на рис. 3. Кривые приведены для шага задержки $\tau = 1$ и декремента $\nu = 1$. Видно, что графики зависимостей, достигая максимума в окрестности значения

$$\langle K_\tau \rangle = \sigma \exp(-\nu\tau\Delta), \quad (32)$$

становятся всё более островершинными, что объясняется относительным уменьшением дисперсии функционала

$$\langle K_\tau^2 \rangle - \langle K_\tau \rangle^2 = \frac{\sigma^2}{N} \exp(-2\nu\tau\Delta) \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \exp(-|n-m|\nu\tau\Delta). \quad (33)$$

Аналогичные зависимости приведены на рис. 4 ($\nu = 2$ и $\tau = 1$) и рис. 5 ($\nu = 1$ и $\tau = 2$). Вид зависимостей для аддитивного корреляционного функционала имеет общие тенденции с зависимостями в случае интегрального корреляционного функционала. Все они указывают на тенденции формирования распределения случайных значений аддитивного корреляционного функционала K_τ .

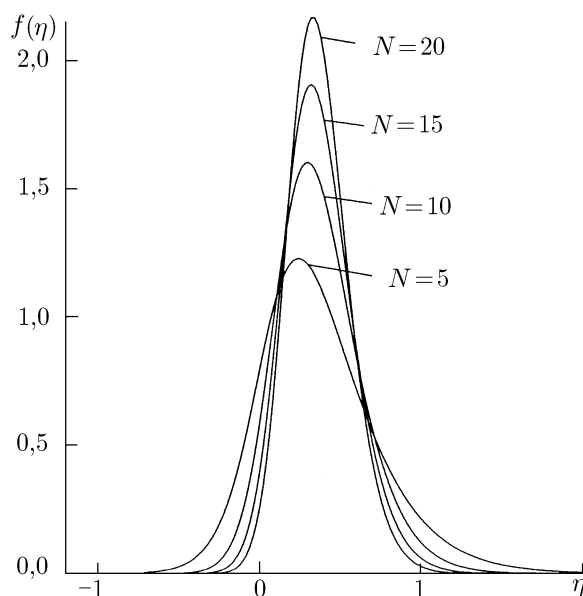


Рис. 3. Плотность распределения $f(\eta)$ корреляционного функционала K_τ аддитивного вида для различных слагаемых N ($\Delta = 1$, $\sigma = 1$, $\nu = 1$, $\tau = 1$)

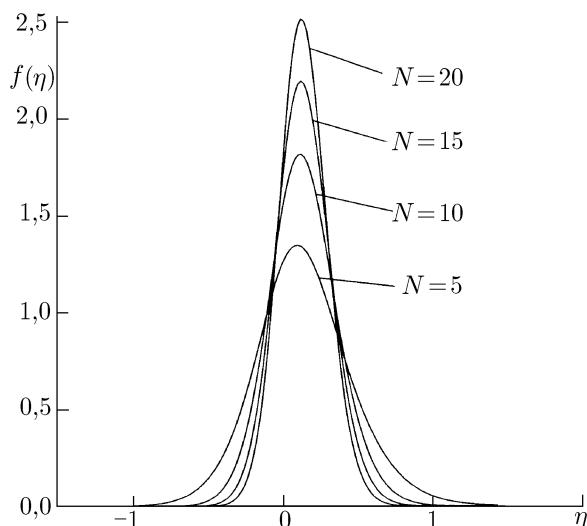


Рис. 4. Плотность распределения $f(\eta)$ корреляционного функционала K_τ аддитивного вида для различного числа слагаемых N ($\Delta = 1$, $\sigma = 1$, $\nu = 2$, $\tau = 1$)

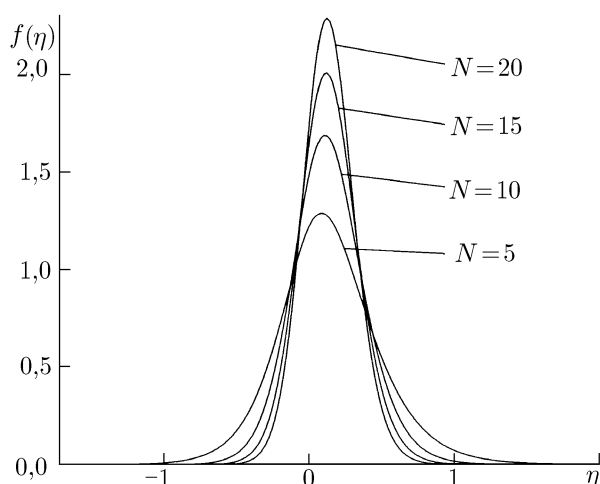


Рис. 5. Плотность распределения $f(\eta)$ корреляционного функционала K_τ аддитивного вида для различного числа слагаемых N ($\Delta = 1$, $\sigma = 1$, $\nu = 1$, $\tau = 2$)

5. Таким образом, найденные аналитические выражения для производящей (характеристической) функции $Q_\tau(\lambda)$ полностью описывают статистические свойства корреляционного функционала K_τ , определённого на стохастическом процессе Орнштейна—Уленбека. Возможно также сужение найденных результатов на случай вещественных случайных переменных или расширение на случай многомерных случайных переменных, в частности, в задачах анализа сигнала некогерентного рассеяния в ионосфере, если представить его многомерным случайным вектором с разной степенью коррелированности его компонент [7, 8]. Задача оценивания коэффициента корреляции при наблюдении за данными вместе с возникающей здесь же задачей о распределении случайной оценки коэффициента корреляции описана в [9]. Полученные в настоящей работе выражения для распределения случайной оценки значения корреляционной функции K_τ могут быть использованы при обработке результатов ионосферных экспериментов различного типа в тех случаях, когда данные опыта оказываются значимо коррелированными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sulzer M. P. // Radio Science. 1993. V. 28, No. 6. P. 995.
2. Holt J. M., Rhoda D. A., Tetenbaum D., van Eyken A. P. // Radio Science. 1992. V. 27, No. 3. P. 435.
3. Тихонов В. И., Миронов М. А. Марковские процессы. М.: Советское радио, 1977.
4. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1979.
5. Воеводин В. В., Кузнецов Ю. А. Матрицы и вычисления. М.: Наука, 1984.
6. Мазманишвили А. С. Континуальное интегрирование как метод решения физических задач. Киев: Наукова думка, 1987.
7. Рогожкин Е. В., Мазманишвили А. С. // Электромагнитные явления. Харьков, 1998. Т. 2, № 3. С. 22.
8. Мазманишвили А. С., Рогожкин Е. В. // Вестник Харьковского государственного политехнического университета. 2000. Вып. 103. С. 67.
9. Крамер Г. Математические методы статистики. М.: Мир, 1975.

¹ Национальный технический университет
«Харьковский политехнический институт», г. Харьков;
² Институт ионосферы НАН и МОН Украины, г. Харьков,
Украина

Поступила в редакцию
14 октября 2003 г.

DISTRIBUTION OF A CORRELATION FUNCTIONAL FOR THE POINT MEASUREMENT OF DATA

A. S. Mazmanishvili and V. A. Pulyayev

We consider a correlation functional determined for the complex-valued normal Markov process and obtain analytical expressions describing the statistical properties of such a functional. We present plots for the probability density of the random values of the correlation functional.