МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Известия высших учебных заведений

РАДИОФИЗИКА

ежемесячный научно-технический журнал

Издаётся с апреля 1958 г.

Том XLVI № 8–9 **Нижний Новгород** **2003**

Содержание

Зинченко И. И. Современная миллиметровая и субмиллиметровая астрономия 641

Пирогов Ю. А. Пассивное радиовидение в миллиметровом диапазоне длин волн 660

Гольцман Г. Н., Лудков Д. Н. Сверхпроводниковые смесители на горячих электронах терагерцового диапазона и их применение в радиоастрономии 671

Кошелец В. П., Шитов С. В., Филиппенко Л. В., Дмитриев П. Н., Ермаков А. Б., Соболев А. С., Торгашин М. Ю. Интегральные сверхпроводниковые приёмники субмиллиметровых волн 687

Божков В. Г. Полупроводниковые детекторы, смесители и умножители частоты терагерцового диапазона 702

Волков А. А., Прохоров А. С. Панорамная диэлектрическая спектроскопия твёрдого тела 732

Андронов А. А., Гордин А. , Зинченко Д. И., Левичев М. Ю., Маругин А. В., Ноздрин Ю. Н., Устинов А. В. Квантовые каскадные лазеры и их применение: состояние и перспективы 742

Мольков Я. И., Мухин Д. Н., Суворов Е. В., Фейгин А. М. Байесов подход к восстановлению вертикального распределения озона по данным радиометрических измерений 752

Соломонов С. В., Кропоткина Е. П., Розанов С. Б. Исследование вертикального распределения озона в стратосфере и мезосфере на миллиметровых волнах 764

Розанов С. Б., Божков В. Г., Перфильев В. И., Турыгин С. Ю. Разработка и исследование смесителя на планарном диоде Шоттки в 1,5-миллиметровом диапазоне длин волн 771

Андросов А. В., Криворучко В. И. Особенности работы балансного смесителя миллиметрового диапазона длин волн с широкополосным выходом по промежуточной частоте 779

Криворучко В. И. Приёмный радиометрический модуль 5-миллиметрового диапазона длин волн с малошумящим усилителем на входе 782

Андреев В. Г., Вдовин В. А., Карабутов А. А. Термоакустический метод регистрации мощных СВЧ импульсов 787

Козьмин А. В. Квазиоптический разделитель каналов с частотно-избирательной поверхностью для приёмника миллиметрового диапазона длин волн 794

Любченко В. Е., Котов В. Д., Юневич Е. О. Активная микрополосковая антенна с диодом Ганна 799

Абубакиров И. Э., Гитлин М. С., Зеленогорский В. В. Определение пространственного распределения интенсивности СВЧ излучения с помощью рекомбинационного континуума, излучаемого положительным столбом разряда в смеси паров цезия с ксеноном 805

Выставкин А. Н. Микроболометр субмиллиметрового диапазона длин волн на горячих электронах с андреевским отражением для радиоастрономии 813

Водопьянов А. В., Голубев С. В., Зорин В. Г., Разин С. В., Сидоров А. В., Скалыга В. А., Шалашов А. Г. Динамика СВЧ разряда в магнитном поле в условиях сильной предварительной ионизации газа 822

Водопьянов А. В., Голубев С. В., Зорин В. Г., Разин С. В., Муругов В. М., Сеник А. В., Кравченко А. Г., Литвин Д. Н., Мисько В. Н., Петров С. И. Влияние газовыделения со стенок вакуумной камеры на динамику ЭЦР разряда в магнитной ловушке 830

Быков Ю. В., Еремеев А. Г., Жарова Н. А., Плотников И. В., Рыбаков К. И., Дроздов М. Н., Дроздов Ю. Н., Скупов В. Д. Диффузионные процессы в полупроводниковых структурах при микроволновом отжиге 836

Памяти С. Я. Брауде 844

УДК 524; 520.27

СОВРЕМЕННАЯ МИЛЛИМЕТРОВАЯ И СУБМИЛЛИМЕТРОВАЯ АСТРОНОМИЯ

И. И. Зинченко

Обсуждается научная значимость миллиметровой и субмиллиметровой астрономии. Описываются направления исследований и основные достижения в космологии, внегалактической астрономии, исследованиях структуры Галактики, изучении областей звёздообразования и объектов Солнечной системы. Формулируются актуальные задачи. Кратко описываются существующие и проектируемые инструменты для миллиметровой и субмиллиметровой астрономии.

ВВЕДЕНИЕ

Миллиметровая астрономия начала активно развиваться в 60-х годах прошлого века. Были построены первые крупные антенны этого диапазона (например, 11-метровом радиотелескоп НРАО США, РТ-22 ФИАН, РТ-22 КрАО и др.), созданы достаточно чувствительные приёмники. Обзор начального этапа развития этого направления дан, например, в работе [1]. В последующие годы наблюдался впечатляющий прогресс в совершенствовании приёмной техники миллиметровых волн (ММВ), стимулировавшийся в значительной мере именно потребностями радиоастрономии. Шумовая температура приёмных систем — основной параметр, характеризующий их чувствительность, — снизилась с конца 60-х годов примерно на 2 порядка и вплотную приблизилась к так называемому квантовому пределу. Было построено много новых радиотелескопов этого диапазона, в том числе несколько антенных решёток. Одновременно происходило постепенное продвижение в область всё более коротких длин волн — в субмиллиметровый диапазон, непосредственно примыкающий к инфракрасному. Это продвижение сдерживалось и всё ещё сдерживается как техническими причинами, так и непрозрачностью атмосферы на этих длинах волн: бóльшая часть субмиллиметрового диапазона недоступна для наблюдений с поверхности Земли.

В настоящем обзоре кратко описано современное состояние дел в данной области, включая основные направления исследований, актуальные задачи и техническую базу. Необходимо отметить, что полный обзор соответствующих работ представляет собой практически невыполнимую задачу, и представленный ниже материал в какой-то мере отражает субъективные предпочтения автора.

1. НАУЧНАЯ ЗНАЧИМОСТЬ МИЛЛИМЕТРОВОЙ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ АСТРОНОМИИ

Бóльшая часть миллиметровых и субмиллиметровых фотонов рождается в «холодной» Вселенной: плотных межзвёздных газопылевых облаках, околозвёздных оболочках и т. п. Это следует из закона Планка. Действительно, пик интенсивности излучения межзвёздной пыли с характерной температурой 20÷30 K лежит в субмиллиметровом диапазоне. Этот диапазон также чрезвычайно насыщен спектральными линиями, отвечающими в основном переходам между вращательными уровнями молекул с относительно низкой энергией возбуждения. При этом нагрев пыли и газа осуществляется ультрафиолетовым излучением звёзд и другими факторами, связанными в конечном счёте с процессами энерговыделения в протозвёздах, молодых звёздах, ядрах

галактик и квазарах. Важно то, что межзвёздные облака практически прозрачны для миллиметровых и субмиллиметровых волн в отличие от оптического диапазона, где поглощение может достигать 100^m и более. Таким образом, наблюдения в данном диапазоне представляют собой уникальный инструмент исследования внутренних областей плотных межзвёздных облаков, которые являются «колыбелями» новых звёзд и недоступны для других методов астрономических исследований. Исследования образования звёзд и галактик и являются основной движущей силой для развития миллиметровой и субмиллиметровой астрономии. В то же время наблюдения в этом диапазоне дают бесценную информацию и для многих других областей астрофизики.

2. НАПРАВЛЕНИЯ РАБОТЫ И ОСНОВНЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ

2.1. Космология

2.1.1. Микроволновое реликтовое излучение

Основной источник информации о самых ранних этапах эволюции Вселенной — это микроволновое реликтовое излучение (РИ), пик интенсивности которого лежит вблизи длины волны $\lambda \sim 2$ мм. Исследования РИ значительно продвинулись благодаря использованию космических аппаратов. Во-первых, уже более 10 лет тому назад на спутнике COBE были проведены измерения спектра РИ с очень высокой точностью в широком диапазоне длин волн, от 5 до 0,5 мм [2]. Эти измерения (в сочетании с результатами измерений на более длинных волнах) показали, что спектр реликтового излучения действительно является чернотельным. Не подтвердились появлявшиеся ранее сообщения об отклонениях спектра РИ от планковского.

Эти результаты показывают, в частности, что основная часть пыли во Вселенной должна была появиться в довольно близкие к нам космологические эпохи, соответствующие красным смещениям $z \leq 2$ [3], т. к. иначе пыль с теми характеристиками, которые она имеет сейчас в Галактике, привела бы к заметным отклонениям спектра реликтового излучения от планковского. [1]

Помимо измерений спектра РИ с беспрецедентной точностью, аппарат COBE сделал то, что было целью многих работ в предшествовавшие годы, – впервые обнаружил мелкомасштабную анизотропию этого излучения [4] (дипольная анизотропия, связанная с движением Солнечной системы относительно РИ, была зарегистрирована ранее [5]). Значение этого события трудно переоценить, т. к. впервые стало возможным сопоставлять модели образования структур во Вселенной не с верхними пределами анизотропии РИ, а с реальными величинами. Более того, в последние годы проведены дополнительные измерения анизотропии РИ (на аппаратах BOOMERANG, MAXIMA-1, WMAP), которые позволили начать исследования её пространственного спектра. Надёжно зарегистрированы пики в этом спектре, которые связываются с акустическими колебаниями в первичной плазме (иногда они называются сахаровскими осцилляциями, поскольку в работе [6] предсказывался такой эффект). Недавний обзор результатов исследований мелкомасштабной анизотропии РИ и их значения для космологии дан в работе [7]. Так, положения указанных акустических пиков на оси пространственных гармоник и их относительные интенсивности дают оценки важных космологических параметров в рамках существующих моделей (параметра замедления, доли барионной и «тёмной» материи, и пр.).

Актуальной задачей в ближайшие годы будет поиск поляризации микроволнового фонового излучения, для чего планируется ряд экспериментов. Обнаружение поляризации (или получение достаточно строгого верхнего предела поляризации) будет важным дополнительным тестом космологических моделей.

[1] Существование какого-то количества пыли в предыдущие эпохи при этом, конечно, не исключается.

2.1.2. Эффект Сюняева—Зельдовича

Интересной и важной областью использования миллиметровых и субмиллиметровых волн в астрофизике является эффект Сюняева—Зельдовича (ЭСЗ) — слабое искажение спектра РИ за счёт рассеяния фотонов фонового излучения на высокоэнергичных электронах в скоплениях галактик. ЭСЗ проявляется как уменьшение интенсивности реликтового излучения на частотах ниже 218 ГГц и возрастание на более высоких частотах [8]. Если температура электронов определяется независимо (например, из рентгеновских измерений), то знание всего спектра ЭСЗ позволяет оценить массу газа в скоплении (тепловой эффект) и пекулярную скорость скопления (кинетический эффект). Недавний анализ с полным учётом релятивистских эффектов показал, что для наиболее горячих скоплений (с температурой электронов $T_e > 8$ кэВ) спектр ЭСЗ существенно отклоняется от предсказанного Сюняевым и Зельдовичем (см. напр., [9]). Это особенно заметно для субмиллиметровых волн. Было показано, что этот эффект позволяет определить электронную температуру по измерениям в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн без привлечения рентгеновских данных [10].

К настоящему времени предсказанный декремент микроволнового фона был зарегистрирован в направлении приблизительно пятидесяти скоплений галактик на сантиметровых и миллиметровых волнах [8] (см. рис. 1). Начаты также поиски избытка интенсивности излучения на субмиллиметровых волнах (см., напр., [11]), но пока они не захватывают частоты ожидаемого пика.

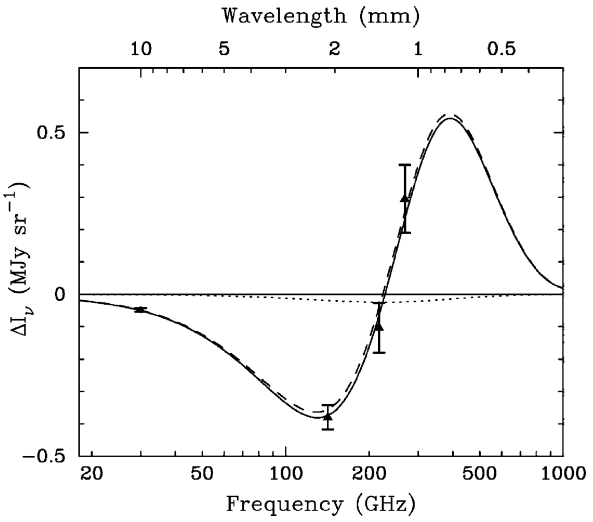


Рис. 1. Результаты измерений эффекта Сюняева—Зельдовича в направлении скопления галактик Abell 2 163 [8]

ЭСЗ даёт важную информацию для космологии. Во-первых, с учётом рентгеновских данных этот эффект позволяет получить независимую оценку расстояний до скоплений (используя тот факт, что величина ЭСЗ зависит от электронной концентрации линейно, а светимость в рентгеновском диапазоне — квадратично), что, в свою очередь, позволяет оценить постоянную Хаббла. Во-вторых, ЭСЗ предоставляет возможность оценить массу газа в скоплении в сравнении с полной массой скопления, определяемой, например, по эффекту гравитационного линзирования. Используя независимые оценки средней плотности барионной материи, отсюда можно получить оценку средней плотности материи во Вселенной. Кинетический ЭСЗ, проявляющийся наиболее заметно на частотах порядка 218 ГГц, позволяет определять пекулярные скорости скоплений (пока получены только верхние пределы). Одна из наиболее интересных возможностей использования ЭСЗ в космологии связана с измерениями эволюции пространственной плотности скоплений галактик при больших красных смещениях на основе планируемых глубоких обзоров ЭСЗ.

2.1.3. Глубокие обзоры неба

Обзоры неба и подсчёты радиоисточников всегда были важным инструментом космологических исследований. Миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны длин волн в этом отношении пока мало использовались. В то же время потенциально они могут быть весьма информативны. В частности, как отмечено выше, наблюдения в указанных диапазонах могут позволить

измерить ЭСЗ при больших красных смещениях и, соответственно, исследовать эволюцию скоплений галактик. В субмиллиметровом диапазоне длин волн лежит пик излучения межзвёздной пыли. Глубокие обзоры позволят выделить галактики с большим содержанием пыли и исследовать их свойства в зависимости от красного смещения.

Характерные спектры излучения галактик приведены на рис. 2. Пик интенсивности излучения пыли приходится на длины волн $\lambda \sim 100$ мкм. Тот факт, что в субмиллиметровом диапазоне ($\lambda \sim 200 \div 1\,000$ мкм) интенсивность излучения быстро растёт с частотой, приводит к интересному эффекту: при наблюдениях в этом диапазоне измеряемая плотность потока излучения галактики почти не зависит от её красного смещения. Это сильно отличается от ситуации в других диапазонах и открывает возможность обнаружения и исследования очень далёких галактик [12].

Проведённые к настоящему времени наблюдения показывают, что карты неба в оптическом и в субмиллиметровом диапазонах сильно различаются. Так, например, источники субмиллиметрового диапазона длин волн в направлении богатого скопления галактик Abell 1 835 (красное смещение $z \approx 0{,}25$) практически не совпадают с оптически яркими галактиками этого скопления [13]. По крайней мере, часть из них отождествляется с гораздо более далёкими фоновыми объектами (в частности, при $z = 2{,}56$), яркость которых дополнительно усиливается за счёт эффекта гравитационного линзирования.

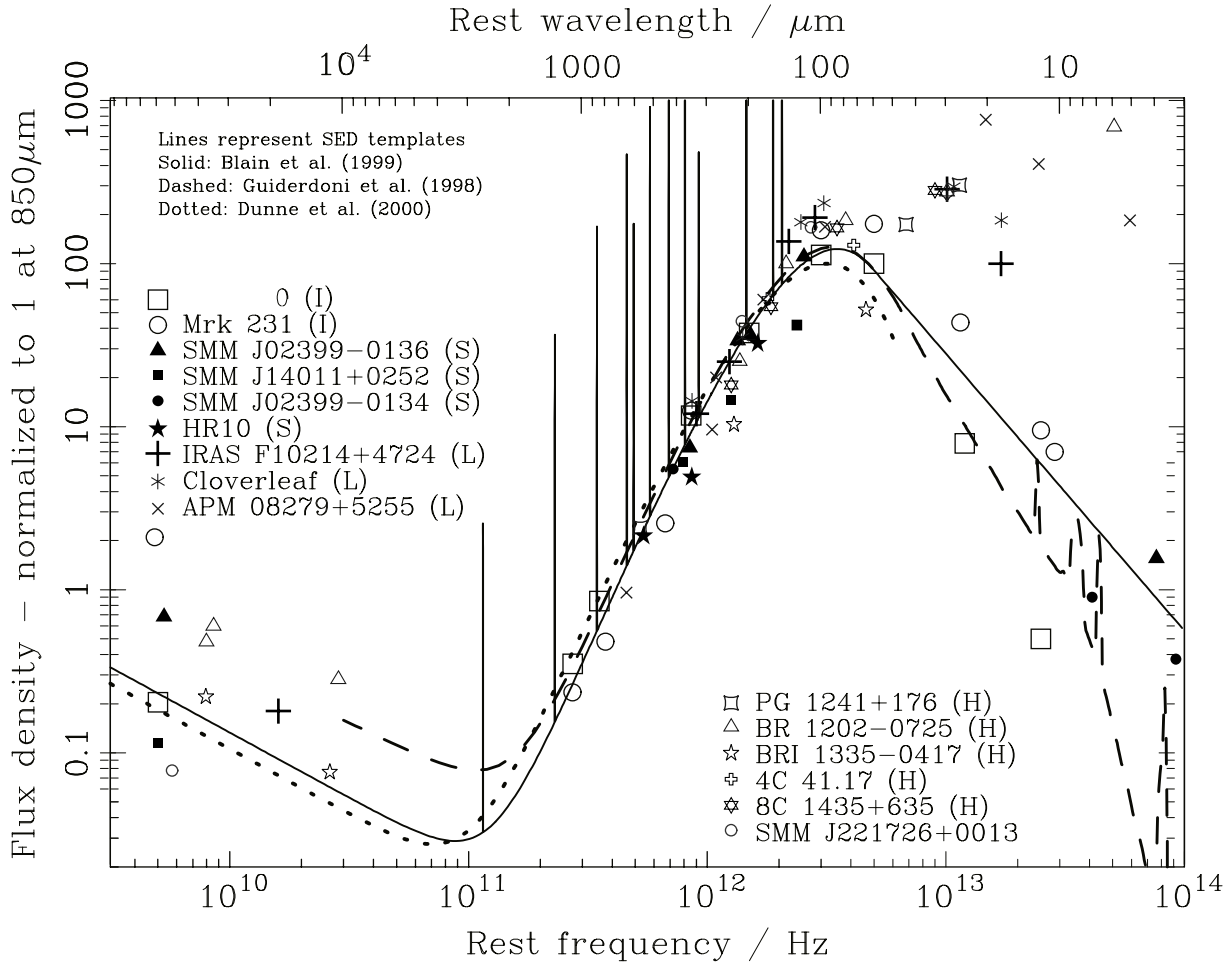


Рис. 2. Типичные (нормированные) спектры излучения галактик на частотах от радио- до инфракрасного диапазона [12]

Одно из достоинств использования субмиллиметрового диапазона для глубоких обзоров заключается в том, что в этом диапазоне длин волн имеется минимум фонового излучения, которое складывается из реликтового излучения и излучения межзвёздной и межпланетной пыли, что позволяет говорить о «субмиллиметровом окне» для исследования далёких областей Вселенной [14].

2.2. ГАЛАКТИКИ И КВАЗАРЫ

2.2.1. Послесвечение гамма-всплесков

Одной из наиболее интригующих задач астрофизики является исследование гамма-всплесков, несмотря на то, что со времени их открытия прошло уже около 30 лет. Для выяснения механизмов этого явления решающее значение имеет исследование послесвечения гамма-всплесков в других диапазонах электромагнитного спектра. Поскольку появление гамма-всплесков непредсказуемо, а послесвечение затухает довольно быстро, наблюдать его сложно. Тем не менее к настоящему времени проведено уже немало таких наблюдений, которые показывают, что в первые дни пик послесвечения лежит в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн, постепенно смещаясь вниз по частоте (см., например, [15]).

2.2.2. Гравитационные линзы

Эффект гравитационного линзирования известен уже довольно давно и активно используется в астрофизических исследованиях. Недавно впервые удалось наблюдать этот эффект на миллиметровых волнах. При помощи интерферометра на Плато де Бюр получено изображение «линзированного» квазара H1 413+117 ($z=2{,}56$) в линии CO $J=7{-}6$ [16]. Наблюдения на миллиметровых волнах имеют ряд преимуществ по сравнению с оптическими. В оптике изображение может ослабляться и искажаться за счёт поглощения пылью, присутствующей в линзирующем объекте. На миллиметровых волнах этот эффект отсутствует. Кроме того, поскольку галактики с большим содержанием пыли сравнительно редки в ближней Вселенной, маловероятно, что изображение далёкой линзированной галактики в субмиллиметровом диапазоне будет искажаться излучением «линзы».

2.2.3. Звёздообразование при больших красных смещениях

В последнее время наряду с наблюдениями галактик с большим содержанием пыли при больших красных смещениях проведены успешные наблюдения молекулярного газа в галактиках с красным смещением вплоть до $z\approx 4{,}7$ (см., например, [17]). Поскольку звёздообразование происходит именно в молекулярных облаках, это, по сути, является наблюдением областей звёздообразования в ранней Вселенной. Новое поколение инструментов должно позволить провести более детальное изучение свойств этих областей и сравнить их с результатами наблюдений в нашей и соседних галактиках.

2.3. НАША ГАЛАКТИКА

Не менее 20 % межзвёздного газа в нашей Галактике сосредоточено в так называемых молекулярных облаках, в которых основной компонент межзвёздной среды — водород — находится в молекулярной форме. Массы молекулярных облаков достигают 10^6 $M_\odot$, а размеры — десятков

парсек. Естественно, они играют важную роль в динамике и в общей эволюции Галактики. При этом именно в молекулярных облаках происходит процесс звёздообразования. Непосредственно наблюдать молекулярный водород трудно (в основном наблюдаются ИК переходы молекулы водорода в областях, подверженных воздействию сильных ударных волн). Поэтому исследование свойств молекулярных облаков проводится на основе наблюдений других молекул, присутствующих в межзвёздных облаках. [2] Наиболее распространённой молекулой после H_2 является молекула угарного газа (CO). Вследствие сравнительно небольшого дипольного момента молекула CO легко возбуждается и термализуется уже при сравнительно низкой плотности газа. Оптическая толща в линиях основного изотопа, как правило, очень велика, и эти линии характеризуются большой интенсивностью. Со времени обнаружения линии CO $J = 1 - 0$ на длине волны $\lambda = 2{,}6$ мм в 1970 году проведены обширные обзоры Галактики как в этой линии, так и в линии $J = 2 - 1$. Они дают информацию о распределении и (благодаря возможности измерять скорость облаков за счёт эффекта Доплера) о кинематике молекулярного газа в Галактике (из последних работ см., например, [18]).

Сопоставление данных по переходам CO $J = 1 - 0$ и $J = 2 - 1$ указывает на возможный градиент средней плотности молекулярных облаков по радиусу Галактики [19].

Большая распространённость CO и большая оптическая толща в линиях CO часто приводят к проблемам при оценке, например, числа молекул на луче зрения. Поэтому помимо основного изотопа часто наблюдаются молекулы ^{13}CO, C^{18}O и даже иногда C^{17}O и ^{13}C^{18}O. Кроме того, выполнены обзоры отдельных областей Галактики в линиях HCN, CS и других молекул (см., например, [20]).

Помимо наблюдений линий молекул всё большее значение приобретают обзоры излучения пыли. Основной прогресс здесь был связан с использованием космических аппаратов. В частности, первый космический аппарат, предназначенный для ИК-астрономии (IRAS) и работавший на длинах волн от 12 до 100 мкм, дал общую картину распределения пыли и привёл к обнаружению большого числа дискретных источников излучения инфракрасного диапазона [21].

2.4. ОБЛАСТИ ЗВЁЗДООБРАЗОВАНИЯ

Как отмечалось выше, основная научная задача миллиметровой и субмиллиметровой астрономии — исследование процессов звёздообразования. Довольно неожиданное обнаружение большого числа разнообразных молекул в межзвёздной среде дало астрономам мощный инструмент исследования как физики, так и химии межзвёздных облаков, в которых происходит образование звёзд. Наблюдаемые переходы этих молекул лежат в основном именно в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. В сочетании с наблюдениями излучения пыли в тех же диапазонах данные об излучении молекул позволяют определять пространственную структуру облаков, их кинематику, основные физические параметры (массу, плотность, размеры, дисперсию скоростей и пр.), а также химический состав.

В исследованиях областей звёздообразования можно выделить несколько направлений, на которых ниже коротко остановимся. ИПФ РАН активно участвует во многих из этих исследований.

2.4.1. Поиск и статистические исследования звёздообразующих конденсаций

Первая (условно) задача в исследованиях областей звёздообразования — это идентификация таких областей и статистическое исследование их параметров. Здесь возможны разные подходы.

[2] К настоящему времени обнаружено более 90 межзвёздных молекул, не считая их изотопических модификаций.

Во-первых, можно использовать результаты описанных в разделе 2.3 «слепых» обзоров в линии CO и других линиях, а также в континууме. Во-вторых, можно целенаправленно исследовать выборки объектов, составленные на основе наличия тех или иных признаков звёздообразования, которые обычно также выявляются в результате предварительных обзоров. К таким признакам относятся, в частности, мощное ИК излучение, наличие зон ионизованного водорода (HII), особенно так называемых ультракомпактных зон HII, образующихся вокруг молодых массивных звёзд на самых ранних стадиях их эволюции, наличие молекулярных мазеров (в частности, мазеры на молекулах водяного пара, как показано, часто наблюдаются вблизи молодых массивных звёзд). При этом для статистических исследований используются как можно более полные по тем или иным критериям выборки. Выбор молекулярных переходов для наблюдений определяется решаемыми задачами. Например, для исследования характеристик плотных сгустков в указанных областях обычно наблюдаются молекулы с большим дипольным моментом, возбуждаемые при сравнительно высокой концентрации газа (HCN, CS, HCO^+ и т. п.).

Систематические исследования выборок объектов, связанных с различными индикаторами звёздообразования, активно ведутся в ИПФ РАН. В середине 80-х годов на радиотелескопе РТ-22 КрАО был выполнен обзор молекулярных облаков в направлении областей HII Шарплеса [22] в линии HCN $J = 1{-}0$ [23]. В дальнейшем в той же линии был проведён обзор мощных источников ИК излучения во внешней Галактике (на РТ-22 КрАО и на 20-метровом радиотелескопе в Онсала, Швеция) [24]. В сотрудничестве с Хельсинкским университетом был выполнен обзор мазеров H_2O в линии CS $J = 2 - 1$. Эти наблюдения охватывали как северную, так и южную полусферы и проводились на 20-метровом радиотелескопе в Онсала и на 15-метровом радиотелескопе SEST в Чили [25, 26]. Многие из объектов выборки исследовались также в линиях аммиака NH_3 при помощи 100-метрового радиотелескопа в Эффельсберге [27]. Позднее исследования этой выборки были продолжены в линиях молекул HNCO, $C^{18}O$, SO, N_2H^+, HC_3N и др. [28–30].

Эти работы представляли собой одно из первых систематических исследований областей образования массивных звёзд (поскольку перечисленные индикаторы характерны именно для таких областей). [3] Важно, что в отличие от большинства других работ здесь были получены достаточно полные карты бóльшей части источников. Основные полученнные результаты таковы [26]. Установлено, что исследуемые ядра в среднем близки к вириальному равновесию; основные физические параметры этих ядер следующие: размеры $L \approx 0{,}5 \div 5$ пк, распределение по размерам резко спадает при $L > 1{,}5$ пк; масса — $M \approx 300 \div 30\,000$ $M_\odot$, спектр масс ядер для $M \geq 1\,000$ $M_\odot$аппроксимируется степенной зависимостью: $\mathrm{d}N/\mathrm{d}M \propto M^{-\alpha}$, где $\alpha \approx 1{,}6$; средняя концентрация водорода составляет $\bar{n} \approx 10^3 \div 10^5$ см$^{-3}$, при этом для ядер характерны значительные (до нескольких порядков величины) неоднородности плотности; кинетическая температура $T_{\mathrm{kin}} \approx 10 \div 50$ K; ширины линий значительно выше тепловых и соответствуют разбросу скоростей газа приблизительно от 1,5 до 10 км/с; степень ионизации $X_{\mathrm{e}} < 10^{-6} \div 10^{-7}$. Гистограммы статистических распределений основных параметров ядер приведены на рис. 3.

В результате упомянутых обзоров было показано, что средняя плотность газа в конденсациях, связанных с мазерами H_2O, убывает с удалением от центра Галактики [26]. В интервале галактоцентрических расстояний $R = 7 \div 14$ кпк изменение средней плотности может быть описано экспоненциальным законом с характерным масштабом порядка 3 кпк. Доля облаков с заметным излучением в линиях молекулы HCN при этом также уменьшается. Имеется тенденция к увеличению размера облаков с ростом R. Масса облаков и дисперсия скоростей газа в них практически

[3] Традиционно различаются области образования звёзд малой (порядка солнечной) и большой (больше или порядка 8 $M_\odot$) массы. Механизмы формирования этих звёзд могут быть различны, и характеристики областей их образования заметно различаются. Обстоятельные исследования тёмных холодных облаков, в которых рождаются звёзды с малой массой были проведены в 80-х годах Майерсом с соавторами (см., например, [31]).

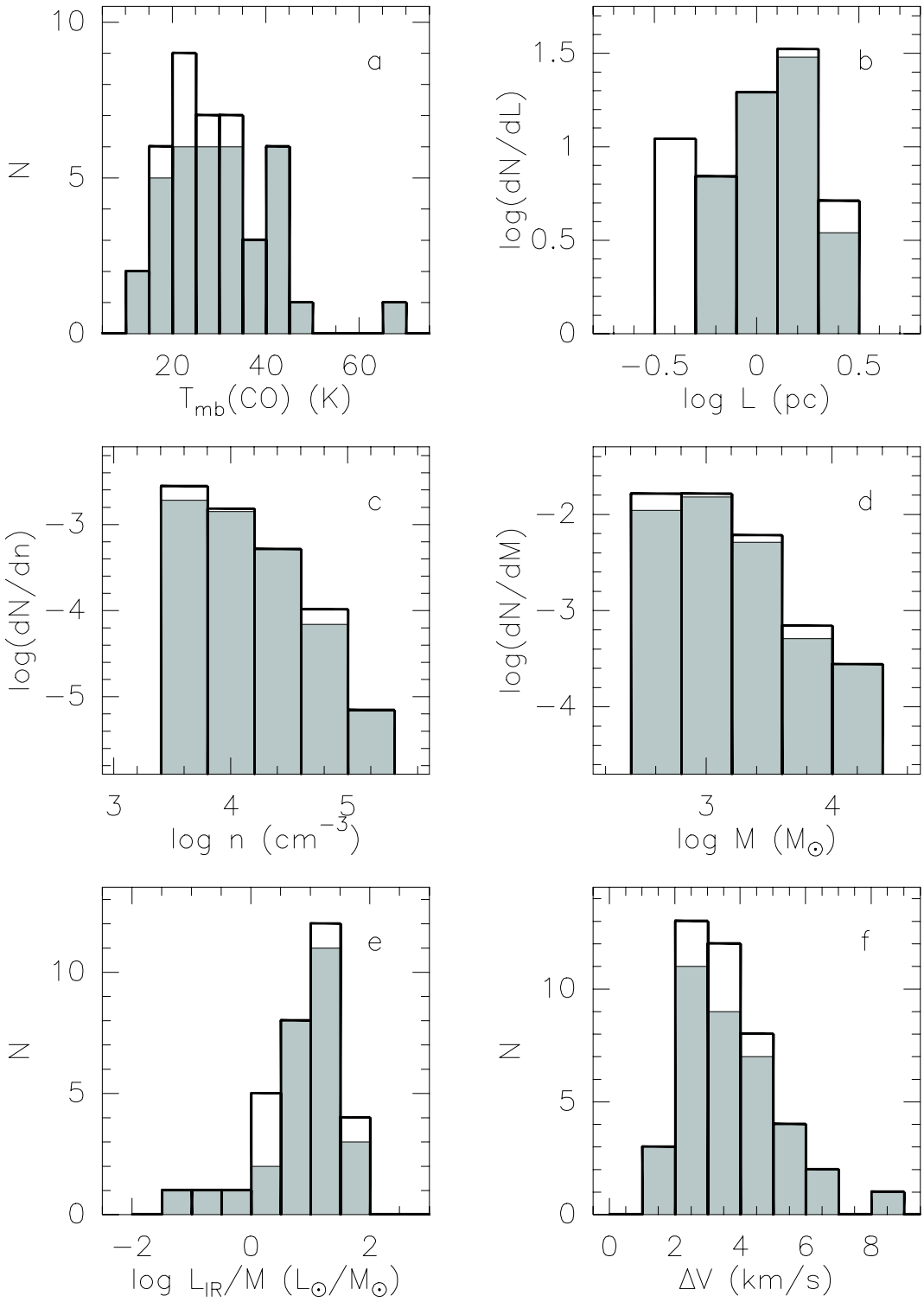


Рис. 3. Гистограммы статистических распределений основных физических параметров плотных молекулярных конденсаций в направлении мазеров H_2O [26]: яркостной температуры CO (a), размера (b), средней концентрации газа (c), массы (d), отношения ИК светимости к массе (e) и ширины линий CS (f)

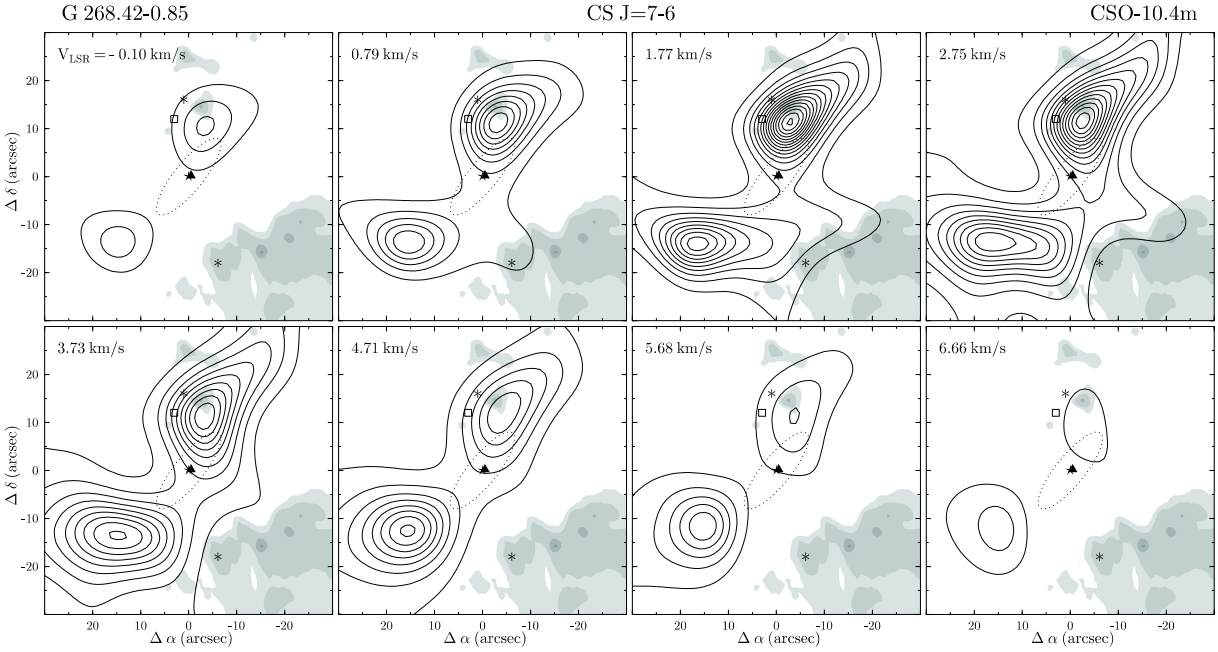


Рис. 4. Карты изофот в линии CS $J = 7{-}6$ плотной конденсации, связанной с мазером H_2O G268.42−0.85, для разных интервалов лучевой скорости [34]. Большая звёздочка и треугольник отмечают положение точечного ИК источника из каталога IRAS и мазера H_2O соответственно, маленькие звёздочки — источники ближнего ИК диапазона, квадрат — радиоисточник. Пунктирный эллипс указывает неопределённость позиции ИК источника IRAS. Полутонами показано оптическое изображение данной области

не меняются в указанном интервале галактоцентрических расстояний (в плотных облаках, расположенных ближе к центру Галактики, дисперсия скоростей в среднем выше [32]). Недавние наблюдения в линии CS $J = 2 - 1$ другой выборки плотных облаков, связанных с зонами HII, также показали тенденцию к уменьшению средней плотности газа с увеличением галактоцентрического радиуса [33]. Возможно, что наличие такого градиента связано с механизмом образования молекулярных облаков. Так, Щекиновым и Зинченко (неопубликовано) показано, что паркеровский механизм в сочетании с градиентами металличности и интенсивности поля излучения может приводить к градиенту средней плотности газа в облаках по радиусу Галактики.

2.4.2. Структура областей звёздообразования

Наряду со статистическими исследованиями общих свойств областей звёздообразования необходимы детальные исследования их структуры, кинематики и физико-химического состояния. Такие исследования требуют большого времени и неизбежно сосредоточены на отдельных избранных объектах. Упомянутые выше обзоры позволяют выбрать источники, наиболее интересные для детального изучения.

Как отмечалось выше, различные молекулярные линии позволяют изучать разные диапазоны физических условий. Поэтому для получения достаточно полного представления об исследуемых объектах необходимо наблюдать их в различных линиях, а также в континиуме. В результате получается набор изображений источника. Часто строятся карты в различных интервалах лучевой скорости, что даёт представление как о пространственной структуре объекта, так и о его кинематике (см., например, рис. 4).

Анализ карт часто включает в себя деконволюцию с учётом реальной формы диаграммы направленности телескопа, что позволяет (при достаточно большом отношении сигнал/шум) заметно повысить эффективное угловое разрешение. Одним из наиболее мощных методов деконволюции является так называемый метод максимума энтропии (см., например, [34]).

Оценки физических параметров источников и их химического состава обычно основаны на моделях возбуждения и излучения молекул в межзвёздной среде. Как правило, распределение населённостей по уровням далеко от равновесного. [4] Существует ряд уже хорошо развитых подходов к решению данной задачи. Не имея возможности подробно на них останавливаться, лишь упомянем основные методы, большинство которых основано на совместном решении системы уравнений баланса населённостей и уравнения переноса излучения. Во-первых, достаточно часто используется приближение локального термодинамического равновесия. Хотя строго оно практически никогда не выполняется, тем не менее во многих случаях даёт разумные оценки. Во-вторых, это приближение Соболева, или приближение большого градиента скорости. В рамках этого приближения задача становится локальной и сравнительно легко решается, однако, строго говоря, применимость его в большинстве случаев тоже сомнительна. В-третьих, довольно распространённым является так называемое микротурбулентное приближение. Наконец, наиболее гибким и мощным способом решения такого рода задач является метод Монте-Карло, который позволяет сравнительно легко варьировать пространственное распределение параметров модели и поле скоростей газа. Недостатком метода Монте-Карло является медленная сходимость.

2.4.3. Радиальные профили параметров

Одним из вопросов в исследованиях звёздообразующих конденсаций является зависимость их параметров (в первую очередь, плотности, температуры и дисперсии скоростей газа) от радиуса. Ответ на этот вопрос позволяет выбрать наиболее адекватные модели звёздообразования, поскольку разные модели дают разные предсказания для этих зависимостей. Конечно, модели такого рода обычно обладают сферической симметрией, в то время как реальные облака часто имеют весьма нерегулярную структуру. Тем не менее, отобрав объекты с формой, близкой к сферически-симметричной (точнее, к циркулярно-симметричной, поскольку мы видим только их проекцию на небесную сферу), можно сравнить наблюдаемые зависимости с модельными.

На рис. 5 представлен пример такого рода исследования по данным наблюдений молекулы N_2H^+ в ядрах массивных облаков [29]. С учётом конечной диаграммы направленности и других поправок показатель зависимости интегральной интенсивности линии от проекции радиуса на картинную плоскость близок к -1, что соответствует зависимости плотности от радиуса $n \propto r^{-2}$ (в предположении, что параметры возбуждения молекул незначительно меняются по радиусу). Такая зависимость характерна для «стандартной» модели звёздообразования, являющейся общепринятой для маломассивных звёзд. Опубликованные результаты для массивных ядер дают значения этого показателя, лежащие в основном в интервале от $-1{,}5$ до -2.

Важное значение для понимания процесса звёздообразования имеют также исследования изменения дисперсии скоростей по радиусу. В массивных ядрах, содержащих молодые звёзды, дисперсия скоростей либо постоянна, либо убывает к периферии.

2.4.4. Высокоскоростные биполярные потоки молекулярного газа

Одним из ярких и неожиданных открытий миллиметровой радиоастрономии стало обнаружение высокоскоростных, как правило, биполярных потоков молекулярного газа от молодых звёзд

[4] Ярким примером неравновесности является часто наблюдаемое мазерное излучение молекул в межзвёздных облаках.

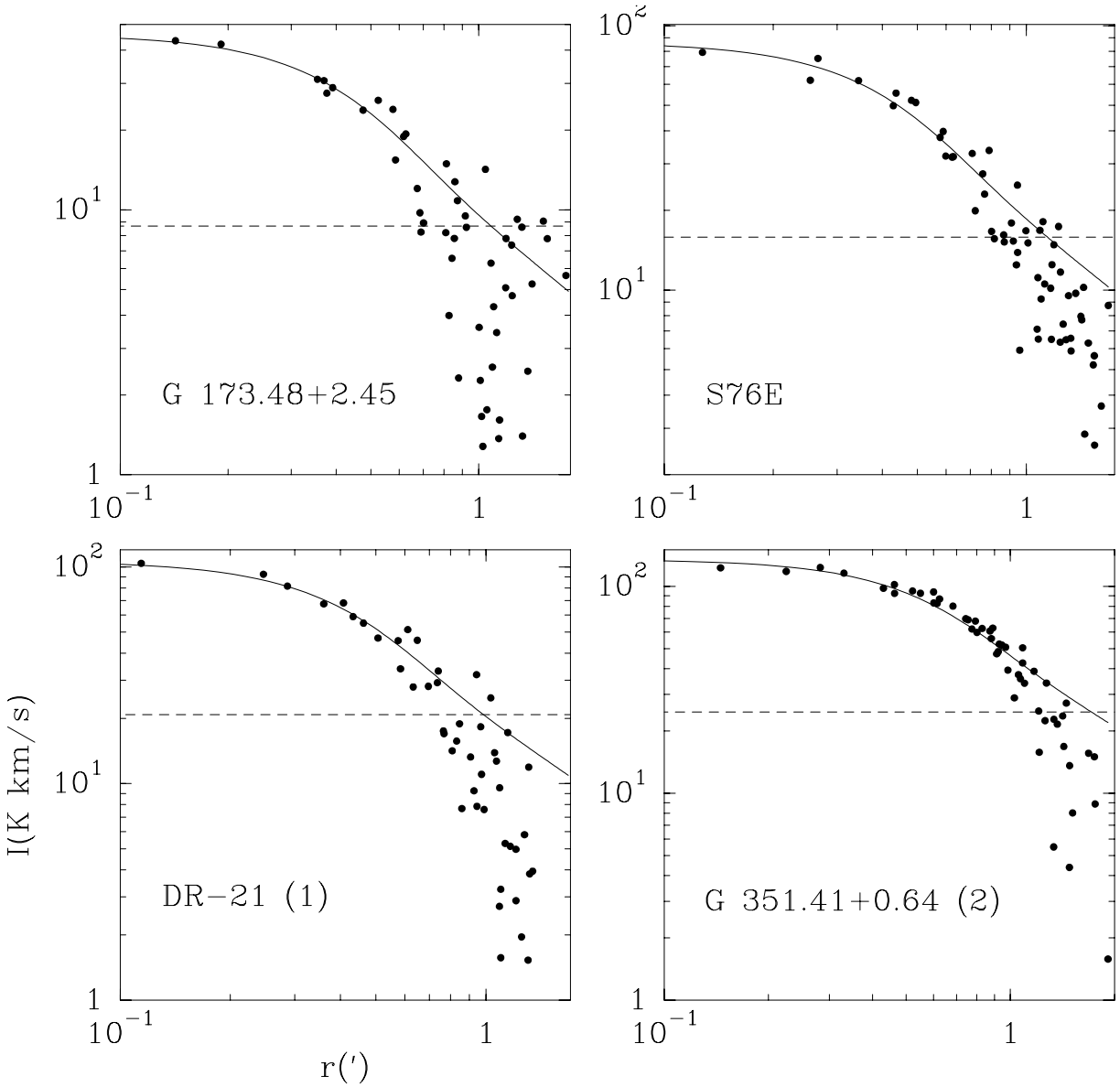


Рис. 5. Примеры зависимостей интегральной интенсивности линии $J = 1-0$ N_2H^+ от проекции радиуса для четырёх облаков и их аппроксимация свёрткой степенной функции с гауссовой диаграммой направленности телескопа. Точки, расположенные ниже пунктирной линии (20 % пиковой интенсивности), не учитывались при аппроксимации [29]

и протозвёзд. Выяснилось, что такие истечения являются неотъемлемым элементом процесса звёздообразования, по крайней мере для звёзд малой массы. Согласно современным представлениям они уносят избыточный угловой момент из сжимающегося облака, обеспечивая тем самым возможность аккумуляции массы центральным ядром за счёт аккреции. Скорость газа в этих потоках достигает десятков, а иногда сотен километров в секунду, масса высокоскоростного газа может составлять сотни масс Солнца, его кинетическая энергия доходит до 10^{47} эрг.

Что касается массивных звёзд, то было показано, что протозвёздные ядра с массой больше $10M_\odot$ создают радиационное давление, достаточное для остановки сферического сжатия. На основании этого делается предположение, что такие звёзды могут образовываться за счёт слияния

звёзд малой и промежуточной масс. Однако, поскольку сжатие, вероятно, анизотропно, массивные звёзды, видимо, могут всё же формироваться за счёт аккреции. Наблюдательные данные пока не позволяют сделать окончательный выбор между этими моделями. Наблюдения потоков молекулярного газа тесно связанных с процессом аккреции, могут помочь в решении этого вопроса.

Высокоскоростные потоки газа обычно обнаруживаются и исследуются по широким негауссовым крыльям молекулярных линий, прежде всего линий CO. К настоящему времени проведено несколько обзоров истечений молекулярного газа в направлении мощных ИК источников и ультракомпактных зон HII, которые являются индикаторами образования массивных звёзд. Все эти наблюдения проводились в линиях основного изотопа CO, и в большинстве случаев карты объектов получены не были. Широкие крылья линий CO были зарегистрированы для большой части (от 40 до 90 %) исследовавшихся объектов. Однако поскольку излучение CO наблюдается повсеместно и оптическая толща в линиях очень велика, негауссовы профили линий с широкими крыльями могут возникнуть из-за наложения излучения разных источников в диаграмме направленности антенны, особенно во внутренней Галактике. Эта проблема может быть решена путём картирования объектов (см., например, [35]) или использования других индикаторов движения высокоскоростного газа вместо CO.

В работе [36] по данным обзора плотных ядер молекулярных облаков в областях образования массивных звёзд (области отбирались по признаку наличия мазерного излучения H_2O) в линиях SO и $C^{18}O$ оцениваются частота встречаемости высокоскоростных потоков газа и их параметры. Индикатором потоков считается наличие протяжённых крыльев линии SO (по сравнению с линией $C^{18}O$). Параметры истекающего газа (масса, импульс, кинетическая энергия) оцениваются по линиям $C^{18}O$, оптическая толща в которых мала, что повышает достоверность данных оценок. Согласно этому подходу высокоскоростные потоки зарегистрированы приблизительно у 40 % наблюдавшихся объектов, что является нижним пределом их встречаемости.

Имеется хорошая корреляция между массой, импульсом и кинетической энергией истекающего газа, с одной стороны, и болометрической светимостью ассоциируемых ИК источников — с другой стороны: коэффициент корреляции близок к единице. Сопоставление их с аналогичными зависимостями скорости потери массы, «силы» и «механической светимости» от болометрической светимости показывает, что разброс «динамического возраста» истечений невелик и этот возраст не имеет систематической зависимости от ИК светимости. Средний «динамический возраст» истечений из этого сравнения составляет порядка $7 \cdot 10^3$ лет.

2.4.5. Поиск и исследование коллапсирующих ядер

Одна из наиболее актуальных и важных задач в данной области – это поиск и исследование объектов на самых ранних стадиях звёздной эволюции, когда звёздное ядро ещё окончательно не сформировалось. Прежде всего, это идентификация коллапсирующих протозвёздных сгустков. Понятно, что основным признаком таких объектов могут быть особенности их кинематики. Эти особенности могут отражаться в форме спектральных линий молекул. Качественный анализ и численные расчёты показывают, что на профилях некоторых линий в этом случае должен наблюдаться провал, сдвинутый в красную часть спектра от центра линии. Это объясняется поглощением излучения ядра в падающей на ядро оболочке.

В результате выполненного в ИПФ РАН обзора тёмных молекулярных облаков в линии HCN $J = 1 - 0$ [37] обнаружено значительное число (около 20) вероятно коллапсирующих ядер (см. пример на рис. 6). Тем самым показано, что эта линия является эффективным зондом для их поиска. Кроме того, одновременные наблюдения трёх разнесённых компонент сверхтонкой структуры

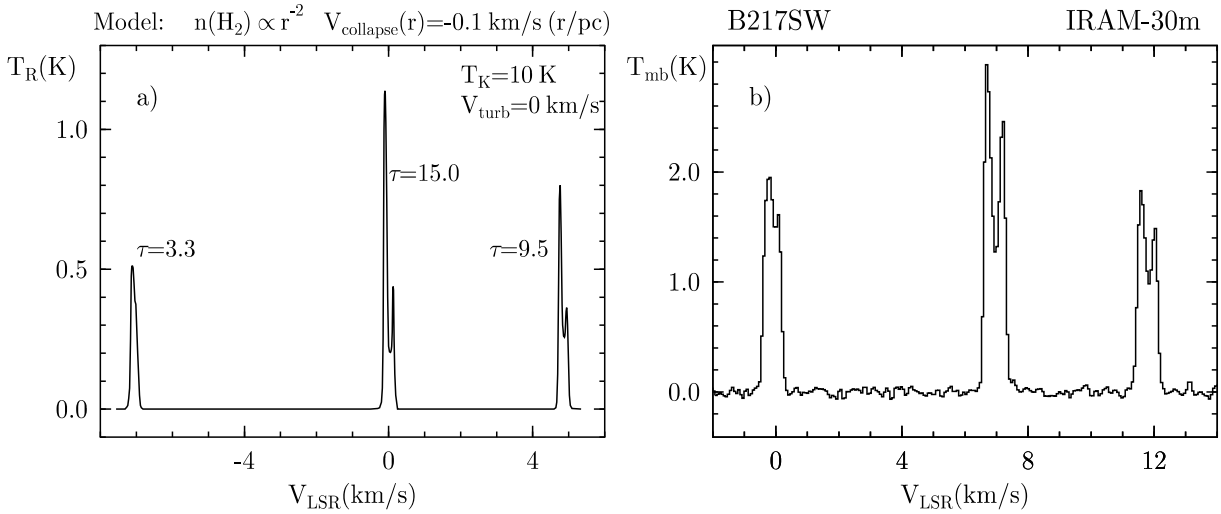


Рис. 6. (a) Модельный спектр излучения HCN $J = 1 - 0$ в коллапсирующем облаке [38]. Указаны законы зависимости концентрации молекулярного водорода $n(\mathrm{H_2})$ и скорости коллапса V_{collapse} от радиуса r, кинетическая температура T_{K}, турбулентная скорость V_{turb} и пиковая оптическая толща в линиях τ. (b) Наблюдаемый спектр излучения HCN $J = 1 - 0$ в тёмном облаке B217, измеренный на 30-метровом радиотелескопе IRAM [37]

с разной оптической толщиной дают возможность исследования зависимости скорости сжатия от радиуса. Для бóльшей части картированных источников асимметрия профилей соответствует сжимающимся и дифференциально вращающимся структурам типа диска.

2.4.6. Молекулярная спектроскопия и астрохимия

Межзвёздные облака предоставляют уникальные возможности для молекулярной спектроскопии. Во-первых, там могут длительное время существовать молекулы, крайне нестабильные в земных условиях. Яркий пример — радикал HCO^+, сильную линию которого, обнаруженную в межзвёздной среде в начале 70-х годов, долгое время не удавалось отождествить. Во-вторых, ширина линий в холодных спокойных облаках намного уже, чем в большинстве лабораторных экспериментов. Это позволяет точнее определять частоты переходов и молекулярные константы. Правда, для этого нужно иметь хорошую привязку по частоте, поскольку скорость облака неизвестна. Роль такой привязки может играть частота сильной линии, с высокой точностью измеренная в лаборатории. Такими линиями могут служить переходы $J = 1 - 0$ и $J = 2 - 1$ молекулы $C^{18}O$, частоты которых измерены с точностью до 1 кГц по провалу Лэмба [39]. Таким образом удалось, например, более чем на порядок уточнить частоты переходов молекул HNC и $HN^{13}C$ [37].

Наблюдения межзвёздных молекул радикальным образом изменили представления о химии межзвёздной среды. В настоящее время разработаны химические модели, в которых учитываются десятки соединений и тысячи реакций. Они достаточно успешно воспроизводят значительную часть наблюдений химического состава межзвёздных облаков, однако пока далеко не все наблюдаемые особенности находят своё объяснение. Пожалуй, основным вызовом теории на сегодняшний день является то, что до сих пор не удалось обнаружить молекулярный кислород. Верхние пределы наблюдаемого содержания молекулярного кислорода заметно ниже предсказаний большинства моделей [40].

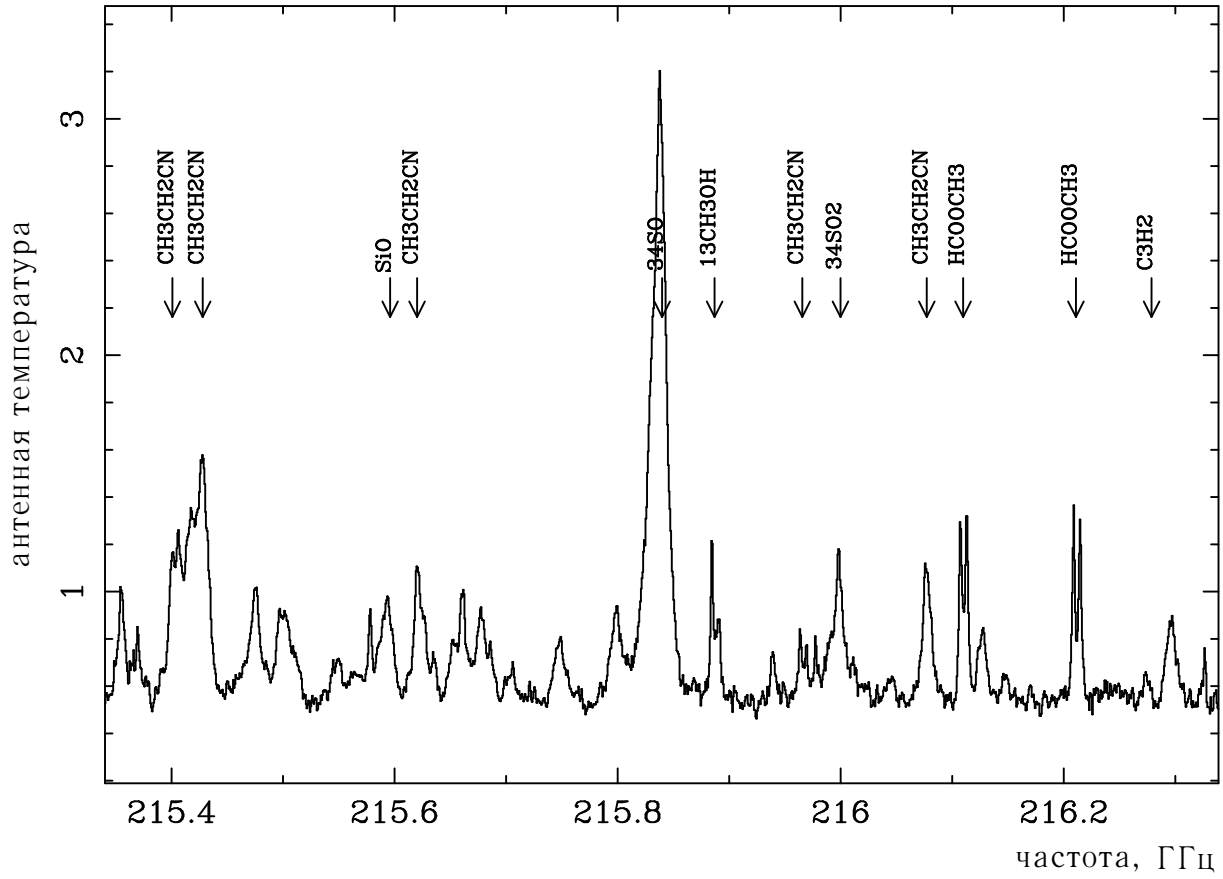


Рис. 7. Спектр излучения источника Орион KL вблизи частоты 215 ГГц, измеренный на радиотелескопе SEST в Чили

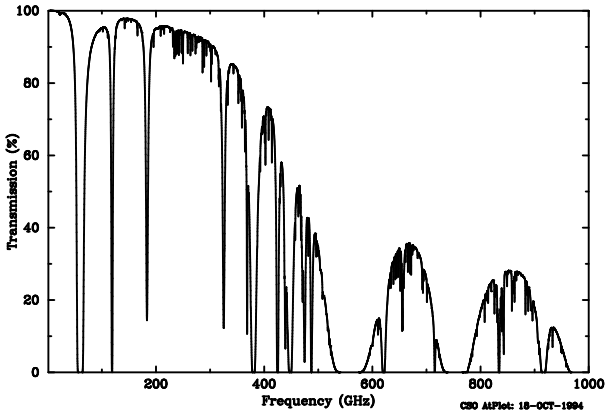


Рис. 8. Спектр прозрачности атмосферы над Мауна Кеа (Гавайи, США) при высоте столба осаждённой воды, равной 0,9 мм в атмосфере [41]

Астрохимические исследования в значительной мере базируются на спектральных обзорах, перекрывающих (по возможности непрерывно) большие частотные интервалы. В результате уже проведённых обзоров обнаружены тысячи спектральных линий. При достаточно высокой чувствительности инструментов линии в спектре идут почти непрерывно, накладываясь друг на друга (в качестве примера на рис. 7 приведён небольшой участок спектра источника Орион KL). Несомненным успехом спектроскопии является то, что бóльшая часть линий идентифицирована. В то же время многие линии пока не отождествлены, и это является вызовом для молекулярной спектроскопии.

Существенным ограничением при спектральных обзорах является непрозрачность земной атмосферы в бóльшей части субмиллиметрового диапазона. Пока проведённые обзоры ограничиваются так называемыми «окнами прозрачности» атмосферы (зависимость прозрачности атмосферы от частоты сигнала для очень низкого содержания водяного пара представлена на рис. 8), в то же время многие интересные переходы лежат за

пределами этих окон. Соответствующие внеатмосферные измерения только начинаются, но они уже привели к существенным результатам, например к обнаружению важной линии HD $J = 1-0$ на длине волны $\lambda \sim 112$ мкм [42].

2.5. СОЛНЕЧНАЯ СИСТЕМА

Роль миллиметровой и субмиллиметровой астрономии в исследованиях объектов Солнечной системы была и остаётся весьма значительной. В исследованиях Солнца наблюдения в указанном диапазоне важны при изучении механизмов вспышек, а также структуры и динамики хромосферы. Важное значение имеет исследование планет и их атмосфер на миллиметровых и субмиллиметровых волнах, особенно с использованием интерферометров, что позволяет изучать распределение тех или иных газов в атмосферах (например, воды на Марсе [43]), температуры поверхности и пр. Имеются примеры успешных наблюдений молекулярных линий в спектрах излучения комет, что даёт уникальные сведения об их химическом составе.

3. АКТУАЛЬНЫЕ ЗАДАЧИ

Вышеприведённый обзор основных направлений работ и достижений позволяет сформулировать актуальные задачи миллиметровой и субмиллиметровой астрономии:

1) Дальнейшие исследования микроволнового фонового излучения (пространственный спектр флуктуаций, поляризация и пр.).

2) Обзоры неба на субмиллиметровых волнах с целью обнаружения, классификации и исследования свойств источников излучения субмиллиметрового диапазона.

3) Исследования эффекта Сюняева—Зельдовича, в том числе при больших красных смещениях.

4) Исследования процессов звёздообразования на больших (космологических) расстояниях.

5) Детальные исследования структуры, кинематики, физико-химических характеристик и эволюции областей звёздообразования в нашей и соседних галактиках.

6) «Полные» спектральные обзоры, включая недоступные с поверхности Земли частоты (более 1 ТГц).

7) Исследования тел Солнечной системы (Солнца, планет, комет).

8) Поиск и исследование протопланетных дисков и планетных систем у ближайших звёзд.

4.СУЩЕСТВУЮЩИЕ И ПРОЕКТИРУЕМЫЕ ИНСТРУМЕНТЫ ДЛЯ МИЛЛИМЕТРОВОЙ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ АСТРОНОМИИ

4.1. Приёмники

Разработка малошумящих приёмных устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн — обширная и быстро развивающаяся область техники (см., например, [44]). В настоящее время созданы малошумящие усилители на транзисторах с высокой подвижностью электронов (HEMT), работающие на частотах порядка 100 ГГц [45]. Имеются и разработки мазеров трёхмиллиметрового диапазона длин волн с очень низкими шумами [46]. Однако на более высоких частотах пока нет альтернативы супергетеродинным приёмникам со смесителем на входе для спектральных измерений и болометрам для измерений в континууме.

Долгое время смесители создавались на основе диодов с барьером Шоттки, причём для снижения шумов они охлаждались приблизительно до 20 К. В последние годы на частотах ν до 700 ГГц

наилучшие результаты получены со смесителями на основе туннельных переходов сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС). Их шумы уже вплотную приблизились к квантовому пределу $h\nu/k$ (см. рис. 9). Такой приёмник использовался неоднократно и в наших наблюдениях на РТ-22 КрАО [47]. Сверхпроводящий материал, используемый в этих смесителях, – это, как правило, ниобий, у которого ширина «энергетической щели» соответствует приблизительно 700 ГГц. На более высоких частотах характеристики СИС-смесителей быстро ухудшаются.

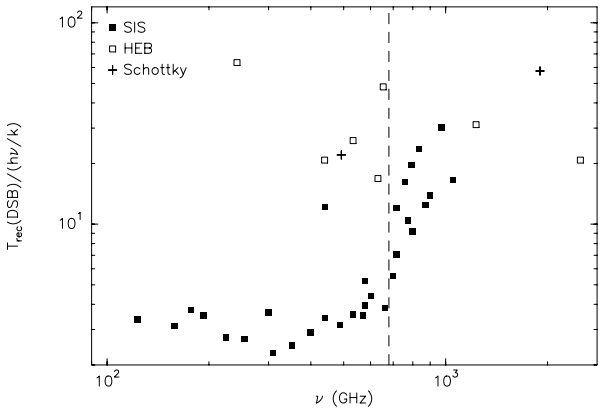


Рис. 9. Шумовая температура различных приёмников миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн в зависимости от частоты в единицах квантового предела $h\nu/k$ [43]

На частотах $\nu > 700$ ГГц лучшие параметры достигнуты со смесителями, представляющими собой болометры на горячих электронах (HEB). Принцип их действия основан на разогреве электронов излучением в тонких плёнках сверхпроводника с последующей быстрой релаксацией их энергии за счёт либо фононного, либо диффузионного охлаждения. Изменения электронной температуры ведут к изменению сопротивления. Короткое время релаксации позволяет создать на основе этого эффекта достаточно широкополосные смесители (полоса промежуточных частот достигает 5 ГГц). Такие приёмники уже успешно использовались для астрономических измерений на частотах до 1 ТГц [48]. Привлекательность HEB для измерений на очень высоких частотах основана, в частности, на том, что, в принципе, шумовые характеристики этого устройства не зависят от частоты — в них используется исключительно тепловой эффект. В настоящее время достигнуты значения шумовой температуры порядка 1 000 K на частоте 2,5 ТГц. Обзоры современного состояния дел по разработке СИС- и HEB-приёмников даны в работах [49,50].

Чувствительность болометров принято характеризовать величиной пороговой мощности (noise equivalent power, NEP), которая для лучших болометров субмиллиметрового диапазона длин волн составляет сейчас порядка 10^{-18} Вт/Гц$^{1/2}$ [51], причём есть надежда на дальнейшее уменьшение этого параметра. Рабочая температура таких высокочувствительных болометров составляет 100÷300 мК.

Как можно видеть, шумы приёмников миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов уже приближаются к своему предельному значению. Можно ли дальше повысить их эффективность? На этот вопрос можно дать утвердительный ответ по крайней мере, для протяжённых источников, если реализовать возможность «радиовидения», т. е. то, что естественным образом достигается в оптике и, отчасти, в ИК диапазоне. В настоящее время в ряде лабораторий ведутся разработки многолучевых приёмных систем миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн, некоторые из которых уже работают.

4.2. Миллиметровые и субмиллиметровые обсерватории

Вследствие сильного поглощения в атмосферных газах (в основном в кислороде и парах воды) наблюдения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах с поверхности Земли возможны только в ограниченных частотных интервалах, так называемых «окнах прозрачности» атмосферы. В связи с этим инструменты указанного диапазона размещаются по возможности высоко в горах или на борту самолётов и космических аппаратов. В настоящее время в мире успешно

функционирует довольно много миллиметровых, а также несколько субмиллиметровых обсерваторий (например, KOSMA, CSO, JCMT, HHT, SEST). Последние расположены на высотах от 2 300 до 4 100 м над уровнем моря. Диаметр зеркал телескопов составляет от 3 до 15 м, точность поверхности от 15 до 70 мкм, что обеспечивает рабочий диапазон частот до 1 ТГц. Почти закончена субмиллиметровая антенная решётка (SMA), расположенная на горе Мауна Кеа (Гавайи, США) на высоте 4 080 м и состоящая из восьми 6-метровых антенн с точностью поверхности 12 мкм. Длина базы меняется от 8 до 508 м, что даёт угловое разрешение $0{,}1''$.

Наиболее крупная антенна коротковолновой части миллиметрового диапазона в пределах СНГ — это РТ-22 КрАО. Она построена в 60-х годах прошлого века, точность её поверхности составляет около 0,2 мм, что позволяет работать на волнах с длиной до 3 мм. Антенна активно использовалась для наблюдений как в континууме, так и в спектральных линиях молекул.

Наиболее амбициозный наземный проект в данной области — это Большая миллиметровая решётка в Атакаме (Atacama Large Millimeter Array, ALMA), которая строится на высокогорном плато (высота 5 000 м) в пустыне Атакама (Чили). Решётка состоит из 64-х 12-метровых антенн с точностью поверхности 20 мкм. Наибольшая база антенной системы равна 12 км, разрешение достигает 6 миллисекунд дуги, полная площадь антенн 7 238 м^2. Чувствительность и угловое разрешение будут не хуже достигнутых в оптическом и ИК диапазонах. Научные цели, которые ставятся перед этим телескопом, включают в себя исследования мельчайших структур и наиболее далёких объектов.

В то же время имеется несколько космических проектов на разных стадиях реализации (ODIN, «Hershel», SOFIA, «Субмиллиметрон» и др.). Их большим преимуществом является отсутствие атмосферных ограничений, что обеспечивает непрерывное покрытие всего диапазона частот. Так, например, космическая обсерватория «Hershel Space Observatory», запуск которой намечен на 2007 г., будет оснащена телескопом с диаметром зеркала 3,5 м и высокочувствительными приёмниками, покрывающими диапазон длин волн 60÷670 мкм. Имеется российский проект «Субмиллиметрон» субмиллиметрового телескопа с диаметром зеркала 60 см, размещаемого в автономном модуле, периодически стыкуемом с Международной космической станцией. Предполагается оснастить этот телескоп решёткой чрезвычайно чувствительных субмиллиметровых болометров. Однако размеры космических инструментов всё же значительно скромнее, чем у наземных телескопов, так что они не могут достичь такой же чувствительности (по точечным источникам) и углового разрешения. Таким образом, космические и наземные инструменты дополняют друг друга. Первые больше подходят для обзоров (как по пространству, так и по частоте) и исследований протяжённых источников излучения, а вторые — для детального исследования компактных объектов. Наилучшее угловое разрешение может быть достигнуто объединением орбитальных и наземных инструментов в наземно-космический интерферометр.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Миллиметровая и субмиллиметровая астрономия — наиболее эффективное средство исследования «холодной» Вселенной, в частности областей звёздообразования. Но она важна и для многих других областей астрофизики, от космологии до исследований тел Солнечной системы. Техника миллиметровой и субмиллиметровой астрономии быстро развивается. Создаваемое сейчас новое поколение наземных и космических инструментов сделает доступным для исследований весь этот диапазон, обеспечив угловое разрешение и чувствительность, сравнимые с лучшими оптическими и более длинноволновыми радиотелескопами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 03–02–16307), программы поддержки ведущих научных школ (грант НШ-1483.2003.2) и ИНТАС (проекты 99–1667, 99–0569 и 01–0367).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кисляков А. Г. // УФН. 1970. Т. 101. С. 607.
2. Mather J. C., Cheng E. S., Cottingham D. A., et al. // Astrophys. J. 1994. V. 420. P. 439.
3. Зинченко И. И. // Докторская дисс. ИПФ РАН. 1998.
4. Smoot G. F., Bennett C. L., Kogut A., et al. // Astrophys. J. 1992. V. 396. P. L1.
5. Струков И. А., Скулачёв Д. П., Боярский М. Н., Ткачёв А. Н. // Письма в АЖ. 1987. Т. 13. С. 163.
6. Сахаров А. Д. // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. С. 345.
7. Hu W., Dodelson S. // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 2002. V. 40. P. 171.
8. Carlstrom J. E., Holder G. P., Reese E. D. // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2002. V. 40. P. 643
9. Rephaeli Y. // Astrophys. J. 1995. V. 445. P. 33.
10. Pointecouteau E., Giard M., Barret D. // Astron. Astrophys. 1998. V. 336. P. 44.
11. Lamarre J. M. et al. // Astrophys. J. 1998. V. 507. P. L5.
12. Blain A. W., Smail I., Ivison R. J., Kneib J. P., Frayer D. T. // Physics Reports. 2002. V. 369. P. 111.
13. Ivison R. J., Smail I., Barger A. J., et. al. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2000. V. 315. P. 209.
14. Gromov V., Kardashev N., et al. // Submillimeter and millimeter wave sky mapping in space project Submillimetron. The 2K1BC Workshop "Experimental Cosmology at mm-waves" Breuil-Cervinia, Italy, July 9-13, 2001. / Ed. by M. De Petris, M. Gervasi. Proceedings, P. 205. American Institute of Physics, Melvill, USA, 2002.
15. Yost S. A., Frail D. A., Harrison F. A., et al. // Astrophys. J. 2002. V. 577. P. 155.
16. Kneib J.-P., Alloin D., Mellier Y., Guilloteau S., Barvainis R., Antonucci R. // Astron. Astrophys. 1998. V. 329. P. 827.
17. Omont A., Petitjean P., Guilloteau S., et. al. // Nature. 1996. V. 382. P. 428.
18. Dame T. M., Hartmann D., Thaddeus P. // Astrophys. J. 2001. V. 547. P. 792.
19. Sakamoto S., Hasegawa T., Handa T., Hayashi M., Oka T. // Astrophys. J. 1997. V. 486. P. 276.
20. Helfer T. T., Blitz L. // Astrophys. J. 1997. V. 478. P. 233.
21. Neugebauer G., Habing H. J., van Duinen R. et al. // Astrophys. J. 1984. V. 278. P. L1.
22. Sharpless S. // Astrophys. J. Suppl. 1959. V. 4. P. 257.
23. Буров А. Б., Вдовин В. Ф., Зинченко И. И. и др. // Письма в Астрон. ж. 1988. Т. 14. С. 492.
24. Pirogov L. // Astron. Astrophys. 1999. V. 348. P. 600.
25. Zinchenko I., Mattila K., Toriseva M. // Astron. Astrophys. Suppl. 1995. V. 111. P. 95.
26. Zinchenko I., Pirogov L., Toriseva M. // Astron. Astrophys. Suppl. 1998. V. 133. P. 337.
27. Zinchenko I., Henning Th., Schreyer K. // Astron. Astrophys. Suppl. 1997. V. 124. P. 385.
28. Zinchenko I., Henkel C., Mao R. Q. // Astron. Astrophys. 2000. V. 361. P. 1079.
29. Pirogov L., Zinchenko I., Caselli P., et. al. // Astron. Astrophys. 2003. V. 405. P. 639.
30. Pirogov L., Johansson L. E. B., Zinchenko I. // Astron. Astrophys. Trans. 2003. V. 22. P. 33.
31. Myers P. C. // Molecular Cloud Cores. In: Protostars and Planets II / Ed. by J. Black, M. Matthews). Tucson, Univ. of Arizona. 1985. P. 81.
32. Juvela M. // Astron. Astrophys. Suppl. 1996. V. 118. P. 191.
33. Кисляков А. Г., Зинченко И. И., Йоханссон Л. Е. Б. // Астрон. ж. 2003. Т. 80. С. 508.
34. Lapinov A. V., Schilke P., Juvela M., Zinchenko I. // Astron. Astrophys. 1998. V. 336. P. 1007.
35. Zhang Q., Hunter T. R., Brand J., et. al. // Astrophys. J. 2001 V. 552 P. L167.
36. Зинченко И. И. // Письма в АЖ. 2002. Т. 28. С. 362.

37. Lapinov A. V. // "HCN and HNC spectroscopy in dark clouds" Abstracts of IAU Sumposium 197 "Astrochemistry: From Molecular Clouds to Planetary Systems", Sogwipo, South Korea, August 23–27, 1999. P. 99.
38. Лапинов А. В. // Астрон. ж. 1989. Т. 66. С. 264.
39. Cazzoli G., Puzzarini C., Lapinov A. V. // Astrophys. J. 2003. V. 592. P. L95.
40. Viti S., Roueff E., Hartquist T. W., et. al. // Astron. Astrophys. 2001. V. 370. P. 557.
41. http://www.submm.caltech.edu/cso/weather/atplot.shtml
42. Wright C. M., van Dishoeck E. F., Cox P., et. al. // Astrophys. J. 1999. V. 515. P. L29.
43. Gurwell M. A., Muhleman D. O. // Bulletin of the American Astronomical Society. 1997. V. 29. P. 962.
44. Вдовин В. Ф., Зинченко И. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. 41. С. 1 424.
45. Archer J. W. // IEEE Trans. MTT. 2001. V. 49. P. 2 080.
46. Шульга В. М., Зинченко И. И., Нестеров Н. С. и др. // Письма в Астрон. ж. 1991. Т. 17. С. 1 084.
47. Зинченко И. И., Барышев А. М., Вдовин В. Ф. и др. // Письма в Астрон. ж. 1997. Т. 23. С. 145.
48. Kawamura J., et al. // American Astronomical Society Meeting. 2001. V. 198. No. 59.18.
49. Кошелец В. П., Шитов С. В., Филиппенко Л. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 46, № 8-9. С. ???.
50. Гольцман Г. Н., Лудков Д. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 46, № 8-9. С. ???.
51. Griffin M. J. // Nuclear Instr. and Methods in Phys. Research. A. 2000. V. 444. P. 397.

Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
21 июня 2003 г.

CONTEMPORARY MILLIMETER AND SUBMILLIMETER WAVE ASTRONOMY

I. I. Zinchenko

We discuss scientific importance of the millimeter- and submillimeter-wave astronomy. Directions of research and main achievements in cosmology, extragalactic astronomy, and studies of the Galaxy structure, star formation regions, and Solar-system objects are described. Topical problems are formulated. Existing and planned instruments for millimeter/submillimeter astronomy are briefly described.

УДК 535.36.01

ПАССИВНОЕ РАДИОВИДЕНИЕ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Ю. А. Пирогов

Дан краткий обзор выполненных в МГУ работ по радиовидению в миллиметровом диапазоне длин волн при использовании режимов сверхразрешения в системах с одноэлементными приёмниками и решётками сенсоров. В 8-миллиметровом диапазоне длин волн с помощью математической обработки образов реальных радиотепловых сцен с учётом прецизионно измеренной аппаратной функции получено 10-кратное улучшение пространственного разрешения. Показано, что предельная величина сверхразрешения определяется отношением сигнала к шуму измеряемых сцен.

ВВЕДЕНИЕ

Пассивное радиовидение в миллиметровом диапазоне длин волн становится исключительно популярным из-за вновь открывшихся возможностей для создания компактных бортовых средств всепогодного видения для слепой посадки летательных аппаратов, аппаратуры обзора прибрежных акваторий, видения объектов, скрытых непрозрачным для оптических излучений камуфляжем. Миллиметровые волны наиболее приемлемы для использования в радиовидении. Они являются самыми короткими из радиоволн, свободно пропускаемых атмосферой, обеспечивая вместе с тем максимальное разрешение среди устройств всепогодного радиовидения. В отличие от излучения видимого и инфракрасного диапазонов миллиметровые волны легко проникают сквозь гидрометеоры и аэрозоли: дымку, туман, снег, дождь, пылевые облака, дымовые завесы и т. п. По сравнению с активными (радарными) устройствами радиометрические системы являются намного более экономичными, скрытными (недоступными для обнаружения) и портативными.

Однако имеется два принципиальных недостатка видеоустройств миллиметрового диапазона длин волн: малое по сравнению с оптическими системами пространственное разрешение и невысокое быстродействие. Второй недостаток легко преодолевается путём применения решёток сенсоров, позволяющих реализовать в радиометрии регистрацию двумерных тепловых сцен в реальном масштабе времени. Для улучшения же пространственного разрешения, напротив, необходимо преодолеть принципиальный предел — рэлеевский порог разрешения. Поскольку возможности увеличения диаметра приёмных антенн радиооптических систем всегда весьма ограничены, повышение разрешения может быть достигнуто только математической обработкой полученных радиоизображений, т. е. использованием режима сверхрэлеевского разрешения (сверхразрешения).

Наиболее понятным прототипом системы радиовидения является человеческий глаз, подобно которому устройство радиовидения должно иметь радиооптическую линзу (или параболическое зеркало) в качестве аналога хрусталика и решётку сенсоров (аналог сетчатки), расположенную в фокальной плоскости. При этом наиболее близкие к оптическим возможностям гла́за разрешение и угол зрения получаются в случае регистрации тепловой сцены в миллиметровом диапазоне длин волн системой радиовидения с апертурой антенны, равной 1 м, и решёткой с 10 000 радиометрических каналов при постоянной времени радиометров порядка 0,1 с. В настоящее время макеты такого рода систем уже созданы: в ближайшем будущем они появятся на борту аэрокосмических аппаратов [1–3] и в составе наземных установок всепогодного (включая ночное) видения, обнаружения спрятанных под одеждой предметов, например оружия в аэропортах [4–6].

Вместе с тем проблема высокого пространственного разрешения до сих пор не решена в необходимой степени. Заметные успехи в этой области достигнуты лишь в нескольких лабораториях Великобритании [7, 8], США [9, 10] и России [13–18]. Лучшие по уровню сверхразрешения результаты были получены в МГУ им. М. В. Ломоносова, в том числе с участием американских учёных из NASA, Университета штата Джорджия (г. Атланта) и Университета Джонсона Смита (г. Шарлотт, Северная Каролина) [16–21] и доложены на симпозиумах «AeroSense» в г. Орландо (Флорида, США) в 1997–2003 гг. в рамках конференций «Passive Millimeter Wave Imaging Technology I–VII». Главный итог отечественных разработок состоит в экспериментально полученном 10-кратном улучшении пространственного разрешения систем пассивного радиовидения, реализованных как в виде одноэлементных устройств, так и на основе решёток сенсоров. Разработанные в МГУ алгоритмы сверхразрешения пригодны для систем с произвольной геометрией антенн и обеспечивают как высокую точность восстановления наблюдаемых сцен, так и бóльшую скорость обработки двумерных образов, что особенно важно при измерениях в реальном времени.

Лучшие результаты применения алгоритмов сверхразрешения получены с помощью нелинейных методов обработки, основанных на итерационных процедурах Янссона—ван Ситтера [17, 18, 22] и Люси—Ричардсона [21, 23]. В результате использования методов сверхразрешения в радиоастрономии на солнечном радиотелескопе МГТУ им. Н. Э. Баумана РТ-7,5 в 3-миллиметровом диапазоне длин волн был обнаружен ряд новых особенностей физических явлений [17]. Разработанный метод имеет серьёзные перспективы в случае многолучевых систем радиовидения с параллельным приёмом сигналов и обработкой принимаемой информации [18].

Рассмотрим коротко суть соответствующих моделей и ряд конкретных примеров их использования в практических устройствах миллиметровых волн.

1. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

В качестве модели формирования радиоизображения в одноканальной системе примем интегральное соотношение

$$I(\mathbf{r}) = \iint\limits_D A(\mathbf{r}-\mathbf{r}')I_0(\mathbf{r}')\,\mathrm{d}s(\mathbf{r}'), \tag{1}$$

где D — область наблюдения, $A(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ — функция рассеяния точки (ФРТ), или диаграмма направленности антенны, $I_0(\mathbf{r}')$ — неискажённое изображение, $I(\mathbf{r})$ — образ наблюдаемой сцены на выходе системы радиовидения. В уравнении (1) и далее $\mathrm{d}s(\mathbf{r}')$ и $\mathrm{d}s(\mathbf{r})$ определяют элементарные площадки в точках $r' = (x', y')$ и $r = (x, y)$.

В случае прямоугольной области наблюдения можно реализовать периодическое продолжение изображений $I_0(\mathbf{r})$, $I(\mathbf{r})$ и осуществить фурье-преобразование модели (1) на конечной ортонормированной системе гармоник $\{\Psi^{kl}(\mathbf{r})\}$ в области D. Целесообразно расположить коэффициенты Фурье согласно росту пространственных частот соответствующих гармоник при нормировочном условии

$$\iint\limits_D A(\mathbf{r})\,\mathrm{d}s(\mathbf{r}) = 1.$$

Модуляционная передаточная функция (МПФ) $B(\mathbf{f})$ оценивалась в области D по нормированной аппаратной функции $A(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ путём корректного решения задачи отыскания собственных значений [12]:

$$B(\mathbf{r})\Psi^{kl}(\mathbf{r}) = \iint\limits_D A(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\Psi^{kl}(\mathbf{r}')\,\mathrm{d}s(\mathbf{r}'). \tag{2}$$

Рис. 1. Главное здание МГУ (на заднем плане) — объект радиосъёмки — и установка радиовидения в 3-миллиметровом диапазоне длин волн (слева на переднем плане)

Оговоренное расположение коэффициентов Фурье с ростом пространственных частот означает, что решением задачи (2) как раз и будут искомые МПФ $B(\mathbf{f})$.

Для систем радиовидения с дискретным сканированием области наблюдения более адекватной по сравнению с моделью с непрерывным сканированием (1) является непрерывно-дискретная линейная модель формирования изображений:

$$I(i,j) = \iint\limits_D A[\mathbf{r}(i,j) - \mathbf{r}]\, I_0(\mathbf{r})\, \mathrm{d}s(\mathbf{r}), \qquad (3)$$

в которой (i,j) обозначает, что результирующий образ строится на сетке $\{\mathbf{r} = \mathbf{r}(i,j)\}$ положений диаграммы направленности в области D. Исходное изображение на рис. 1 в дальнейшем обрабатывается именно с помощью непрерывно-дискретной модели (3).

2. ЛИНЕЙНЫЙ МЕТОД КОМПЕНСАЦИИ ИСКАЖЕНИЙ РАДИОТЕПЛОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Линейная модель формирования изображений, соответствующая модели (3), записывается в виде

$$\mathbf{I} = \mathbf{A}\mathbf{I}_0 + \boldsymbol{\nu}, \qquad (4)$$

где $\mathbf{I}$ — зарегистрированное в области D изображение согласно модели (3), $\mathbf{A}$ — четырёхмерная матрица, соответствующая всевозможным дискретным положениям диаграммы направленности в области D, $\mathbf{I}_0$ — неискажённое изображение. Шум $\boldsymbol{\nu}$ представляет собой комбинацию аппаратурных флуктуаций и шумов дискретизации (в основном высокочастотных), возникающих при переходе от непрерывно-дискретной модели (3) к её численному аналогу (4):

$$\nu(i,j) = \iint\limits_D A[\mathbf{r}(i,j) - \mathbf{r}]\, I_0(\mathbf{r})\, \mathrm{d}s(\mathbf{r}) - A(i,j,n,m) I_0(n,m). \qquad (5)$$

Задача компенсации искажений радиотеплового изображения на выходе радиометра с аппаратной функцией (диаграммой направленности приёмной антенны), задаваемой матрицей $\mathbf{A}$, ставилась по дискретной модели (4) [11]:

$$\inf_{\mathbf{R}} \left\{ \|\mathbf{R} - \mathbf{E}\|^2 \,\middle|\, \|\mathbf{R}\boldsymbol{\nu}\|^2 < \varepsilon \right\}, \qquad (6)$$

где $\mathbf{E}$ — единичная матрица. Если $\mathbf{R}$ — решение задачи (6), то изображение $\mathbf{RI}$ можно рассматривать как измеренное на приборе $\mathbf{A}$, наиболее близком к идеальному прибору $\mathbf{E}$ среди всех приборов, которым соответствует шум со средним квадратом нормы $\|\mathbf{R}\boldsymbol{\nu}\|^2$, не превышающем ε. Под прибором здесь понимается математическая модель регистрирующей системы с более узкой диаграммой направленности, которую, как правило, нельзя реализовать физически. Решение задачи (6) имеет вид

$$\mathbf{R}(\omega) = (\mathbf{A}^*\mathbf{A} + \omega\mathbf{E})^{-1}\, \mathbf{A}^*, \qquad (7)$$

где $\mathbf{A}^*$ — транспонированная матрица $\mathbf{A}$, ω — решение уравнения $\|\mathbf{R}(\omega)\boldsymbol{\nu}\|^2 = \varepsilon$ при $\varepsilon < \|\mathbf{R}(0)\boldsymbol{\nu}\|^2$, и $\omega = 0$ при $\varepsilon \geq \|\mathbf{R}(0)\boldsymbol{\nu}\|^2$. Разрешение, реализуемое в изображениях $\mathbf{R}(\omega)\mathbf{I}$, в основном ограничивается шумом дискретных расчётных схем (5) [12].

3. НЕЛИНЕЙНЫЙ МЕТОД КОМПЕНСАЦИИ ИСКАЖЕНИЙ

Решение задачи компенсации аппаратурных искажений образов в системе радионаблюдения Солнца осуществлялось нелинейным методом Янссона—ван Ситтера [22], который был предложен ранее для анализа одномерных задач оптической спектроскопии. В работах [17, 18] этот метод используется в более общем виде при решении двумерных задач. Метод Янссона—ван Ситтера итерационный и предполагает известным диапазон яркостей анализируемого изображения: $\mathbf{I}_{0\,\min} \leq \mathbf{I}_0(\mathbf{r}) \leq \mathbf{I}_{0\,\max}$.

Непрерывной модели формирования изображений (1) в нелинейном методе соответствует модель, в которой $\mathbf{I}_0^{(k)}(\mathbf{r}')$ есть итерационное изображение на входе системы радионаблюдения, а $\mathbf{I}^{(k)}(\mathbf{r})$ — на выходе системы, где k — номер итерации. Алгоритм метода начинается с присвоения начальных значений:

$$\mathbf{I}_0^{(0)}(\mathbf{r}) = \mathbf{I}(\mathbf{r}). \tag{8}$$

Итерационную часть алгоритма можно представить следующим образом. На шаге I

$$\mathbf{I}^{(k)}(\mathbf{r}) = \iint\limits_D \mathbf{A}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\mathbf{I}_0^{(k)}(\mathbf{r}')\,\mathrm{d}\mathbf{r}'; \tag{9}$$

на шаге II

$$\mathbf{I}_0^{(k+1)}(\mathbf{r}) = \mathbf{I}_0^{(k)}(\mathbf{r}) + \mathrm{Re}\,\mathbf{l}(\mathbf{r})\,[\mathbf{I}(\mathbf{r}) - \mathbf{I}^{(k)}(\mathbf{r})], \tag{10}$$

где

$$\mathrm{Re}\,\mathbf{l}(\mathbf{r}) = C\left[1 - 2\,(\mathbf{I}_{0\,\max} - \mathbf{I}_{0\,\min})^{-1}\,\left|\mathbf{I}_0^{(k)}(\mathbf{r}) - (\mathbf{I}_{0\,\max} - \mathbf{I}_{0\,\min})/2\right|\right],$$

$C = \mathrm{const}$; на шаге III

$$k = k + 1;$$

на шаге IV осуществляется переход к шагу I.

Данный нелинейный метод был реализован согласно численной дискретно-дискретной модели формирования изображений (4). Первая итерация давала изображение $\mathbf{I}_0^{(1)}$ более размытое, чем исходное $\mathbf{I}$. При $C = 1$ приблизительно на 15-й итерации получалось изображение $\mathbf{I}_0^{(15)}$ с заметно бóльшим разрешением, чем при линейном методе повышения разрешения. При этом вполне достаточно ограничиться 15-ю итерациями. При 30-ти и более итерациях разрешение визуально ещё выше, однако нет гарантии того, что при этом не проявляются эффекты шума $\boldsymbol{\nu}$ дискретных расчётных схем (5).

4. МНОГОЛУЧЕВЫЕ СИСТЕМЫ РАДИОВИДЕНИЯ

Непрерывная модель формирования изображений (1), непрерывно-дискретная модель (3) и их дискретный аналог (4) применимы лишь при малых углах визирования изображений, т. е. даже реальные однолучевые системы целесообразно моделировать как многолучевые, учитывая пространственную неоднородность системы формирования изображений в реализуемых углах визирования. Учёт указанной пространственной неоднородности при решении задач компенсации

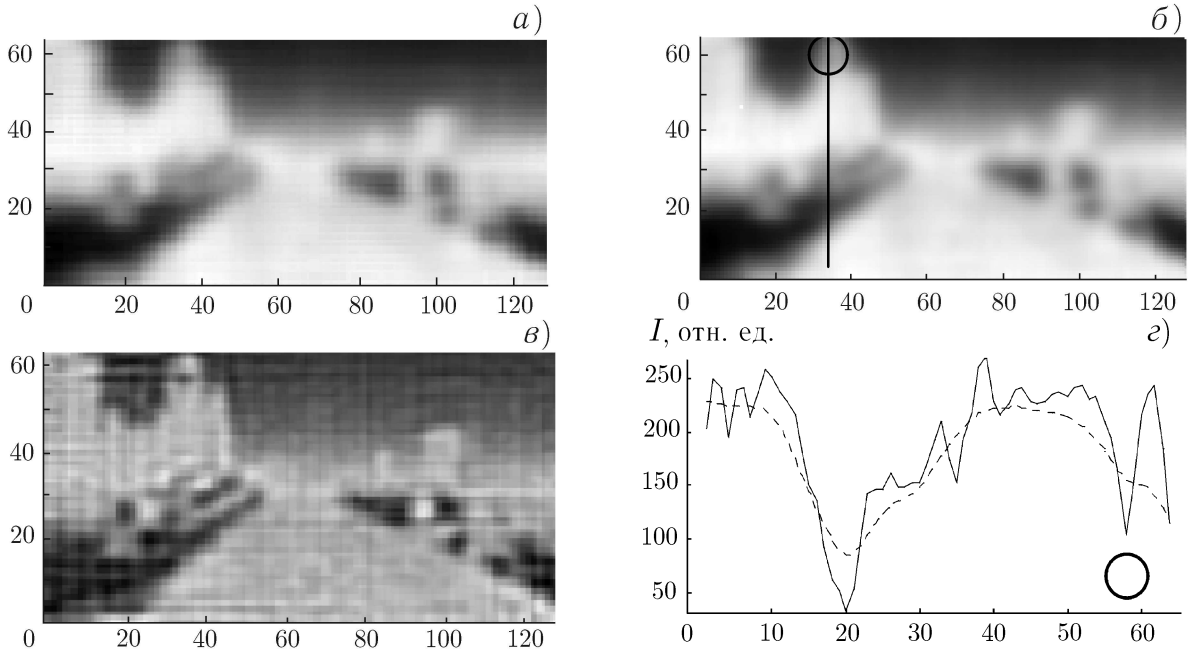


Рис. 2. Сверхразрешение, полученное линейным методом: *а* — исходное изображение $\mathbf{I} = \mathbf{A}\mathbf{I}_0 + \boldsymbol{\nu}$; *б* — шум $\boldsymbol{\nu}$ ослаблен; ◯ — положение термометра на правой башне здания МГУ; *в* — редуцированное изображение $\mathbf{R}(\omega)\mathbf{I}$, $\omega = 0{,}0005$; *г* — распределение радиояркости вдоль выделенной вертикальной прямой: исходное изображение ((*б*), пунктир) и редуцированное ((*в*), сплошная кривая)

искажений будет, естественно, давать лучший результат по сравнению с линейной пространственно однородной моделью с некоторой эффективной ФРТ.

Для современных многолучевых систем радиовидения разработка теории многолучевых систем представляется весьма актуальной и полезной, т. к. отдельные лучи не могут быть вполне идентичными и все несоответствия можно учесть при математической коррекции получаемых исходных данных. В этом смысле анализ пассивных многолучевых систем радиовидения сводится к математической проблеме такого согласованного разделения изображения и искажающего оператора, при котором задача обращения (с последующей сборкой результирующего изображения) решалась устойчиво, с минимальными искажениями при минимальной априорной информации или без таковой вообще [17].

5. СВЕРХВЫСОКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ В 8- И 3-МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНАХ ДЛИН ВОЛН

Первые эксперименты по радиовидению вообще и по применению алгоритмов сверхразрешения в частности проводились на установках 8- и 3-миллиметрового диапазонов длин волн с одноэлементными датчиками. В качестве последних использовались гетеродинные приёмники с чувствительностью до 0,05÷0,07 К. В качестве антенны применялись параболические зеркала диаметром 250 мм (при длине волны $\lambda = 8$ мм) и 500 мм с контррефлектором Кассегрена (при $\lambda = 3$ мм). Измерение аппаратной функции A (ФРТ, т. е. диаграммы направленности, в полосе принимаемых частот) проводилось в дальней зоне с оптической точностью (порядка $15''$) установки углов отсчёта. Использование прецизионно измеренной аппаратной функции обеспечивало высокую степень сверхразрешения при математической обработке исходных радиотепловых изо-

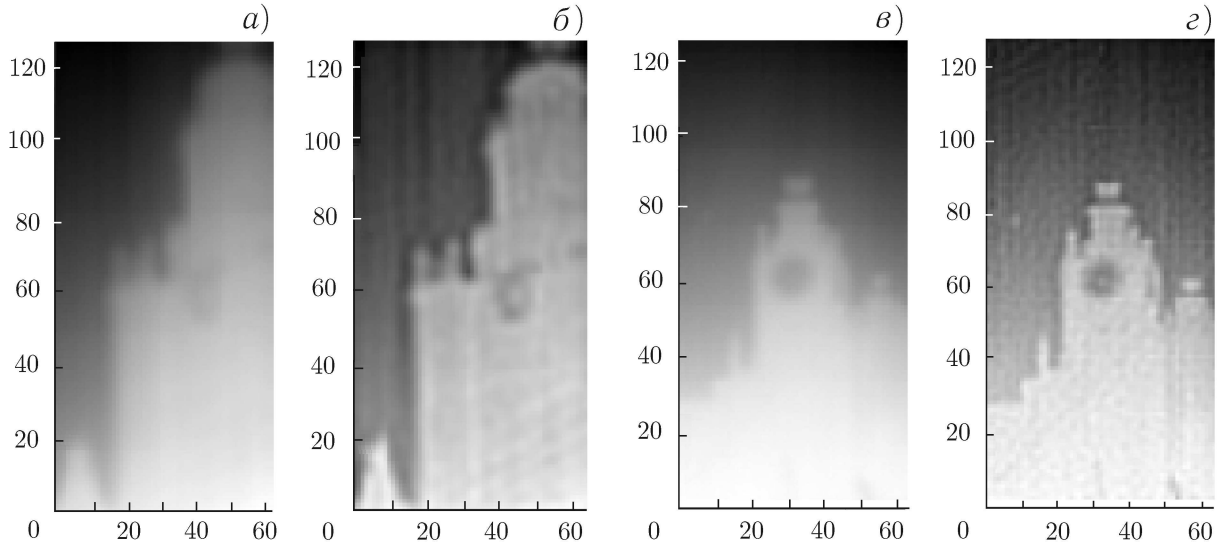


Рис. 3. Улучшение разрешения отдельных деталей Главного здания (ГЗ) МГУ на радиоизображениях в 3-миллиметровом диапазоне: *а* — изображение части ГЗ МГУ; *б* — разрешены детали оформления ГЗ МГУ; *в* — изображение правой башни с термометром; *г* — разрешена стрелка термометра

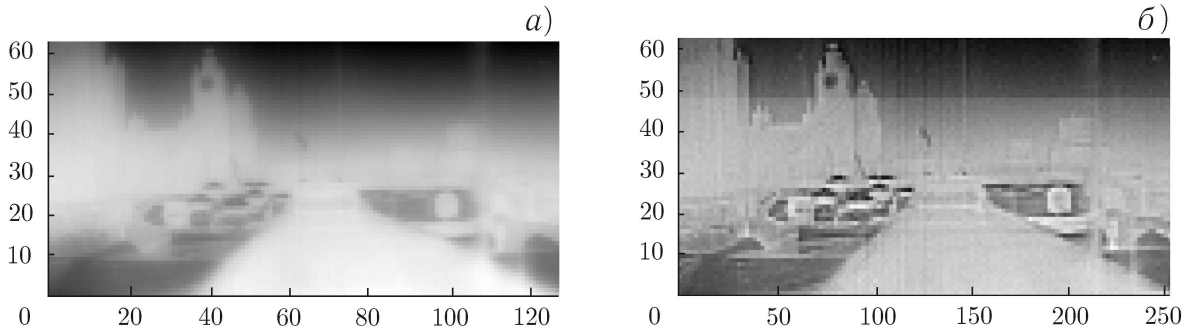


Рис. 4. Улучшение разрешения радиотепловых изображений, полученных в 3-миллиметровом диапазоне: *а* — исходное радиоизображение ГЗ МГУ; *б* — результат компенсации искажений ФРТ линейным методом

бражений. В свою очередь, модуляционная передаточная функция $B(\mathbf{f}_{ij})$ оценивалась по нормированной величине A путём корректного решения задачи (2) в дискретном базисе области D.

На рис. 2*а* дано исходное радиоизображение (эквивалентный оптический образ Главного здания МГУ показан на рис. 1), полученное с помощью одноканального радиометра 8-миллиметрового диапазона, установленного на крыше физического факультета. Рис. 2*в* демонстрирует повышение разрешения, полученное линейным методом. Шум $\boldsymbol{\nu}$ в дискретной модели (4) в основном сосредоточен в высокочастотной области (5), поэтому при вычислениях он легко был подавлен (рис. 2*б*) без заметных искажений непрерывно-дискретного изображения (3). Это дало возможность поднять на одну треть отношение сигнал/шум в дискретно-дискретной модели (4) и довести его до 120. Линейная задача компенсации искажений диаграммы направленности решалась более устойчиво по предварительно отфильтрованному изображению. На рис. 2*г* приведены распределения яркости изображения вдоль линии, проходящей через часть Главного здания МГУ

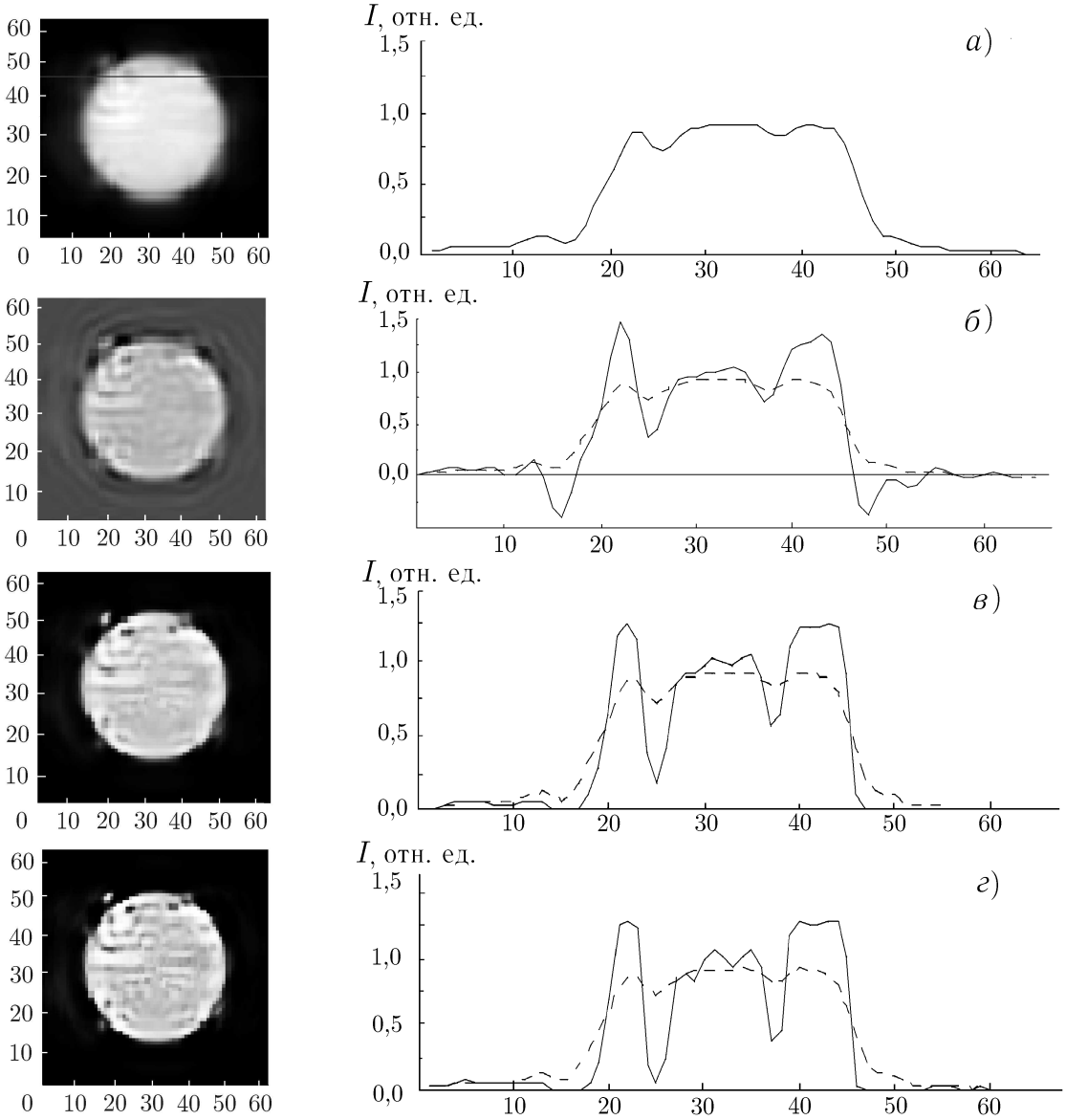


Рис. 5. Повышение радиоастрономического разрешения, полученное линейным и нелинейным методами. Справа показаны распределения радиояркости вдоль выделенной линии: *а* — на исходном изображении Солнца; *б* — на исходном изображении (здесь и далее пунктир) и после его обработки линейным методом (сплошная кривая); *в* и *г* — после обработки исходного изображения нелинейным методом (15 и 30 итераций соответственно)

с башенным термометром (см. рис. 2*б*). На радиоснимке, показанном на рис. 2*в*, термометр был разрешён (хотя был совершенно неразличим на исходном радиоснимке).

Анализ приведённых на рис. 2*г* графиков показывает, что на контрастных участках разрешение увеличилось примерно на порядок. Ещё лучше получается изображение термометра на радиотепловом снимке в 3-миллиметровом диапазоне длин волн (см. рис. 3) — после обработки на циферблате термометра проявляются даже стрелки. И вообще образ Главного здания МГУ, полученный в 3-миллиметровом диапазоне, как нетрудно заметить, уже приближается по разрешению к оптическому изображению (рис. 4*а, б*). Конечно, длина волны регистрируемого излучения в этом случае в 3 раза короче, а апертура антенны в 2,5 раза больше, чем у установки,

работающей на 8-миллиметровых волнах, но только благодаря математической обработке удаётся в такой мере повысить качество изображения.

6. СВЕРХРАЗРЕШЕНИЕ В СОЛНЕЧНОЙ РАДИОАСТРОНОМИИ

Как видно из рис. 5*а*, существующая система радионаблюдения Солнца (радиотелескоп РТ-7,5, МГТУ им. Н. Э. Баумана [24]) не позволяет в нужной степени разрешать детали тонкой структуры на поверхности Солнца. Увеличение разрешения (примерно в 10 раз) достигается за счёт применения нелинейных алгоритмов (см. рис. 5*в–г*). Они формируют сверхразрешённые изображения с такими деталями тонкой структуры на поверхности, в которых отсутствует «ложный звон» на краях изображения Солнца, характерный для известных линейных алгоритмов. Впервые был отчётливо выявлен ряд новых физических особенностей: периодические «полосы» плотности и температуры на поверхности хромосферы; близкие к абсолютному нулю значения радиояркостной температуры на участках выброса плазменных сгустков в околосолнечное пространство; сами сгустки в околосолнечном пространстве, взвешенные над образовавшейся каверной в хромосфере; замкнутые магнитным полем плазменные потоки вокруг Солнца и другие радиационно наблюдаемые в 3-миллиметровом диапазоне длин волн особенности.

7. МНОГОКАНАЛЬНЫЕ РАДИОМЕТРЫ

Как отмечалось, применение в системах радиовидения многоэлементных приёмников (решёток или линеек сенсоров) в соответствующее число раз сокращает время наблюдения радиотепловой сцены. Вместе с тем возникают новые проблемы, свойственные только многолучевым устройствам: электродинамическая несовместимость (взаимовлияние) соседних датчиков, различие парциальных аппаратных функций, поиск оптимального формирования вектора данных для успешного решения задачи сверхразрешения и др. Приходится формулировать практически заново и алгоритмы обработки изображений, получаемых на выходе многоэлементных систем. Так или иначе, эта работа начата — уже созданы и испытаны первые системы радиовидения с линейками гетеродинных сенсоров и линзовой антенной с апертурой 200 мм. Они содержат или 11-элементную линейную матрицу сенсоров 8-миллиметрового диапазона длин волн, или 8-канальную линейку сенсоров для приёма 3-миллиметровых волн [14, 19, 20] (рис. 6, 7). Одним из методов сверхразрешения (методом винеровской фильтрации) обработаны первые радиотепловые изображения, полученные на 8-миллиметровых волнах с помощью многоканальной установки. В этом случае удалось решить несколько специфических для многолучевых устройств проблем калибровки каналов в пространстве (по аппаратным функциям) и во времени (компенсация дрейфа параметров), электродинамической совместимости каналов и др. Эти особенности специально обсуждались на симпозиуме «AeroSense'2002» в Орландо (США) и на Всероссийском семинаре «Физика микроволн'2003» в Нижнем Новгороде [20, 21].

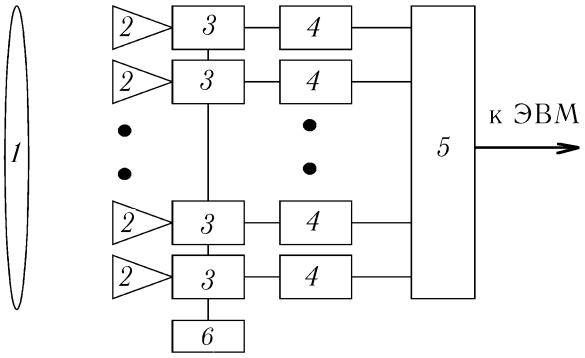


Рис. 6. Блок–схема многоканальной системы радиовидения с решёткой сенсоров: *1* — линза, *2* — входные облучатели отдельных каналов, *3* — приёмники миллиметровых волн, *4* — усилители промежуточной частоты, *5* — аналого-цифровой преобразователь, *6* — гетеродин

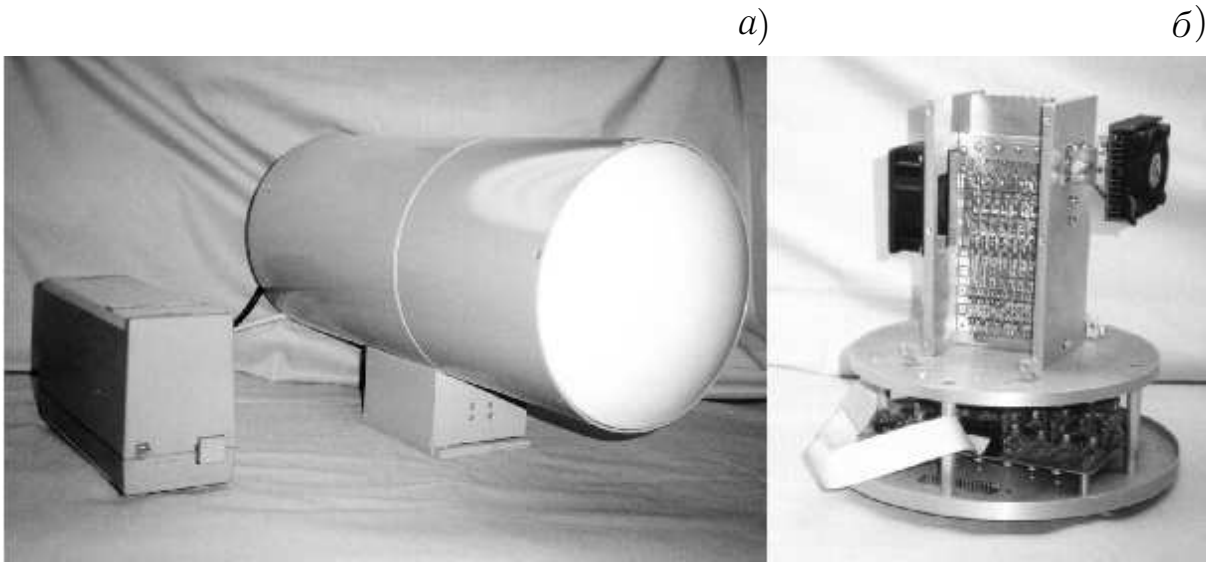


Рис. 7. Внешний вид (*а*) и внутреннее устройство (*б*) матричных радиометров 8- и 3-миллиметрового диапазонов длин волн

8. ШУМОВОЙ ПРЕДЕЛ СВЕРХРАЗРЕШЕНИЯ

Априори ясно, что отношение сигнал/шум является основным пределом повышения пространственного разрешения: как и всякая обратная задача, процесс восстановления реального образа является некорректным. В [25] такой предел для алгоритмов без использования априорной информации о восстанавливаемом изображении был найден в виде

$$S_{\mathrm{r}} = (1/3)\log_2(1 + S_{\mathrm{n}\Sigma}), \tag{11}$$

или

$$S_{\mathrm{r}} \approx 0{,}1 S_{\mathrm{n}\Sigma}[\text{дБ}], \tag{12}$$

где $S_{\mathrm{r}} = \Delta/\delta$ — величина сверхразрешения, которая равна отношению рэлеевского разрешения Δ (ширины диаграммы направленности приёмной антенны радиометра) к разрешению δ, полученному в результате применения алгоритма сверхразрешения, $S_{\mathrm{n}\Sigma}$ — отношение сигнал/шум, вычисляемое согласно выражению

$$S_{\mathrm{n}\Sigma} = E_{\mathrm{s}}/E_{\mathrm{n}}, \tag{13}$$

в котором $E_{\mathrm{s}} = \sum\limits_i \sum\limits_j \Xi^2(i,j)$, $E_{\mathrm{n}} = \sum\limits_i \sum\limits_j \sigma^2 = M\sigma^2$ (здесь $\Xi^2(i,j)$ — яркость изображения в точке (i,j), σ^2 — усреднённая по сцене дисперсия шумов изображения, M — количество пикселов), причём сигнальные факторы E_{s} и E_{n} вычисляются суммированием по всему измеряемому радиотепловому изображению. При реализуемом в описанных экспериментах значении $S_{\mathrm{n}\Sigma} = 50$ дБ достигаемое согласно (12) сверхразрешение может составлять $S_{\mathrm{r}} \approx 5$, что вполне соответствует полученным экспериментальным данным.

Вместе с тем столь же удобной для оценки предельного сверхразрешения является полученная нами приближённая феноменологическая формула

$$S_{\mathrm{r}} \approx (1/2)\, S_{\mathrm{n}0}^{1/2}, \tag{14}$$

также показывающая, что для достижения высокого сверхразрешения необходимо иметь весьма значительное отношение сигнал/шум. В (14) под величиной S_{n0} понимается отношение сигнал/шум, определяемое пороговой чувствительностью радиометрических измерений в относительных единицах для сигнала, интенсивность которого соответствует усреднённому значению максимумов яркости на картине радиоизображения. В экспериментах с односенсорными системами радиовидения величина S_{n0} составляет порядка 100, что в случаях, показанных на рис. 3 и 4, даёт примерно такое же значение $S_r \approx 5$.

ВЫВОДЫ

Проведённое обсуждение показывает, что наиболее перспективным направлением в радиовидении является создание многолучевых (многоканальных, многосенсорных) систем с решётками приёмников прямого усиления на полевых HEMT-транзисторах миллиметрового диапазона длин волн, а также развитие новых методов анализа, математического моделирования и оптимизации многосенсорных систем.

Отражённые в статье работы были выполнены при поддержке РФФИ (гранты № 97–01–00971, 97–02–17469), Минпромнауки РФ (проекты 3.14, 3.16 МНТП «Физика микроволн») и ФЦП «Интеграция» (проект АО 107/2.1–315).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Smith R. M., Sundstrom B. M., Belcher B. W. // Proc. SPIE. 1998. V. 3378. P. 2.
2. Yujiri L., Agravante H. H., Fornaca S., et. al. // Proc. SPIE. 1998. V. 3378. P. 14.
3. Anderton R. N., Appleby R., Borrill J. R., et. al. // Proc. SPIE. 1998. V. 3378. P. 27.
4. Currie N. C., Demma F. J., Ferris D. D., et. al. // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 1996. V. 17, No. 7. P. 1117.
5. Wiltse J. C. // IEEE Trans. MMT. 1984. V. 32. P. 1118.
6. McKinley M. C., Eden D. D. // Proc. SPIE. 1998. V. 3378. P. 102.
7. Lettington A. H., Gleed D. G. // Proc. SPIE. 1998. V. 3378. P. 161.
8. Gleed D. G., Lettington A. H. // Proc. SPIE. 1994. V. 2182. P. 255.
9. Reynolds W. R., Hilgers J. W. // Proc. SPIE. 1998. V. 3378. P. 134.
10. Pang H. Yu., Sundareshan M. K., Amphay S. A. // Proc. SPIE. 1998. V. 3378. P. 148.
11. Пытьев Ю. П. Математические методы интерпретации эксперимента. М.: Высшая школа, 1989. 351 с.
12. Терентьев Е. Н. Математические задачи интерпретации физического эксперимента на ЭВМ: Дисс. ... к. ф.-м. н. 1983.
13. Pirogov Yu. A., Antoshechkin V. A., Gladun V. V., et. al. // Proc. SPIE. 1996. V. 2222. P. 38.
14. Pirogov Yu. A., Gladun V. V., Krivoruchko V. I., et. al. // Proc. SPIE. 1998. V. 3378. P. 81.
15. Pirogov Yu. A., Attia M. F., Blankson I. M., et. al. // Proc. SPIE. 1998. V. 3378. P. 168.
16. Gladun V. V., Pirogov Yu. A., Ivanov V. S., et. al. // Proc. SPIE. 1999. V. 3703. P. 76.
17. Terentiev E. N., Pirogov Yu. A., Gladun V. V., et. al. // Proc. SPIE. 1999. V. 3703. P. 181.
18. Pirogov Yu. A., Attia M. F., Blankson I. M., et. al. // Proc. SPIE. 1999. V. 3703. P. 175.
19. Pirogov Yu. A., Gladun V. V., Krivoruchko V. I., et. al. // Proc. SPIE. 2001. V. 4373. P. 147.
20. Pirogov Yu. A., Gladun V. V., Chzhen S. F., et. al. // Proc. SPIE. 2002. V. 4719. P. 318.
21. Pirogov Yu. A., Gladun V. V., Shlemin I. V., et. al. // Proc. SPIE. 2003. V. 5077. (in press).
22. Jansson P. A., Hunt R. N., Plyier E. K. // J. Opt. Soc. Amer. 1970. V. 60. P. 596.
23. Lucy L. B. // The Astronomical Journal. 1974. V. 79, No. 6. P. 745.

24. Розанов Б. А. // Вестник МГТУ. Сер. Приборостроение. 1998. Вып. 4. С. 66.
25. Kosarev E. L. // Inverse Problems. 1990. V. 6. P. 55.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Поступила в редакцию
29 мая 2003 г.

PASSIVE MILLIMETER-WAVE IMAGING

Yu. A. Pirogov

We briefly review the M. V. Lomonosov Moscow State University developments on millimeter-wave radio imaging using super-resolution regime in systems comprising single-channel receivers and sensor arrays. A 10-fold enhancement in the spatial resolution in the 8-mm range is achieved by mathematical processing of some natural radio thermal scenes with allowance for the precisely measured PSF of an imaging system. It is show that the super-resolution is limited by the signal-to-noise ratio along the sighting field of an observed scene.

УДК 537.312.62

СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ СМЕСИТЕЛИ НА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНАХ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В РАДИОАСТРОНОМИИ

Г. Н. Гольцман, Д. Н. Лудков

Статья представляет собой обзор последних результатов по разработке, исследованию и применению в радиоастрономии сверхпроводниковых смесителей на горячих электронах (hot electron bolometer (HEB) mixers) терагерцового диапазона частот. В ней даны физические основы работы HEB-смесителей, описана технология их изготовления из ультратонких плёнок NbN, приведены основные характеристики и методы их измерения, а также рассмотрены практические проекты терагерцовой радиоастрономии, использующие супергетеродинные приёмники с HEB-смесителями.

ВВЕДЕНИЕ

Межзвёздное вещество, заполняющее вселенную, представляет собой разреженную смесь холодных газов и пыли. Процессы, связанные с формированием звёзд и галактик, сопровождаются интенсивным ультрафиолетовым излучением, нагревающим окружающую «холодную» среду. Таким образом, области вселенной, в которых протекают процессы звездообразования, как правило, окружены облаками газов с большей температурой и концентрацией, чем «холодное» межзвёздное вещество. Интенсивность и спектральный состав излучения подобных областей звёздного неба содержит в себе информацию о процессах, происходящих при образовании новых звёзд и галактик.

Для регистрации излучения сосредоточенных источников оно должно превалировать над фоновым излучением вселенной. Большое количество линий излучения газов, составляющих холодную межзвёздную среду, приходится на миллиметровые и субмиллиметровые волны. В этом диапазоне лежит максимум реликтового излучения вселенной и один из максимумов излучения нашей галактики. По данным, полученным в рамках проекта NASA COBE (COsmic Background Explorer), излучение, приходящееся на субмиллиметровый и дальний инфракрасный диапазоны, обеспечивает около половины регистрируемой яркости наблюдаемых галактик, включая Млечный путь [1]. На рис. 1 по данным обзора [2] приведена зависимость мощности излучения межзвёздной пыли, лёгких и тяжёлых молекул холодных газов от длины волны. Здесь также показаны зависимости, соответствующие излучению чёрного тела при температуре 30 K и реликтового излучения вселенной с эффективной температурой 2,7 K. Стоит отметить, что по предварительным оценкам спектр межзвёздного вещества в рассматриваемом диапазоне длин волн от 100 мкм до 1 мм должен включать в себя порядка сорока тысяч отдельных линий. На сегодняшний день из всего множества предсказанных линий проведено наблюдение лишь около тысячи [3]. В тех направлениях, где мощность излучения межзвёздной пыли невелика, терагерцовый диапазон частот представляет большой интерес ещё и потому, что с его помощью можно наблюдать самые удалённые объекты во вселенной.

Проведение радиоастрономических исследований с поверхности Земли в терагерцовом диапазоне частот затруднено слабой прозрачностью атмосферы, которая в основном обусловлена сильным поглощением излучения парами воды. В верхней части рис. 2 показан спектр пропускания

атмосферы, полученный в радиообсерватории на горе Мауна Кеа (Гавайи, США) [2]. Телескоп установлен на высоте 4 200 м над уровнем моря, приведённые данные получены при влажности, соответствующей высоте осаждённого водяного столба 1 мм. Для проведения исследований с поверхности Земли на частотах выше 1 ТГц, как и при наблюдениях в других спектральных интервалах, можно использовать только так называемые окна прозрачности с относительно высоким коэффициентом пропускания. На сегодняшний день только начинается освоение окон прозрачности вблизи частот 1,03; 1,35 и 1,5 ТГц. Стоит отметить, что прозрачность атмосферы в этих окнах в лучшие дни достигает приблизительно 40 % в высокогорных районах плато Атакама, Чили (5 525 м над уровнем моря) [4]. Пропускание атмосферы в зависимости от частоты на высоте 12 000 м, полученное в обсерватории самолётного базирования (Kuiper Airborn Observatory), приведено на нижнем графике рис. 2.

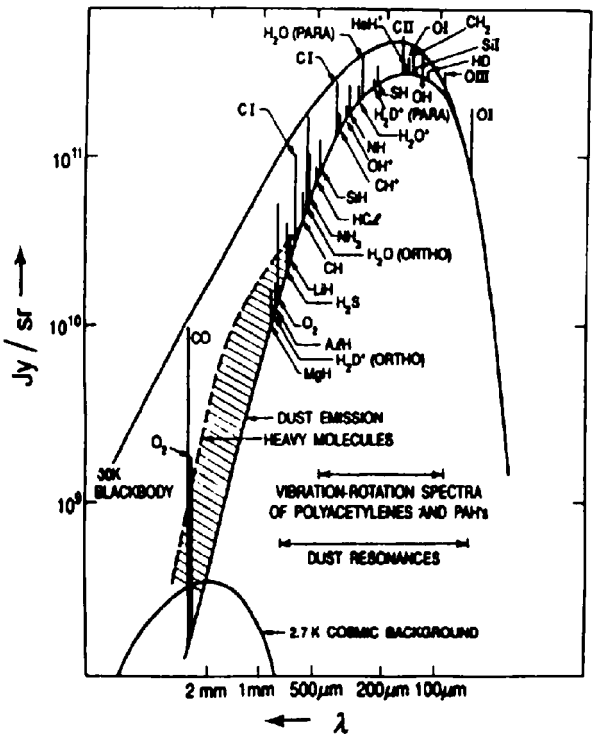


Рис. 1. Излучаемая энергия в зависимости от длины волны для чёрного тела при температуре 30 K, а также для холодного межзвёздного газа и ряда ключевых молекулярных линий излучения [2]

Создание высокочувствительных радиоастрономических инструментов для терагерцового диапазона частот представляет собой актуальную задачу. В настоящее время осуществляется целый ряд международных проектов в этом направлении. Условия проведения наблюдений вынуждают создавать радиообсерватории в труднодоступных высокогорных районах или с базированием на самолёте, воздушном шаре или искусственном спутнике.

На частотах ниже 1 ТГц лучшими характеристиками обладают супергетеродинные приёмники со смесителями, выполненными на туннельном переходе сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС) [5, 6]. Большое число радиоастрономических инструментов оборудовано подобными приёмниками, ведутся разработки по их практическому применению в других областях науки и техники [3]. Ограничение сверху на полосу рабочих частот СИС-смесителей следует из их механизма отклика и по порядку величины соответствует энергетической щели используемого сверхпроводника (около 700 ГГц для ниобия) [5, 7]. При возрастании частоты наблюдается увеличение внутренних потерь, и шумовая температура становится выше, чем у сверхпроводниковых смесителей другого типа, основанных на эффекте разогрева электронов (HEB).

Хронологически первая работа, посвящённая сверхпроводниковым смесителям на горячих электронах, была опубликована в 1990 году [8] и являлась продолжением серии работ [9–13] по исследованию релаксации энергии электронов в разупорядоченных металлах и сверхпроводниках. В практическом плане эти работы решали вопрос о предельном быстродействии тонкоплёночного сверхпроводящего болометра, когда узкое горло в тепловом потоке задаётся скоростью остывания самой электронной подсистемы за счёт электрон-фононного взаимодействия. Такие болометры получили название болометров на горячих электронах с фононным каналом охлаждения (PHEB). Другой канал охлаждения электронов в сверхпроводящих смесителях на горячих электронах

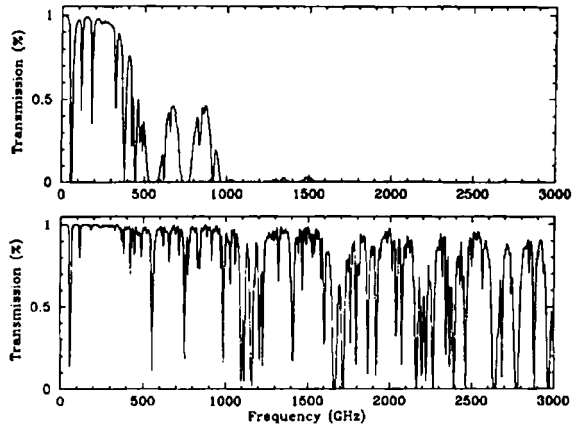


Рис. 2. Спектры пропускания атмосферы Земли. Верхний график — данные из обсерватории на горе Мауна Кеа (Гаваи, США) высота 4 200 м над уровнем моря; нижний график — данные из обсерватории Купера (самолётное базирование), высота 12 000 м [4]

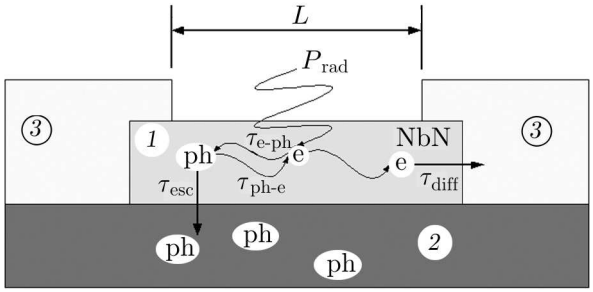


Рис. 3. Схематическое изображение сверхпроводящего смесителя на горячих электронах: *1* — сверхпроводящая плёнка, *2* — подложка, *3* — контактные площадки; P_{rad} — мощность падающего излучения

был предложен в [14] и далее развит в целом ряде работ [15–17]. Здесь в качестве «холодного» резервуара выступает не фононная подсистема, а массивные контакты прибора. В этом случае скорость остывания ограничивается диффузией горячих электронов в контакты, а прибор носит название болометра на горячих электронах с диффузионным каналом охлаждения (DHEB). Устройство смесителей обоих типов поясняет рис. 3. Оба типа смесителей представляют собой металлическую плёнку на диэлектрической подложке с двумя контактами. В случае PHEB плёнка должна быть очень тонкой, чтобы неравновесные фононы быстро уходили в подложку, а для DHEB существенной является малость длины L плёнки между контактами, чтобы горячие электроны могли быстро диффундировать к ним. В настоящее время практическое применение находят только HEB-смесители первого типа, поэтому ниже мы ограничимся в основном их рассмотрением.

Дальнейшее изложение построено следующим образом. В первом разделе рассмотрены физические основы работы HEB-смесителей, во втором — технология их изготовления, в третьем — основные характеристики HEB-приёмников и методики их измерения и, наконец, в четвёртом — некоторые практические проекты терагерцовой радиоастрономии, использующие супергетеродинные приёмники с HEB-смесителями.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ СМЕСИТЕЛЕЙ НА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНАХ

Полупроводниковые смесители на горячих электронах разрабатывались в 60-х годах прошлого века. Наибольшее распространение получил такой смеситель из n-InSb [18, 19]. Демонстрируя рекордно низкую по тем временам шумовую температуру на субмиллиметровых волнах (500 K на частоте 500 ГГц), он в то же время обладает, по крайней мере, двумя существенными недостатками. Во-первых, высокая чувствительность реализуется при высокой подвижности и довольно низкой концентрации электронов, так что поглощение излучения электронным газом начинает падать с ростом частоты ω уже в субмиллиметровом диапазоне длин волн ($\omega\tau \geq 1$, где τ — время релаксации импульса электронов), и для работы на высоких частотах необходимо резонансное

магнитное поле (циклотронный резонанс). Во-вторых, время релаксации энергии электронов велико (порядка 10^{-6} с), и полоса такого смесителя оказывается слишком узкой (около 1 МГц).

Оба этих недостатка преодолены в сверхпроводниковых НЕВ-смесителях. Во-первых, в тонких разупорядоченных металлических плёнках время релаксации импульса электронов очень мало, и поглощение излучения не зависит от частоты вплоть до очень высоких частот. Высокая чувствительность при этом достигается не за счёт зависимости подвижности от температуры, как в полупроводниках, а за счёт гораздо более сильной температурной зависимости сопротивления в условиях перехода в сверхпроводящее состояние. Во-вторых, время релаксации энергии электронов здесь также гораздо меньше. Так, в практически важном материале — тонких плёнках NbN — оно достигает 10^{-11} с при температуре перехода в сверхпроводящее состояние.

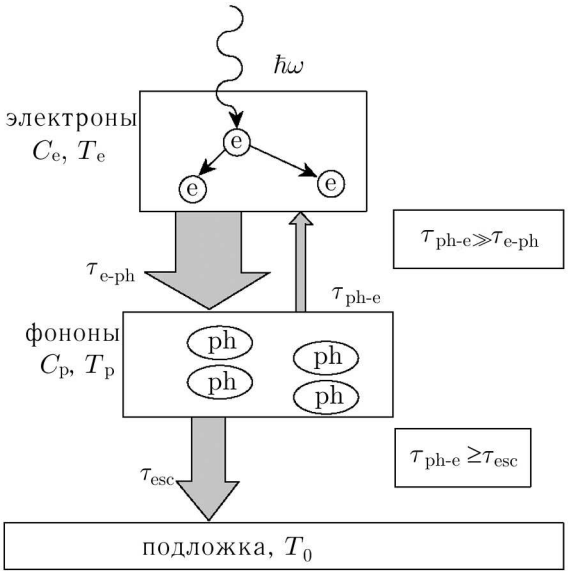


Рис. 4. Схематическое изображение взаимодействующих подсистем металла, используемое для описания эффекта электронного разогрева в тонких сверхпроводящих плёнках при температуре, близкой к критической

Перейдём теперь к описанию особенностей явления разогрева электронов в сверхпроводниках и моделей расчёта характеристик смесителей [20]. С микроскопической точки зрения тепловое равновесие в сверхпроводящей плёнке на диэлектрической подложке может быть понято как сосуществование четырёх подсистем (куперовских пар, квазичастиц, фононов в плёнке и фононов в подложке), когда все они описываются равновесными функциями распределения с одной и той же температурой. Если любое из этих распределений не удовлетворяет таким условиям, ситуация рассматривается как неравновесная. В частности, модель горячих электронов в сверхпроводниках относится к области неравновесной сверхпроводимости и применима, например, к тонкой разупорядоченной металлической плёнке при температуре, близкой к температуре перехода в сверхпроводящее состояние T_c. В этом случае электроны и фононы описываются функциями распределения для нормального металла, но их эффективные температуры могут различаться. Электронная T_e и фононная T_p температуры устанавливаются за счёт какого-либо быстрого механизма термализации, каким для T_e является межэлектронное взаимодействие, существенно усиливающееся в разупорядоченных плёнках [21].

Основные стадии релаксации энергии горячих электронов проиллюстрированы на рис. 4. Введение характерных времён обмена энергией между упомянутыми выше подсистемами сводит проблему описания этого явления к паре связанных уравнений теплового баланса для T_e и T_p. Если температура электронов близка к T_c, эти уравнения становятся линейными, т. к. сверхпроводящая энергетическая щель сильно подавлена, концентрация куперовских пар мала и неспаренные электроны ведут себя подобно обычным электронам в нормальном металле. С указанными упрощениями уравнения теплового баланса запишутся следующим образом:

$$\frac{dT_e}{dt} = -\frac{T_e - T_p}{\tau_{e\text{-}ph}} + \frac{W(t)}{C_e}, \tag{1a}$$

$$\frac{\mathrm{d}T_\mathrm{p}}{\mathrm{d}t} = \frac{C_\mathrm{e}}{C_\mathrm{p}} \frac{T_\mathrm{e} - T_\mathrm{p}}{\tau_\text{e-ph}} - \frac{T_\mathrm{p} - T_0}{\tau_\mathrm{esc}}\,, \tag{1б}$$

где $W(t)$ — объёмная плотность мощности, поглощаемой электронной подсистемой плёнки, $\tau_\text{e-ph}$ — время электрон-фононного взаимодействия, τ_esc — время ухода неравновесных фононов из плёнки в подложку, C_e и C_p — удельные электронная и фононная теплоёмкости соответственно, T_0 — температура подложки. Здесь также используется уравнение детального равновесия

$$\tau_\text{ph-e} = \tau_\text{e-ph} \frac{C_\mathrm{p}}{C_\mathrm{e}}\,,$$

где $\tau_\text{ph-e}$ — время неупругого рассеяния фононов на электронах.

Приведённые выше уравнения соответствуют модели «малого сигнала». При этом оптимальные значения тока смещения и мощности гетеродина не вычисляются в рамках модели, а оцениваются независимо. Чтобы включить их в рассмотрение, необходимо ввести в модель структуру резистивного состояния и температурные зависимости величин C_e и $\tau_\text{e-ph}$. В этом случае уравнения теплового баланса становятся нелинейными и описывают ситуацию, далёкую от равновесия. Для пространственно-однородного резистивного состояния модель «большого сигнала» рассматривалась в работах [22, 23]. Модель неоднородного резистивного состояния, а именно модель горячего пятна, созданного самонагревом током смещения, описана в [24–26]. Горячее пятно занимает только часть плёнки смесителя, поэтому его сопротивление по постоянному току больше нуля, но меньше нормального. В этом подходе мощность гетеродина поглощается равномерно во всём объёме плёнки смесителя (энергия кванта считается много большей энергетической щели сверхпроводника, что является довольно грубым допущением для работы реальных приборов), в то время как джоулева мощность тока смещения выделяется только в нормально проводящей области горячего пятна. Электронная диффузия в этой модели включается в основные уравнения, поэтому такой подход позволяет описать все промежуточные случаи между только диффузионным и только фононным охлаждением. Эти уравнения для T_e в пренебрежении разогревом фононов ($\tau_\mathrm{esc} = 0$) и временем термализации ($\tau_T = 0$) записываются следующим образом [24, 25]:

$$-K \frac{\partial^2 T_\mathrm{e}}{\partial x^2} + \frac{C_\mathrm{e}}{\tau_\text{e-ph}} (T_\mathrm{e} - T_0) = j^2 \rho_\mathrm{n} + P_\mathrm{RF} \tag{2а}$$

внутри горячего пятна,

$$-K \frac{\partial^2 T_\mathrm{e}}{\partial x^2} + \frac{C_\mathrm{e}}{\tau_\text{e-ph}} (T_\mathrm{e} - T_0) = P_\mathrm{RF} \tag{2б}$$

вне горячего пятна. Здесь K — теплопроводность, j — плотность тока смещения, ρ_n — удельное сопротивление смесителя в нормальном состоянии, P_RF — объёмная плотность мощности поглощения гетеродина, x — координата вдоль линии, соединяющей контакты.

Это описание допускает аналитическое решение, в котором вольт-амперная характеристика смесителя вычисляется через зависимость длины нормальной области (т. е. напряжения) от тока смещения. Следует отметить, что даже более точное численное моделирование [26] даёт результаты, мало отличающиеся от полученных в рамках однородной модели (1) для шумовой температуры и коэффициента преобразования НЕВ-смесителя.

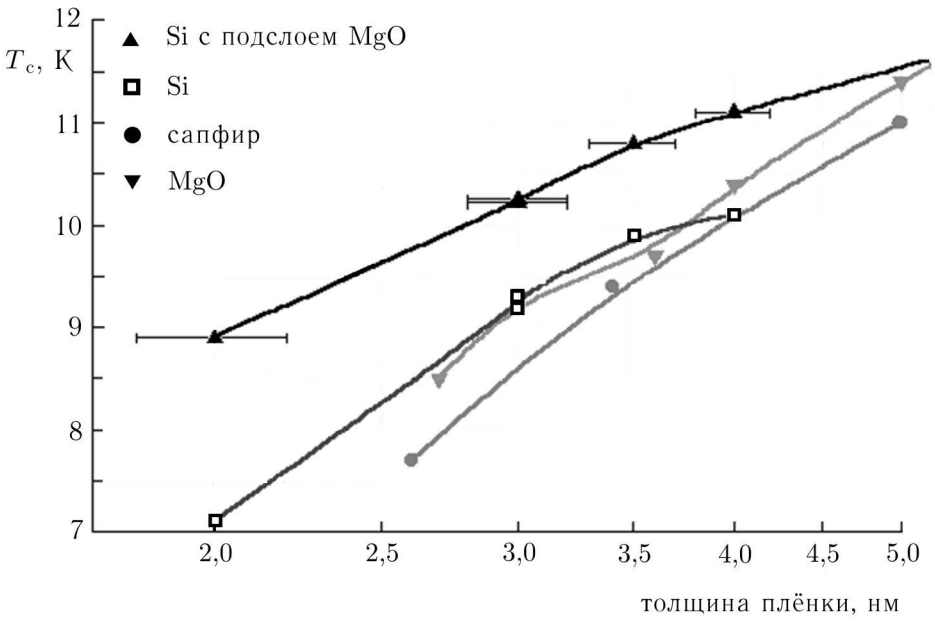


Рис. 5. Зависимость критической температуры плёнки нитрида ниобия от её толщины для различных материалов подложки

2. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СМЕСИТЕЛЕЙ НА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНАХ

Как уже упоминалось, основой смесителей на горячих электронах с фононным каналом охлаждения является ультратонкая плёнка NbN с высокой критической температурой T_c, малой шириной сверхпроводящего перехода ΔT_c и большой плотностью критического тока j_c. При толщине 3,0÷3,5 нм, включающей защитный окисел, всего несколько атомных слоёв металла вблизи подложки обладают сверхпроводящими свойствами, мало отличающимися от свойств объёмного сверхпроводника. Такая малая толщина и неплохое акустическое согласование плёнки с большинством технологически важных подложек (кремний, кристаллический кварц, сапфир) позволяют получить короткое время ухода неравновесных фононов в подложку $\tau_{esc} = 40$ пс. Его можно ещё уменьшить, вводя согласующий буферный слой между NbN и подложкой. Уникальность обсуждаемого объекта ещё и в том, что время электрон-фононного взаимодействия в NbN при температуре, близкой к критической, очень мало и составляет $\tau_{e\text{-}ph}(T_c) \approx 12$ пс при $T_c \approx 10$ К. В результате сочетания этих свойств удаётся достичь широкой полосы промежуточных частот и низкой шумовой температуры HEB-смесителей в терагерцовом диапазоне частот.

Столь тонкие сверхпроводящие плёнки NbN изготавливаются методом реактивного магнетронного распыления в газовой смеси аргона и азота. Парциальное давление этих газов составляет $5 \cdot 10^{-3}$ и $9 \cdot 10^{-5}$ мбар соответственно. При токе и напряжении разряда 300 мА и 300 В скорость осаждения плёнки на диэлектрической подложке составляет 0,5 нм/с. Температура подложки в течение процесса поддерживается равной 850 °C [27]. На рис. 5 приведены зависимости критической температуры плёнок нитрида ниобия от их толщины для различных материалов подложки. Как видно из рис. 5, значения T_c достаточно высоки для всех используемых подложек, однако

подслой из оксида магния позволяет получить более высокие значения температуры перехода для самых тонких плёнок. Как будет показано ниже, смесители на таких подложках демонстрируют более широкую полосу преобразования.

Квазиоптические смесители изготавливаются с использованием фото- и электронной литографий в несколько этапов; пример используемых процессов приводится ниже.

Центральная часть спиральной антенны формируется методом взрывной электронной литографии с использованием для лучшей адгезии и электрического контакта двойного слоя металлизации CrAu (толщина слоя Cr составляет 5 нм, слоя Au — 70 нм). Следующим этапом изготовления смесителя является создание внешней части антенны с использованием фотолитографии и процесса осаждения двойного слоя TiAu (Ti — 5 нм, Au — 100 нм). Заключительная операция связана с удалением NbN с использованием ионного источника по всей поверхности пластины за исключением активной части сверхпроводника, которая защищается слоем SiO. Последний формируется при помощи электронно-лучевой литографии. Типичные размеры сверхпроводящего мостика составляют $0{,}1 \div 0{,}4$ мкм в длину и $1 \div 4$ мкм в ширину.

3. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СУПЕРГЕТЕРОДИННЫХ ПРИЁМНИКОВ

Принцип работы HEB-смесителей и свойства тонких разупорядоченных металлических плёнок, как уже упоминалось, определяют возможность их использования на частотах вплоть до оптического диапазона, где поглощение электромагнитного излучения в металле даже с очень малой длиной свободного пробега электронов уменьшается, как это имеет место в тонких плёнках NbN. На практике входная полоса HEB-приёмника терагерцового диапазона ограничивается используемой антенной и оптикой входной части прибора.

Согласование смесительного элемента с принимаемым электромагнитным излучением достигается путём использования квазиоптической или волноводной схем. В первом случае чувствительный элемент интегрируется с планарной антенной, которая располагается во втором фокусе эллиптической или в фокусе гиперполусферической линзы (рис. 6), выполненной, как правило, из высокоомного кремния [28]. Во втором случае чип из тонкого кристаллического кварца со смесителем и фильтрами располагается в короткозамкнутой волноводной секции с гофрированной рупорной антенной (рис. 7) [29].

В квазиоптическом варианте широкое распространение получили три типа планарных антенн: спиральная, логопериодическая и двухщелевая. Первые два типа относятся к так называемым частотно-независимым антеннам, их ожидаемая полоса рабочих частот может составлять несколько октав. Спиральная антенна в идеальном случае принимает излучение с круговой поляризацией, а на практике её поляризационная чувствительность в терагерцовом диапазоне частот представляет собой искажённый эллипс [30]. Двухщелевая антенна является резонансной структурой с рабочей полосой порядка 30 % от центральной частоты и с довольно хорошей поляризационной избирательностью [31].

Для измерения входной полосы приёмника используется фурье-спектрометр, а чувствительный элемент в антенне нагревается до температуры, близкой к критической, и играет роль детектора излучения. Полоса рабочих частот в основном определяется приёмной антенной, и чем она уже, тем меньшее влияние оказывают спектральные компоненты, связанные с потерями в окне криостата, инфракрасном фильтре и оптике. На практике полоса спиральной антенны в терагерцовом диапазоне частот составляет порядка 1,5 ТГц, поэтому результатом спектральных измерений является полоса приёмника, действительно, включающего помимо самой антенны окно и оптику, находящуюся внутри криостата. Следует также учитывать рассогласование выходного луча фурье-спектрометра и входного луча антенны.

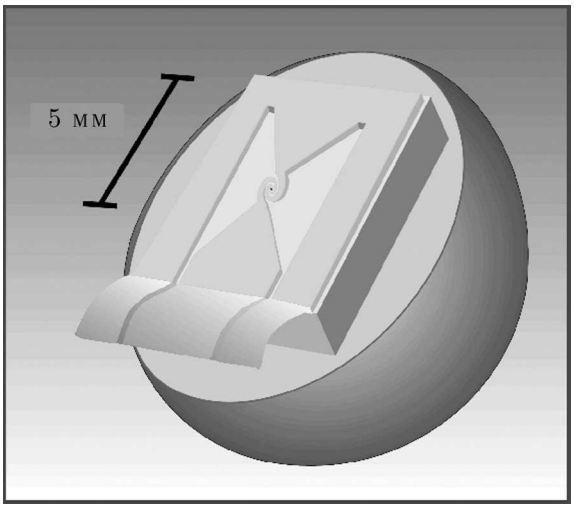


Рис. 6. Квазиоптический НЕВ-смеситель на диэлектрической линзе (компьютерная модель)

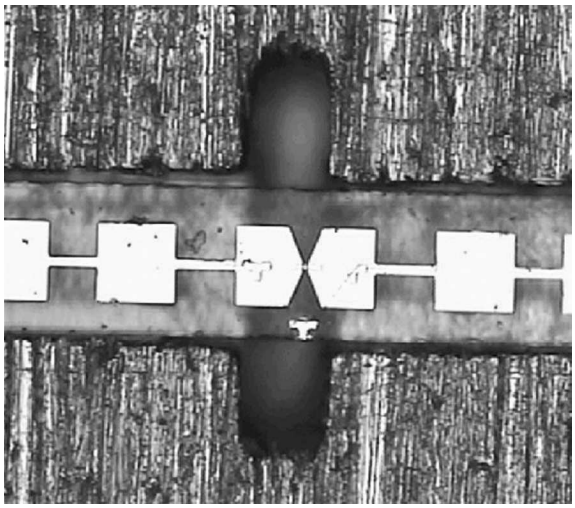


Рис. 7. Волноводный НЕВ-смеситель для частоты 1,5 ТГц в волноводе (размеры чипа $1\,100 \times 75 \times 18$ мкм) [4]

Диапазон рабочих частот волноводного приёмника, как правило, меньше. По материалам работы [32] на рис. 8 приведён спектр, полученный для волноводного смесителя, рассчитанного на частоту 1,5 ТГц, там же приведены значения Y-фактора для этого приёмника, измеренные методом холодной—теплой нагрузок. Как видно из рисунка, эти два результата согласуются с хорошей точностью.

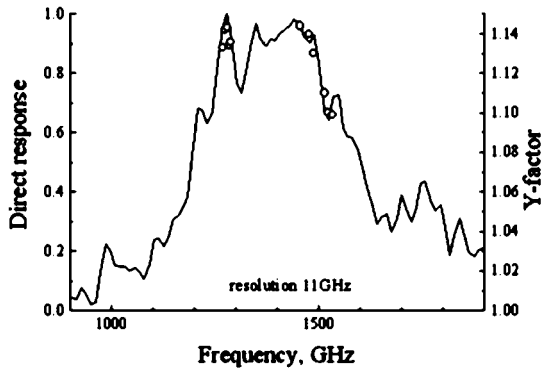


Рис. 8. Значения Y-фактора (295 К/77 К) в зависимости от частоты гетеродина для волноводного приёмника со смесителем на горячих электронах. Сплошной линией показана спектральная зависимость, полученная на фурье-спектрометре при использовании образца в детекторном режиме [32]

Измерения диаграммы направленности перечисленных типов планарных приёмных антенн демонстрируют основной лепесток с шириной порядка нескольких градусов [28, 33] и боковые лепестки, которые, по крайней мере, на 10 дБ слабее главного (см. рис. 9). Размер главного лепестка определяется дифракцией и с увеличением частоты уменьшается.

На рис. 10 представлена блок-схема экспериментальной установки для измерения шумовой температуры приёмника методом Y-фактора с использованием холодной—тёплой нагрузок (с температурами 77 К и 295 К соответственно). В качестве гетеродина в лабораторных экспериментах используется газовый лазер с оптической накачкой, лампа обратной волны или генератор Ганна с диодными умножителями частоты [4, 27, 28]. Для пространственного совмещения сигнала и излучения гетеродина используется плёночный делитель луча или решёточный диплексер. Двухполосная (DSB) шумовая температура смесителей принципиально ограничена квантовым пределом шума $hf/(2k_{\mathrm{B}})$. Как видно из рис. 11, лучшие существующие лабораторные приёмники демонстрируют значения, близкие к $10hf/k_{\mathrm{B}}$ до частоты $f = 2{,}5$ ТГц [20]; на более высоких частотах проведены лишь единичные измерения.

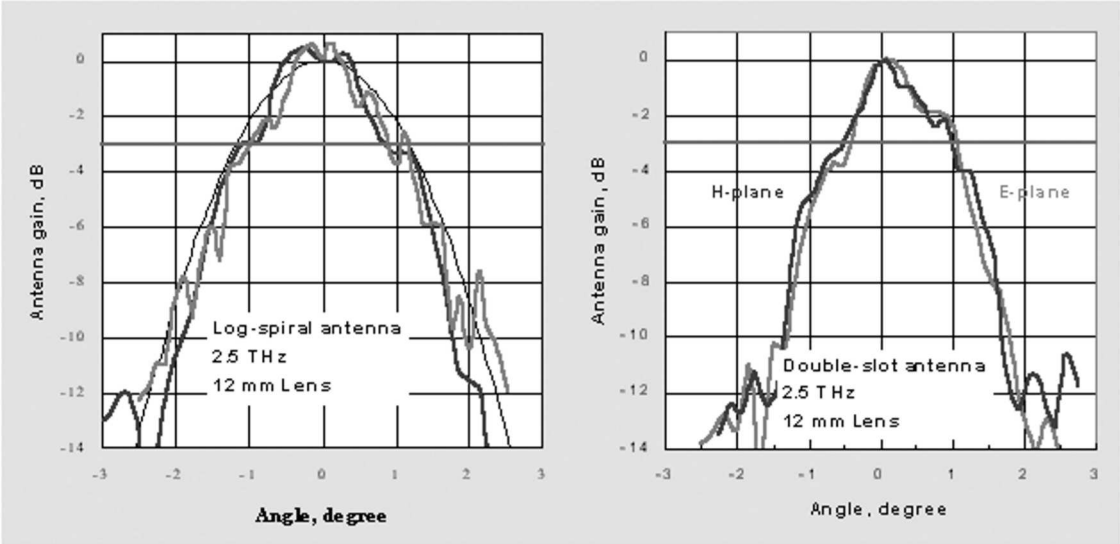


Рис. 9. Результаты измерения диаграммы направленности квазиоптического НЕВ-смесителя, интегрированного со спиральной (левый график) и двойной щелевой (правый график) антенной [28]

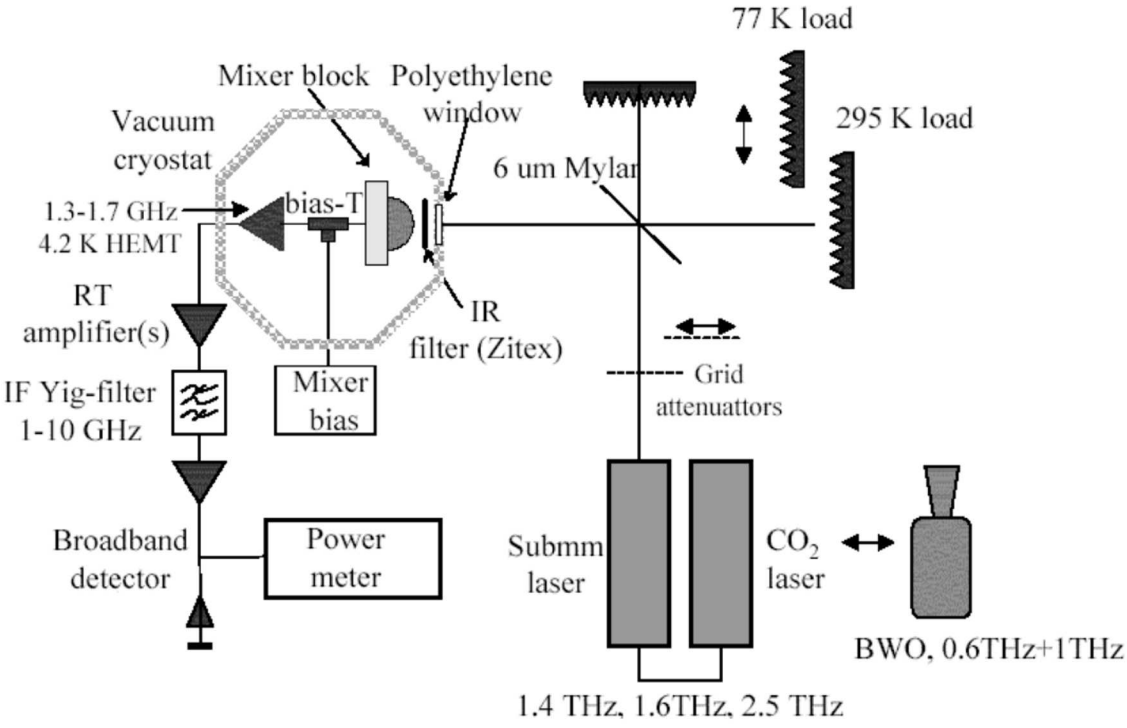


Рис. 10. Блок-схема установки для измерения шумовой температуры смесителей терагерцового диапазона [30]

Кроме шумовой температуры существенным для применений параметром является стабильность рабочей точки смесителя по отношению к флуктуациям источника смещения и мощности гетеродина. Типичные вольт-амперные характеристики (ВАХ) смесителя, соответствующие минимальному значению шумовой температуры (пунктир) и случаю отсутствия излучения гетеро-

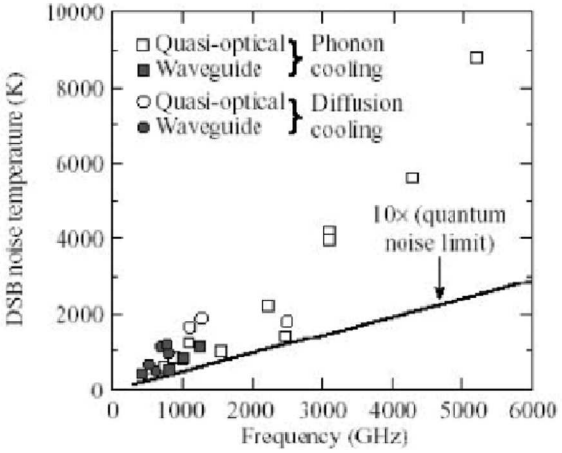


Рис. 11. Двухполосные шумовые температуры смесителей на эффекте электронного разогрева, полученные для разных частот гетеродина [20]

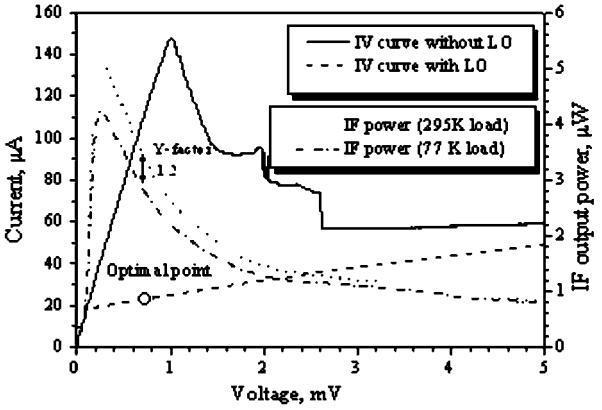


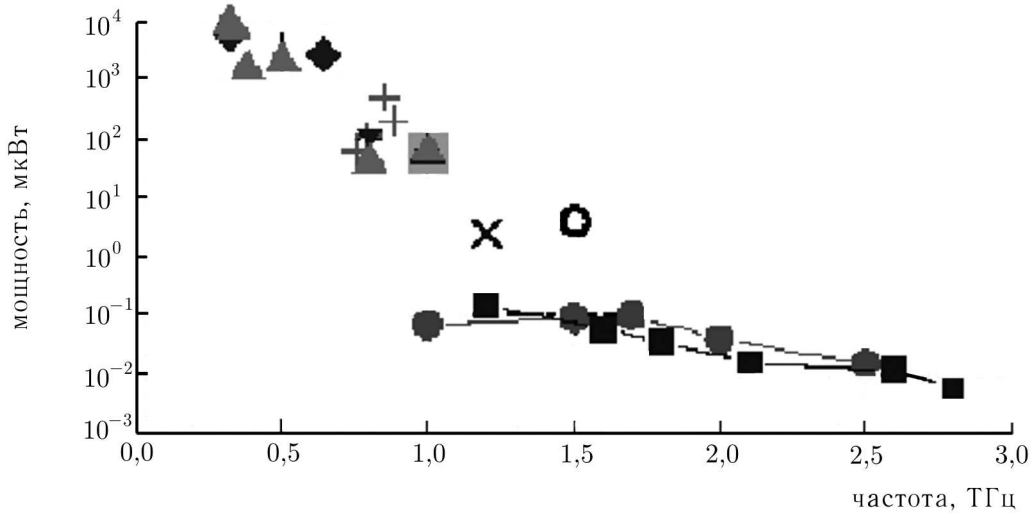
Рис. 12. Вольт-амперные характеристики смесителя при выключенном гетеродине, в состоянии оптимальной накачки гетеродином, и выходная мощность на промежуточной частоте в зависимости от напряжения на смесителе для холодной и тёплой нагрузок [34]

дина (сплошная линия), приведены на рис. 12 [34]. Здесь также показана зависимость мощности выходного сигнала смесителя на промежуточной частоте от напряжения смещения в режиме оптимальной накачки, когда в качестве источника сигнала используется чёрное тело с температурой 295 K (штриховая линия) и 77 K (штрих-пунктир). Видно, что оптимальная рабочая точка лежит на плавной ВАХ, а значения Y-фактора слабо изменяются как при уменьшении в 2÷3 раза напряжения, так и при таком же его увеличении. Изменение Y-фактора с мощностью гетеродина не столь плавное, однако и здесь нет резких зависимостей вблизи оптимальной точки.

Важной характеристикой терагерцового смесителя является оптимальная мощность гетеродина P_{LO}. Её величина диктуется не только принципом работы смесителя, но и возможностями гетеродинных источников.

Стоит отметить, что в радиоастрономических инструментах предпочтение отдаётся твердотельным гетеродинным источникам терагерцового диапазона в силу их компактности, малой массы и мощности потребления, несмотря на небольшую величину выходной мощности. На рис. 13 приведены данные по выходной мощности подобных источников. Как следует из рисунка, выходная мощность на частотах вблизи 1,5 ТГц не превышает 5÷10 мкВт, а к 1,8÷2,0 ТГц падает ниже 1 мкВт. В силу приведённых выше причин при создании смесителей актуальной является задача снижения требуемой мощности накачки.

Чтобы понять пути снижения мощности накачки без принципиального ухудшения других характеристик смесителя, обратимся к уравнениям (1) и (2). В обоих уравнениях мощность гетеродина P_{LO} входит только как удельная мощность, т. е. в виде её отношения к объёму V плёнки смесителя. Это означает, что в первом приближении уменьшение объёма чувствительного элемента должно приводить к пропорциональному снижению требуемой мощности гетеродина. Другая независимая переменная в этом смысле — критическая температура T_{c} или однозначно связанная с ней критическая плотность тока j_{c} при $T = 4{,}2$ K. Её снижение также приводит к уменьшению оптимального значения P_{LO} вследствие температурной зависимости параметров материала C_{e}, C_{p} и $\tau_{\mathrm{e\text{-}ph}}$. Так, на рис. 14 из работы [35] изображена зависимость поглощённой мощности от про-



◆ Bruston J., Kim M., Martin S.C., et al. // 7th Int. Symp. on Space Teraherts Techn. 1996. P.157.

✚ Erickson N., Touvinen J. // 6th Int. Symp. on Space Terahertz Techn. 1995. P.191.

▼ Rydberg A., Lyons B.N., Lidholm U.S. // IEEE Trans. MTT. 1992. V.40. P.827.

■ Zimmermann R., Rose T., Crowe T. // 6th Int. Symp. on Space Terahertz Techn. 1995. P.13.

✕ Tong C.-Y.E., Kawamura J., Hunter T.R., et al. // 11th Int. Symp. on Space Terahert Techn. 2000. P.49.

● Matsuura S., Blake G., Pearson J., et al. // 10th Int. Symp. on Space Terahert Techn. 1999. P.37.

▲ Schwaab G.W., Pearso J.C., Whyborn N.D. // 10th Int. Symp. on Space Terahert Techn. 1998. P.463.

■ Verghese S., McIntosh K.A., Brown E.R. // 8th Int. Symp. on Space Terahert Techn. 1997. P.162.

○ Tong C.E., et al. // Special Issue of the T-MTT for IMS2003. (submitted).

Рис. 13. Выходная мощность твердотельных источников терагерцового диапазона в зависимости от частоты

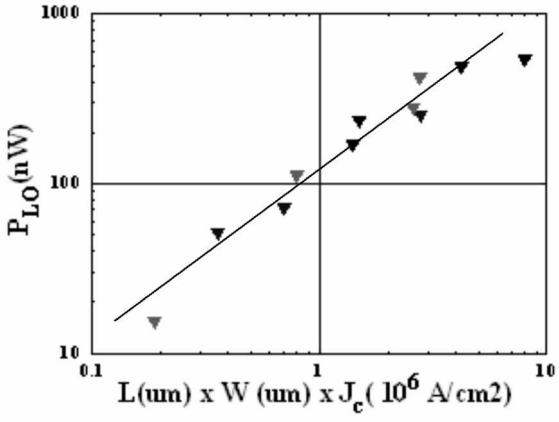


Рис. 14. Зависимость поглощённой мощности гетеродина для смесителей из NbN толщиной 3,5 нм от произведения объёма плёнки на плотность критического тока при температуре 4,2 К [35]

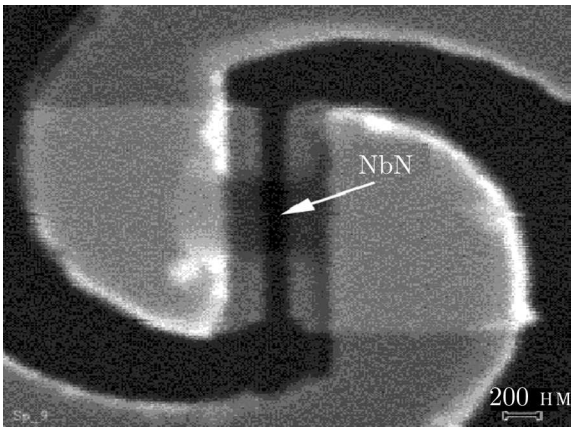


Рис. 15. Изображение HEB-смесителя на основе NbN в спиральной антенне, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа

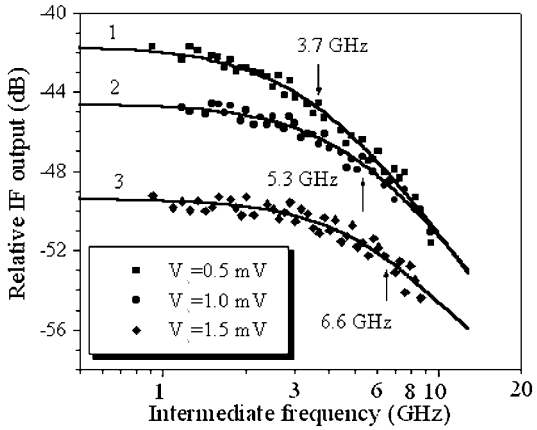


Рис. 16. Зависимость выходной мощности NbN-смесителя на кварце с подслоем оксида магния для разных напряжений смещения при одинаковой мощности гетеродина [36]

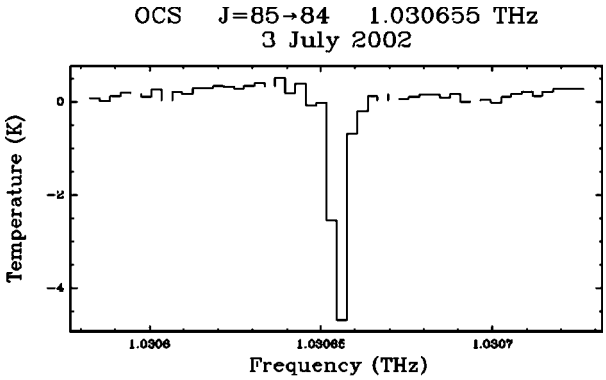


Рис. 17. Участок спектра газа OSC, полученный в лабораторных условиях вблизи частоты 1,03 ТГц [37]

изведения объёма плёнки смесителя на плотность критического тока $j_c(T = 4{,}2\ \text{K})$, полученная для квазиоптических смесителей, изготовленных из плёнки нитрида ниобия толщиной 3,5 нм. Видно, что эта зависимость близка к линейной. Для смесителя с размером плёнки $0{,}6 \times 0{,}13$ мкм (см. рис. 15) значение P_{LO} составило всего 15 нВт, при этом динамический диапазон смесителя всё ещё достаточен для большинства применений: линейная зависимость выходной мощности на промежуточной частоте от мощности падающего излучения сохраняется вплоть до эффективной яркостной температуры источника сигнала порядка 20 000 K.

Для измерения полосы преобразования смесителей используется та же установка, что и для измерения шумовой температуры (см. блок-схему на рис. 10), только сигнальный источник, представляющий собой холодное или тёплое чёрное тело, заменяется на монохроматический источник с частотой, близкой к частоте гетеродина [27], или на шумовой источник (нагретое тело), как это описано в работе [36]. Как было сказано выше, полоса преобразования смесителей на электронном разогреве определяется скоростью остывания электронной подсистемы, которая вычисляется через теплоёмкости C_e и C_p, время релаксации $\tau_{\text{e-ph}}$ и время ухода неравновесных фононов τ_{esc}. Использование подслоя оксида магния на кремнии [27] и кварце [36] позволяет улучшить акустическое согласование плёнки с подложкой и тем самым добиться бóльших значений полосы преобразования. Так, по данным рис. 16 из работы [36] смеситель на кварцевой подложке в точке с минимальной шумовой температурой (напряжение смещения $U_b = 0{,}5$ мВ) имеет полосу 3,7 ГГц, а при повышении смещения полоса увеличивается до 5,3 ГГц ($U_b = 1$ мВ), а затем до 6,6 ГГц ($U_b = 1{,}5$ мВ). Результаты измерений полосы преобразования смесителей на подложке из оксида магния в сравнении с результатами для полосы смесителей на кремнии с подслоем MgO приведены в работе [27]; в точке с оптимальной шумовой температурой полоса в первом случае составила 4,5 ГГц, а во втором — 5,2 ГГц.

Перейдём теперь к описанию тестирования прототипов супергетеродинных приёмников со смесителями на эффекте электронного разогрева в лабораторных условиях. Оно проводится путём наблюдения линий поглощения газов. Для этого на пути распространения излучения от холодной (азотной) нагрузки к приёмнику помещается газовая ячейка [37]. Используемый газ имеет линию поглощения в интересующем диапазоне частот, ширина которой регулируется давлением. На рис. 17 приведены данные подобного эксперимента; используемый газ — карбонил сульфата OCS.

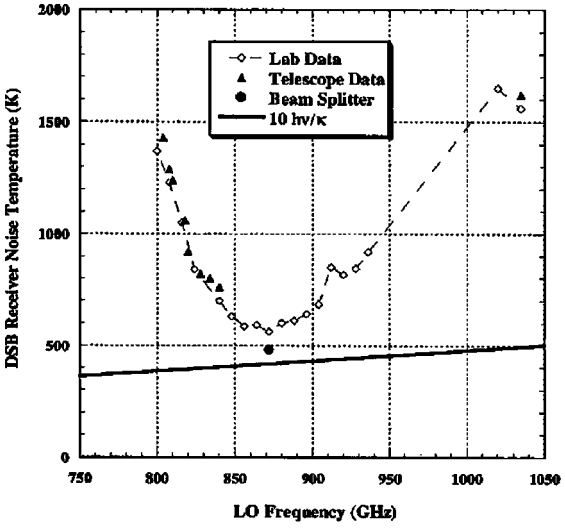


Рис. 18. Зависимости двухполосной шумовой температуры приёмника, рассчитанного на частоту 850 ГГц, от частоты гетеродина, полученные в лаборатории и на телескопе (плато Атакама, Чили). Также приведена шумовая температура на частоте 873 ГГц при использовании плёночного делителя луча (Beam Splitter) вместо диплексера [41]

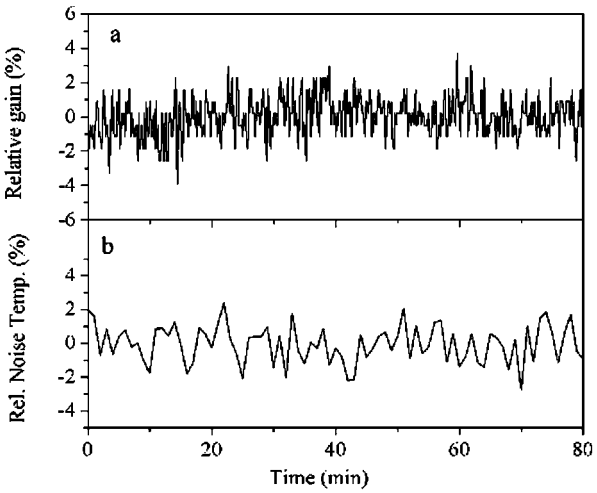


Рис. 19. Значения коэфициента преобразования и двухполосной шумовой температуры в течение 80 минут при оптимальных напряжении смещения и мощности гетеродина [37]

4. НЕВ-СМЕСИТЕЛИ В ИНСТРУМЕНТАХ СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ АСТРОНОМИИ

Впервые смеситель на эффекте электронного разогрева был применён для радиоастрономических наблюдений весной 1998 года на субмиллиметровом телескопе «Heinrich Heirzt» с диаметром зеркала 10 м, расположенном на горе Грахем (Аризона, США) [38]. Проводились наблюдения линий CO в молекулярном облаке созвездия Орион сначала на частоте 0,8 ТГц, а в 1999 году — на частоте 1,03 ТГц. С октября 2002 года функционирует небольшой субмиллиметровый телескоп с супергетеродинным НЕВ-приёмником на плато Атакама в Чили (диаметр зеркала 0,8 м). Его разработка ведётся коллективом из Смитсоновской астрофизической обсерватории Гарвардского университета (Кембридж, США) [39] совместно с Учебно-научным радиофизическим центром (УНРЦ) при Московском педагогическом государственном университете (МПГУ) [40]. В рамках этого проекта созданы приёмники для работы в окнах прозрачности земной атмосферы на частотах 0,85; 1,26 и 1,43 ТГц. В данном проекте используется волноводная схема приёмника. На рис. 18 приведены данные по шумовой температуре, полученные в лаборатории и на телескопе, а также при использовании делителя луча вместо диплексера, что позволило сократить оптические потери на входе [41]. В оптимальной точке коэффициент преобразования смесителя, разработанного в рамках этого проекта, определяется в основном стабильностью источника гетеродина, уменьшение мощности которого на 1 дБ приводит к возрастанию тока смещения в 1,7 раза и увеличению мощности выходного сигнала на промежуточной частоте в 2 раза. На рис. 19 представлены параметры работы приёмника в течение 80 минут; относительные флуктуации коэффициента преобразования и шумовой температуры составляют 3÷4 % [37]. При-

мер радиоастрономических наблюдений на частоте 1,037 ТГц (линия CO $J = 9 \to 8$) приведён на рис. 20.

Ещё один прибор наземного базирования разрабатывается для станции Амундсена—Скотта на Южном полюсе. В 2001 году на антарктическом субмиллиметровом телескопе (AST/RO) установлен супергетеродинный HEB-приёмник (Terahertz Receiver with NbN HEB Device (TREND)) для наблюдения линии CO $J = 11 \to 10$ на частоте 1,27 ТГц и линии N^+ на частоте 1,46 ТГц [42, 43]. Смеситель разрабатывается группой из Массачусетского университета (Эмхерст, США) на основе плёнок NbN, произведённых УНРЦ МПГУ. Смесительный блок представляет собой квазиоптическую систему, состоящую из эллиптической кремниевой линзы, во втором фокусе которой располагается HEB-смеситель на основе NbN, сопряжённый с логопериодической планарной антенной.

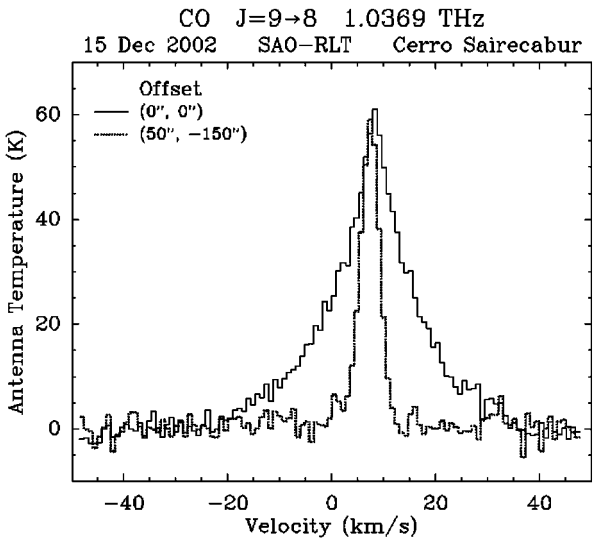


Рис. 20. Линия CO перехода $J = 9 \to 8$ (частота 1,0369 ТГц), наблюдавшаяся на плато Атакама, Чили, 15 декабря 2002 года в молекулярном облаке Ориона [37]

Проекты SOFIA и TELIS предполагают воздушное базирование телескопов. В первом предполагается использование в качестве носителя самолёта, во втором — воздушного шара. Предполагается, что приёмник с HEB-смесителем, используемый в проекте TELIS, будет работать в диапазоне $1{,}76 \div 1{,}84$ ТГц, в котором интенсивность спектральных линий таких соединений, как OH, HO_2, HOCl, NO и NO_2, особенно высока. HEB-смесители установлены в супергетеродинных приёмниках спектрометра GREAT, используемого в проекте SOFIA и позволяющего проводить измерения в трёх частотных диапазонах: $1{,}4 \div 1{,}9$, 2,6 и 4,8 ТГц. Для диапазона 4,8 ТГц смесительные элементы разрабатываются в сотрудничестве Института планетарных исследований Немецкого аэрокосмического агентства (DLR) [44, 45] и УНРЦ МПГУ. В квазиоптическом варианте смесителя предполагается использовать спиральную планарную антенну. Помимо астрономических задач, с помощью этих инструментов предполагается вести мониторинг земной атмосферы.

К 2007 году планируется запуск на околоземную орбиту телескопа им. Гершеля. Этот инструмент будет включать в себя две болометрические детекторные камеры для диапазонов длин волн $60 \div 210$ и $200 \div 670$ мкм, а также гетеродинный многоканальный спектрометр высокого разрешения в диапазоне $158 \div 610$ мкм. Два канала этого спектрометра для самых высоких частот $1\,410 \div 1\,910$ ГГц будут оснащены смесителями на эффекте электронного разогрева. Разработка этих каналов ведётся Чалмерским технологическим университетом (Гетеборг, Швеция) [46, 47] совместно с УНРЦ МПГУ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Смесители на эффекте электронного разогрева из тонких плёнок нитрида ниобия демонстрируют рекордные шумовые характеристики на частотах выше 1 ТГц. Первые астрономические наблюдения на наземных телескопах показали их высокие эксплуатационные характеристики.

В ближайшем будущем планируется ввод в эксплуатацию ряда радиоастрономических инструментов воздушного и космического базирования, использующих такие приёмники. Информация, полученная в рамках упомянутых проектов, даст новые знания не только о процессах формирования звёзд и галактик, но также о верхних слоях земной атмосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leisawitz D., Danchi W., DiPirro M., et al. // Proc. SPIE. 2000. V. 4 013. P. 36.
2. Phillips T. G., Keene J. // Proc. IEEE. 1992. V. 80. P. 1 662.
3. Siegel P. H. // Proc. IEEE. 2002. V. 50, No. 3. P. 910.
4. Blundell R., Barrett J., Gibson H., et al. // Proc. 13th Int. Symp. on Space Terahertz Technology, Cambridge, MA, 2002. P. 159.
5. Shitov S. V., Jacson B., Baryshev A., et al. // Proc. 12th Int. Symp. on Space Terahertz Technology, San Diego, California, 2001. P. 363.
6. http://www.alma.nrao.edu/projectbk/construction/archived/project_book_19990203/chap5/chap5.3/chap5.3.html.
7. Karpov A., Blondel J., Voss M., Gundlach K. H. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1999. V. 9. P. 4 456.
8. Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Гогидзе И. Г., и др. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1990. Т. 3, № 10 (часть 1). С. 2 143.
9. Гершензон Е. М., Гершензон М. Е., Гольцман Г. Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34, вып. 5. С. 281.
10. Гершензон Е. М., Гершензон М. Е., Гольцман Г. Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36, вып. 7. С. 241.
11. Гершензон Е. М., Гершензон М. Е., Гольцман Г. Н. и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86, вып. 2. С. 758.
12. Гершензон Е. М., Гершензон М. Е., Гольцман Г. Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 15, вып. 3. С. 88.
13. Гершензон Е. М., Гершензон М. Е., Гольцман Г. Н. и др. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97, № 3. С. 901.
14. Prober D. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62, No. 17. P. 2 119.
15. Skalare A., McGrath W. R., Bumble B., et al. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68. P. 1 558.
16. Karasik B. S., Il'in K. S. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68. P. 2 285.
17. Goltsman G. N., Semenov A. D. // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. P. 502.
18. Arams F., Allen C., Beyton B., Sard E. // Proc. IEEE. 1966. V. 54. P. 308.
19. Putley E. H. // Proc. Phys. Soc. 1960. V. 76. P. 802.
20. Semenov A., Gol'tsman G. N., Sobolewski R. // Supercond. Sci. Tech. 2002. V. 15. P. R1.
21. Altshuler B. L., Aronov A. G. Electron-electron interaction in disordered systems: Modern problems in condensed matter sciences / Ed. by A. L. Efros, M. Pollak. Amsterdam: North-Holland Co., 1985. V. 10.
22. Nebosis R. S., Semenov A. D., Gusev Y. P., Renk K. F. // Proc. 7th Int. Symp. on Space Terahertz Technology, Charlottesville, VA, 1996). P. 601.
23. Karasik B. S., McGrath W. R., Gaidis M. C. // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. P. 1 581.
24. Floet D. W., Miedema E., Klapwijk T. M., Gao J. R. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. P. 433.
25. Floet D. W., Klapwijk T. M., Gao J. R., De Krote P. A. J. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. P. 1 719.
26. Merkel H., Khosropanah P., Yagoubov P., Kollberg E. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1999. V. 9. P. 4 201.
27. Vachtomin Y. B., Finkel M. I., Antipov S. V., et al // Proc. of 13th Int. Symp. on Space Terahertz Technology, Cambridge, MA, 2002. P. 259.

28. Semenov A., Hubers H.-W., Richter H., et al. // Proc. of 13th Int. Symp. on Space Terahertz Technology, Cambridge, MA, 2002. P. 229.
29. Blundell R., Barrett J., Gibson H., et al. // Proc. 13th Int. Symp. on Space Terahertz Technology, Cambridge, MA, 2002. P. 159.
30. Yagoubov P., Kroug M., Merkel H., et al. // Proc. 10th Int. Symp. on Space Terahertz Technology, Charlottesville, 1999. P. 238.
31. Fillipovic D. F., Gearhart S. S., Rebeiz G. M. // IEEE Trans. MTT. 1993. V. 41, No. 10. P. 1 738.
32. Tong C.-Y. E., Meledin D., Loudkov D., et al. // IEEE MTT-S Digest. 2003. P. 751.
33. Tong E., Kawamura J., Hunter T. R., et al. // Proc. 11th Int. Symp. on Space Terahertz Technology, Ann-Arbor, Michigan, 2000. P. 49.
34. Meledin D. V., Tong C.-Y. E., Blundell R., et al. // Proc. 13th Int. Symp. on Space Terahertz Technology, Cambridge, MA, 2002. P. 65.
35. Cherednichenko S., Kroug M., Merkel H., et al. // Proc. 12th Int. Symp. on Space Terahertz Technology, Cambridge, MA, 2002. P. 273.
36. Meledin D. V., Tong C.-Y. E., Blundell R., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2003. V. 13. P. 164.
37. Meledin D., Marrone D. P., Tong C.-Y. E., et al. // Microwave Theory and Technique. 2003. (in press).
38. Kawamura J., Hunter T. R., Tong C.-Y. E., et al. // Astron. and Astrophys. 2002. V. 394. P. 271.
39. http://cfa-www.harvard.edu/srlab/thunter/srlab/thunter/srlab/thunter/srlab/ rxlabSiteTesting.html.
40. http://physfac.vov.ru/k_oiaf/nauka.
41. Kawamura J., Tong C.-Y. E., Blundell R., et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2001. V. 11, No. 1. P. 952.
42. http://cfa-www.harvard.edu/ adair/AST_RO/.
43. Yngvesson K., Musante C., Rodriguez M., et al. // Proc. 12th Int. Symp. on Space Terahertz Technology, San Diego, California, 2001. P. 262.
44. http://sofia.arc.nasa.gov/
45. http://home.sron.nl/ãhilleas/telis_retrieval.html.
46. http://sci.esa.int/home/first/index.cfm.
47. Cherednichenko S., Kroug M., Khosropanah P., et al. // Proc. 13th Int. Symp. on Space Terahertz Technology, Cambridge, MA, 2002. P. 85.

Московский педагогический госуниверситет,
г. Москва, Россия

Поступила в редакцию
7 августа 2003 г.

TERAHERTZ SUPERCONDUCTING HOT-ELECTRON BOLOMETER MIXERS AND THEIR APPLICATION IN TERAHERTZ RADIO ASTRONOMY

G. N. Gol'tsman and D. N. Ludkov

We review the latest developments, research and radioastronomical applications of hot-electron bolometer (HEB) mixers operated in the terahertz waveband. The physical principles of operation of terahertz HEB mixers are presented, their manufacturing from ultrathin NbN films is described, the main HEB-mixer parameters and their measurement techniques are discussed, and practical terahertz radioastronomy projects based on heterodyne receivers with HEB mixers are considered.

УДК 621.382.2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИЁМНИКИ СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

В. П. Кошелец, С. В. Шитов, Л. В. Филиппенко, П. Н. Дмитриев, А. Б. Ермаков, А. С. Соболев, М. Ю. Торгашин

В статье дан обзор последних достижений в области создания криогенных приёмных устройств субмиллиметрового диапазона длин волн на основе туннельных переходов сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС). Особое внимание уделено описанию разработок сверхпроводниковых интегральных приёмных устройств со сверхпроводниковым генератором гетеродина. В статье описана микросхема приёмника, в которой интегрированы квантовый смеситель на основе квазичастичной нелинейности СИС-перехода, планарная сверхпроводниковая приёмная антенна и криогенный генератор гетеродина. При подаче лишь постоянного питания от батарей эта микросхема работает как супергетеродинный приёмник в субмиллиметровом диапазоне длин волн, не требуя никакого дополнительного СВЧ оборудования. Такие приёмники незаменимы для радиоастрономии, систем космической связи, а также мониторинга окружающей среды, осуществляемого с борта спутников, аэростатов или специальных самолётов.

Разработан и испытан интегральный спектрометр, в котором частота сверхпроводниковых генераторов на основе распределённых джозефсоновских переходов синхронизирована широкополосной системой фазовой автоподстройки частоты. Для такого спектрометра на частоте 365 ГГц было продемонстрировано частотное разрешение лучше 10 кГц. Описан интегральный спектрометр диапазона 500÷650 ГГц, предназначенный для исследований атмосферы Земли в режиме наклонного зондирования с борта высотного аэростата (проект «Terahertz Limb Sounder» (TELIS); первый полёт запланирован на 2005 год).

1. СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИЁМНЫЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ РАДИОАСТРОНОМИИ И МОНИТОРИНГА АТМОСФЕРЫ

Благодаря успехам в области сверхпроводниковой электроники были созданы сверхчувствительные приёмные системы миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн с рекордными параметрами. Смесители на основе нелинейности туннельного тока квазичастиц в переходах сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС), безусловно, являются наиболее чувствительными приёмными элементами во всём миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне длин волн (от 100 до 1 000 ГГц) [1–8]. Предельная чувствительность таких устройств ограничена только квантовым пределом hf/k_{B}, где f — частота, h и k_{B} — постоянные Планка и Больцмана соответственно, причём в настоящее время шумовая температура практических устройств лишь в 3–5 раз превосходит этот предел [3–8] (см. рис. 1). Так, например, шумовая температура лучших СИС-приёмников на частоте порядка 500 ГГц составляет 60÷100 К, что на порядок меньше, чем у приёмников на основе диодов с барьером Шоттки (ДБШ). Это объясняется как чрезвычайно высокой нелинейностью сверхпроводниковых элементов, так и их предельно низкими собственными шумами, обусловленными природой элементов и криогенной рабочей температурой. При воздействии на СИС-переход высокочастотной накачки (гетеродина) происходит туннелирование нормальных электронов (квазичастиц), стимулированное СВЧ фотонами [1]. Этот квантовый процесс позволяет получать преобразование вниз по частоте с усилением и шумами, ограниченными лишь квантовыми флуктуациями. СИС-смесители на основе ниобия (Nb-AlO_x-Nb) признаны на сегодня наиболее эффективными гетеродинными детекторами для радиоастрономии при изучении спектров межзвёздного излучения в диапазоне частот 100÷1 000 ГГц.

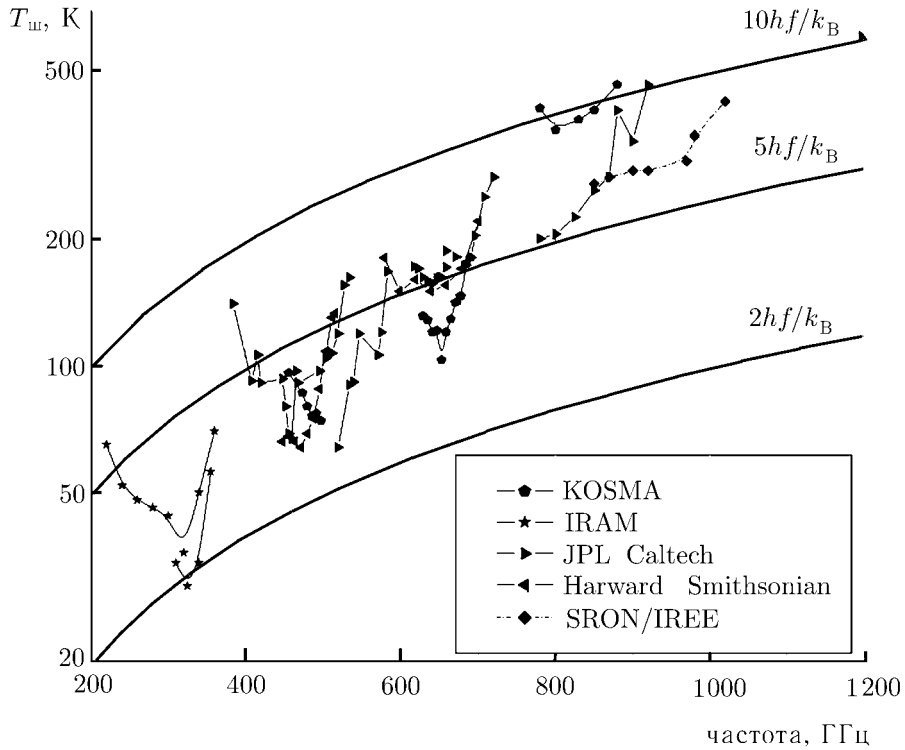


Рис. 1. Частотная зависимость шумовой температуры СИС-приёмников, созданных в различных научных центрах

Поскольку время накопления при приёме сверхслабых сигналов и обнаружении сверхмалых концентраций веществ пропорционально квадрату шумовой температуры используемого приёмника, СИС-приёмники позволяют значительно сократить время наблюдения, что чрезвычайно важно для современных дорогостоящих комплексов. В настоящее время СИС-приёмники используются в качестве штатных устройств на большинстве радиотелескопов (см. табл. 1). Ещё более перспективным представляется использование СИС-приёмников в космических и авиационных системах бортового базирования (см. табл. 2), где предельная чувствительность является принципиально важной. В табл. 1 и 2 указаны также высота телескопа над уровнем моря и год начала эксплуатации.

Следует отметить, что охлаждение до температуры жидкого гелия не является серьёзной технической проблемой и успешно решается как для наземных, так и для бортовых систем. При этом используются как системы замкнутого цикла, так и заливные криостаты. В качестве примера в табл. 3 приведены основные технические характеристики спутника «Hershel», который создаётся Европейским космическим агентством (ESA) и будет запущен в 2007 году. Он оборудован системами прямого детектирования и гетеродинными приёмниками, основные параметры гетеродинного инструмента «HIFI-Hershel» приведены в табл. 4.

Из табл. 4 видно, что СИС-смесители на квазичастичной нелинейности выбраны в качестве приёмных элементов вплоть до частоты 1,25 ТГц, поскольку являются наиболее чувствительными. При дальнейшем повышении частоты (выше двойной щелевой частоты используемых сверхпроводников) наиболее перспективными представляются смесители на горячих электронах (Hot Electron Bolometers, HEB), механизм преобразования в которых не имеет резкой частотной границы; этим структурам посвящена отдельная статья [9] в данном сборнике.

Таблица 1

Некоторые СИС-приёмники наземного базирования [1]

Аббревиатура	Название	Организация (местоположение)	Год	Диаметр антенны, м	Высота, м	Диапазон, ГГц	Тип приёмника
ALMA	Atacama Large Millimeter Array	ESO/ NRAO (Чили)	2010	12 (всего 64 антенны	5 000	35÷850	СИС-приёмники для $f > 150$ ГГц
APEX	Atacama Pathfinder EXperiment	Max-Planck Institute (Чили)	2003	12	5 000	200÷1 000	СИС-приёмники
AST/RO	Antarctic Submillimeter Telescope	(Южный Полюс, Антарктида)	1995	1,7 (план — 10)	2 900	150÷820	СИС-приёмники
CSO	Caltech Submm Array	(Мауна Киа, Гаваи, США)	1988	10,4	4 092	—	СИС-приёмники
JCMT	James Clerck Maxwell Telescope	(Мауна Киа, Гаваи, США)	—	15	4 092	—	СИС-приёмники
SMA	Submillimeter Array	(Мауна Киа, Гаваи, США)	2002	6 (8 антенн)	4 080	180÷900	СИС-приёмники
SEST	Swedish-ESO Submm Telescope	(Ла Силла, Чили)	1987	15	2 400	70÷365	СИС-приёмники
	Nobeyama Observatory	(Фуджи, Япония)	1998	1,2	3 724	250÷700	СИС-приёмники

Таблица 2

Некоторые СИС-приёмники бортового базирования

Аббревиатура	Название	Организация	Год	Диаметр, м	Высота, км	Диапазон, ГГц	Тип приёмника
SOFIA-	Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy	NASA, DLR	2005	2,5	15	1 000÷ ÷60 000	ИК детекторы
SOFIA — CASIMIR	Caltech Airborne Submm Interstellar Medium Investigations Receiver	JPL (Caltech)	2005	2,5	15	500÷2 000	СИС, НЕВ
HIFI-Hershel	Heterodyne Instrument for Herschel	ESA	2007	3,5	$1{,}5 \cdot 10^6$	480÷1 250 $> 1\,400$	СИС НЕВ
SIRTF	Space Infrared Telescope Facility	JPL (Caltech)	2003	1,7 (план — 10)		1 600÷ ÷100 000	ИК детекторы

[1] Submillimeter facilities by Paolo G. Calisse (http://oldnewt.phys.unsw.edu.au/∼pcalisse/submm_facilities.html)

Таблица 3

Технические характеристики спутника «Hershel»

Диаметр телескопа	3,5 м
Точность обработки поверхности зеркала	10 мкм
Температура зеркала	70 K
Минимальная температура приёмников	0,3 K
Объём жидкого гелия для охлаждения	около 10 м^3
Расчётное время работы на орбите	более 3-х лет
Высота	9 м
Масса	3 300 кг
Скорость передачи научных данных	100 кбит/с
Суммарное энергопотребление	1 кВт
Запуск ракетой «Ариан-5»	15 февраля 2007 г.

Таблица 4

Параметры гетеродинного инструмента «HIFI-Hershel»

№ п/п	Диапазон частот, ГГц	Тип смесительного элемента	Тип настроечной (согласующей) структуры	Шумовая температура, K	Тип приёмной и волноведущей структуры
1	480÷640	СИС $Nb - AlO_x - Nb$	Микрополосок Nb над Nb	80÷120	Скалярный рупор и волновод
2	640÷800	СИС NbTiN-AlO_x-Nb	Микрополосок Al над NbTiN	120÷170	Скалярный рупор и волновод
3	800÷960	СИС NbTiN-AlO_x-Nb	Микрополосок Al над NbTiN	170÷220	Скалярный рупор и волновод
4	960÷1 120	СИС NbTiN-AlO_x-Nb	Микрополосок Al над NbTiN	220÷270	Скалярный рупор и волновод
5	1 120÷1 250	СИС NbTiN-AlN-NbTi	Микрополосок Al над NbTiN	270÷580	Линза и двойная щелевая антенна
6L	1 410÷1 703	NbN HEB (фононное охлаждение)	Копланарная линия из алюминия	580÷750	Линза и двойная щелевая антенна
6H	1 703÷1 910	NbN HEB (фононное охлаждение)	Копланарная линия из алюминия	750÷770	Линза и двойная щелевая антенна

2. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИЁМНИКИ

В последние годы были созданы предпосылки для разработки сложных сверхпроводниковых устройств, позволяющих не только принимать сверхслабые сигналы, но производить их цифровую обработку. В ИРЭ РАН был предложен и экспериментально апробирован принципиально новый подход к использованию современных достижений сверхпроводниковой электроники — интеграция сверхпроводниковых элементов с целью создания семейства полностью сверхпроводниковых приёмников миллиметровых и субмиллиметровых волн с шумовой температурой, близкой к квантовому пределу. Такой интегральный приёмник [10, 11] объединит несколько планарных сверхпроводниковых компонентов: СИС-смеситель с квазиоптической антенной, криогенный генератор гетеродина, усилитель промежуточной частоты, а также устройство для оцифровки сигнала и его обработки в реальном масштабе времени. Интегральные приёмники незаменимы для пассивной и активной радиолокации, радиоастрономии, систем космической связи, а также мониторинга окружающей среды, осуществляемого с борта спутников или специальных самолётов.

В настоящее время реализован первый этап этой программы и создан однокристальный интегральный приёмник субмиллиметровых волн, где в одной микросхеме соединены СИС-смеситель с приёмной антенной и криогенный генератор гетеродина на основе распределённого туннельного перехода, работающего в режиме вязкого течения джозефсоновских вихрей (Flux Flow Oscillator, FFO).

Сверхпроводниковые генераторы на основе распределённых джозефсоновских переходов (FFO) были успешно испытаны в качестве интегрального источника гетеродина в диапазоне частот от 100 до 700 ГГц, обеспечивая достаточную мощность для накачки СИС-смесителя (порядка 1 мкВт на частоте 500 ГГц). Как частота, так и мощность FFO могут меняться в широких пределах без каких-либо механических перестроек. Недавно (впервые для генераторов на эффекте Джозефсона) была экспериментально доказана возможность фазовой синхронизации FFO с опорным синтезатором.

Перечислим основные преимущества интегральных приёмников миллиметровых и субмиллиметровых волн (в дополнение к уже упомянутой предельно низкой шумовой температуре СИС-смесителей):

1) Поскольку при частоте принимаемого излучения выше 300 ГГц наблюдается существенное поглощение сигнала парами воды в атмосфере, все субмиллиметровые приёмники и радиотелескопы располагаются на значительной высоте или устанавливаются на борту специальных самолётов и спутников. При этом большие габариты, вес и цена генераторов гетеродина в субмиллиметровом диапазоне длин волн являются основным фактором, ограничивающим широкое использование субмиллиметровых приёмников. Применение сверхпроводникового генератора гетеродина позволяет интегрировать его с СИС-смесителем и разместить в том же криостате, не увеличивая дополнительно габариты, вес и потребляемую мощность.

2) Малые габариты интегрального приёмника позволяют естественным образом построить на его основе многоэлементный матричный приёмник, не увеличивая существенным образом размеры и вес всей приёмной системы. Возможно несколько вариантов построения такого приёмника:

а) все элементы приёмника настроены на одну частоту, и их выходные сигналы суммируются, давая интегральную информацию об объекте. При этом существенно сокращается время накопления сигнала;

б) элементы настроены на разные частоты, что позволяет получать характеристики исследуемого объекта в разных диапазонах спектра;

в) все элементы работают на одной частоте, но сигнал каждого анализируется отдельно, что позволяет получать одновременно несколько точек в изображении объекта в субмиллиметровом диапазоне длин волн.

2.1. Конструкция и реализация интегрального супергетеродинного приёмника миллиметровых и субмиллиметровых волн

С помощью оригинальных программ расчёта и анализа была разработана конструкция микросхемы интегрального приёмника. На одном чипе размером $4 \times 4 \times 0{,}5$ мм были интегрированы двойная дипольная антенна, СИС-смеситель с системой подавления джозефсоновских шумов и FFO с согласующими элементами. Фотография центральной части интегральной схемы приёмника представлена на рис. 2; на рис. 3 показан увеличенный вид приёмной планарной антенны и СИС-смесителя. СИС-переход размещён в центре двойной дипольной антенны, рассчитанной на сигнал с центральной частотой 500 ГГц; на эту же частоту была настроена микрополосковая структура для компенсации ёмкости туннельного перехода. Симметрия антенны позволила

использовать два одинаковых подвода к смесителю с копланарными фильтрами для предотвращения утечки принимаемого сигнала. Левый подвод (см. рис. 2) использовался для подсоединения СИС-смесителя на постоянном токе и промежуточной частоте (ПЧ). Правый подвод использовался для подключения сверхпроводникового генератора гетеродина на основе распределённого джозефсоновского перехода.

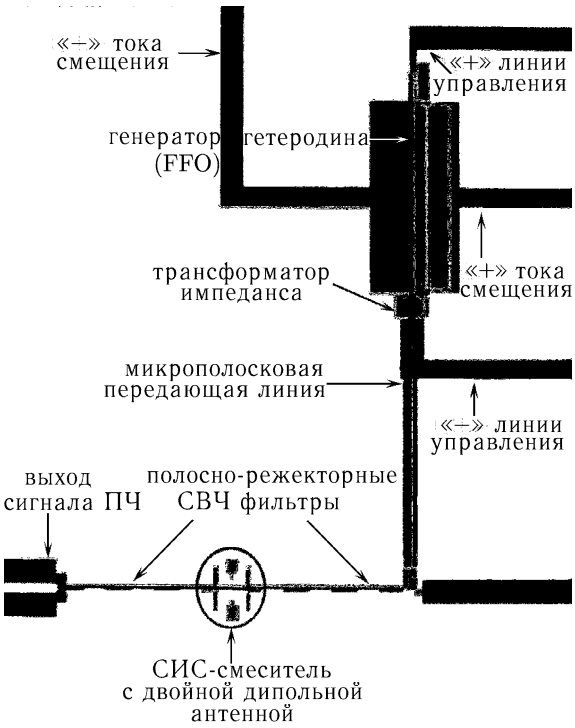


Рис. 2. Микрофотография центральной части микросхемы интегрального приёмника

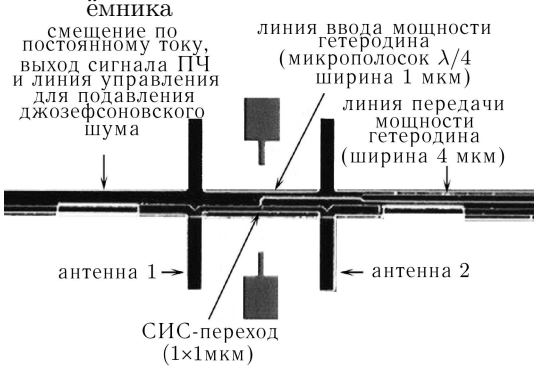


Рис. 3. Микрофотография двойной дипольной антенны с включённым в неё СИС-смесителем

При проектировании интегрального сверхпроводникового приёмника должны быть решены, по крайней мере, две принципиальные проблемы. Первая связана с согласованием СИС-смесителя со сверхпроводниковым генератором гетеродина. При оптимальном согласовании заметная часть принимаемой мощности полезного сигнала будет уходить в тракт гетеродина. С другой стороны, мощность FFO ограничена, что не позволяет использовать слишком большое затухание. В данной конструкции приёмника развязка между смесителем и гетеродином была выбрана порядка -7 дБ и реализована за счёт специально рассчитанного рассогласования импедансов подводящей линии и смесителя. При этом в частотном диапазоне более 50 ГГц удавалось получать требуемый уровень накачки СИС-смесителя. Избежать потерь мощности гетеродина позволяет использование балансного смесителя, однако при этом необходимо обеспечить объединение сигналов ПЧ от двух смесителей, работающих в противофазе.

Другой проблемой является необходимость создания существенно различных магнитных полей для работы СИС-смесителя и FFO. Для подавления джозефсоновского шума в туннельном переходе нужно полностью подавлять его критический ток; необходимое для этого магнитное поле превосходит на 2 порядка уровень, требуемый для работы FFO. Эта проблема была решена благодаря разработке двух отдельных сверхпроводящих линий управления (ЛУ), создающих локальные магнитные поля для СИС-смесителя и FFO. Экспериментально была продемонстрирована возможность полного подавления джозефсоновского шума в интегральном СИС-смесителе при развязке по полю между этими линиями лучше 10^{-4}.

Интегральные микросхемы приёмника изготавливались в ИРЭ РАН на подложке из кристаллического кремния на основе высококачественных переходов Nb-AlO_x-Nb. СИС-смеситель и FFO изготавливались в едином вакуумном цикле на основе туннельных переходов с плотностью критического тока $5 \div 8$ кА/см^2, что соответствует удельному сопротивлению барьера

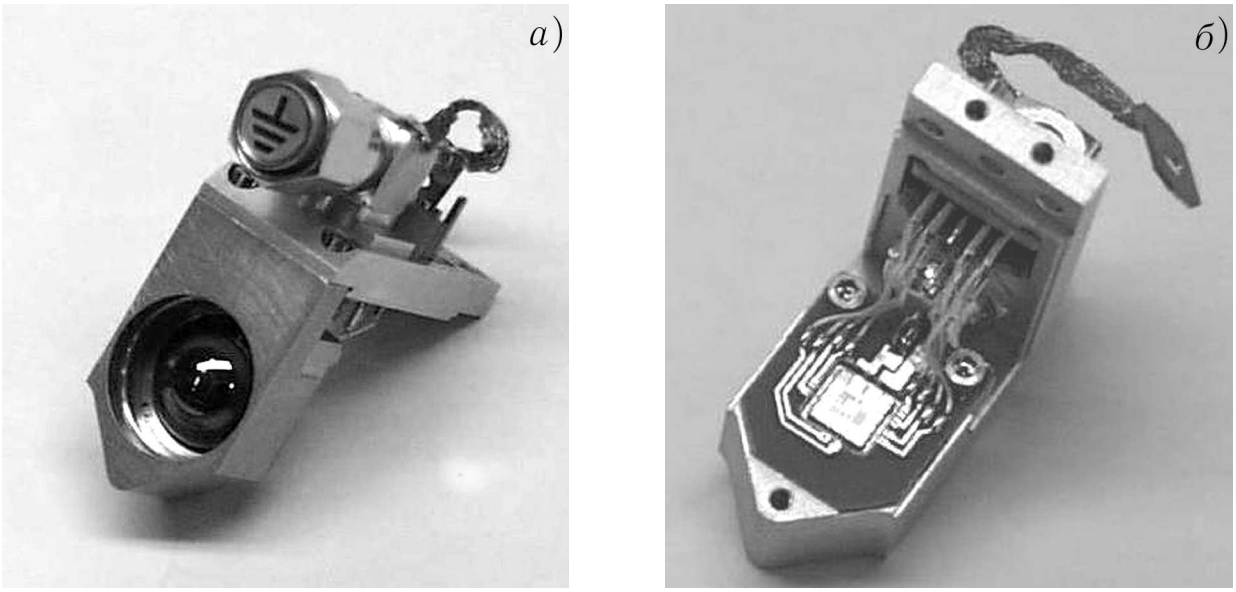


Рис. 4. Модуль интегрального приёмника с кремниевой линзой

$R_{\text{п}}S = 25 \div 40$ Ом $\cdot$ мкм^2 и джозефсоновской глубине проникновения около 4 мкм. СИС-переходы имели площадь $1 \div 1{,}5$ мкм^2, распределённый джозефсоновский переход (FFO) имел длину около 500 мкм и ширину $3 \div 5$ мкм.

Для экспериментального исследования интегрального приёмника [11–14] смесительный блок был смонтирован в вакуумном объёме гелиевого криостата с оптическим окном. Интегральная микросхема приёмника с дополнительным контррефлектором устанавливалась на эллиптической линзе из кремния с просветляющим покрытием. Преобразованный сигнал подавался на охлаждаемый HEMT-усилитель (полоса $1{,}1 \div 1{,}7$ ГГц, $T_{\text{ш}} = 3$ К). Экспериментальное тестирование приёмника проводилось совместно с Институтом космических исследований Нидерландов (SRON, г. Гронинген). На рис. 4*а*, *б* представлены фотографии модуля интегрального приёмника. На рис. 4*б* хорошо видна микросхема приёмника, соединённая с измерительной платой с помощью ультразвуковой сварки.

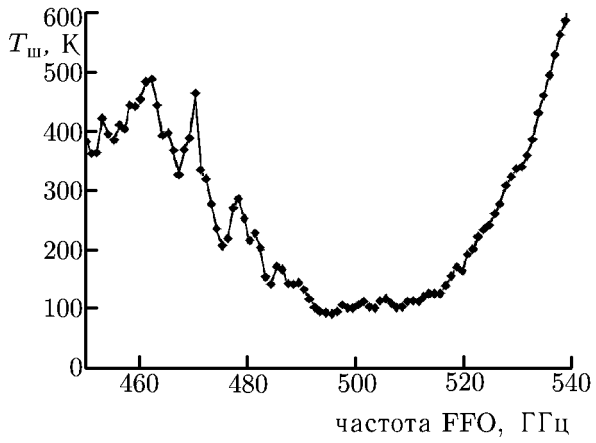


Рис. 5. Шумовая температура интегрального приёмника в двухполосном режиме при балансной конструкции СИС-смесителя

Для интегрального приёмника с внутренним гетеродином на основе FFO на частоте 500 ГГц реализованы следующие параметры: диапазон перестройки более 70 ГГц, минимальная шумовая температура порядка 100 К (см. рис. 5). Была измерена диаграмма направленности интегрального приёмника (см. рис. 6) путём перемещения источника излучения перед криостатом. Полученные параметры диаграммы (ширина основного максимума 4°, уровень боковых лепестков не более -17 дБ) полностью удовлетворяют требованиям радиоастрономических наблюдений.

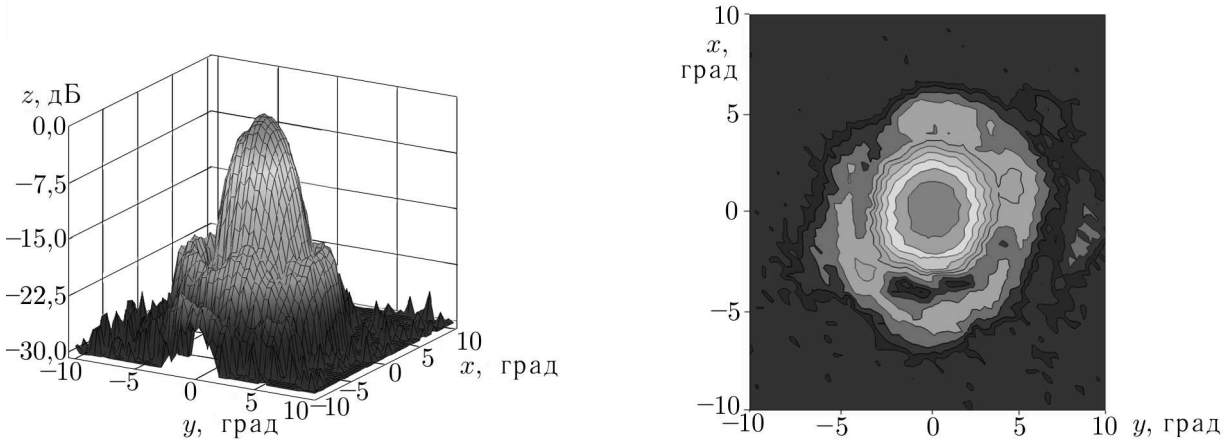


Рис. 6. Трёхмерная и двумерная диаграммы направленности интегрального приёмника. По осям x и y отложено угловое отклонение от оптической оси приёмника в E- и H-плоскостях соответственно. На левом рисунке по оси z отложена измеренная интенсивность сигнала в децибелах, на правом рисунке измеренный сигнал представлен контурами равной интенсивности (расстояние между контурами 2 дБ)

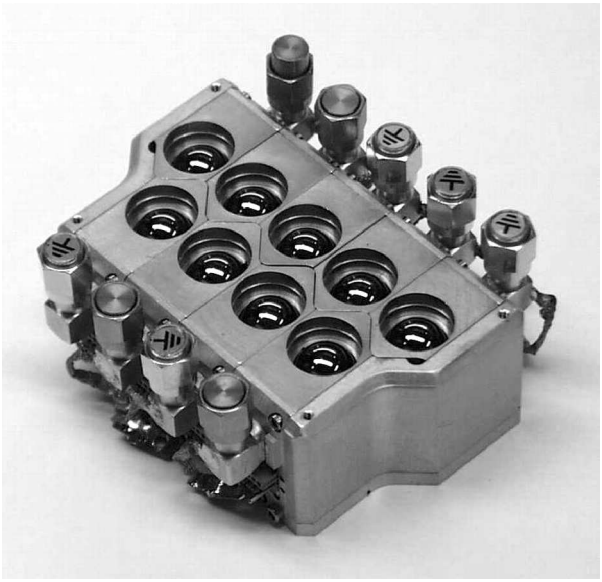


Рис. 7. Многоэлементный матричный приёмник (число отдельных элементов $n = 9$) диапазона 500 ГГц с интегральным сверхпроводниковым генератором гетеродина

Совместно с Институтом космических исследований Нидерландов была разработана [13–15] концепция построения многоэлементного матричного приёмника миллиметровых волн на основе СИС-смесителя и интегрального генератора гетеродина на основе FFO. После анализа различных схем построения была выбрана концепция на основе отдельных эллиптических линз; такая конструкция напоминает глаз мухи и поэтому называется «fly's eye» (см. рис. 7). В качестве отдельного элемента такого матричного приёмника использовался модуль интегрального приёмника, показанный на рис. 4.

2.2. Линия излучения сверхпроводникового FFO и методы её стабилизации

При проведении спектральных измерений чрезвычайно важным является частотное разрешение приёмника. Это разрешение, определяемое мгновенной шириной линии излучения генератора гетеродина и его долговременной стабильностью, должно быть лучше, чем 10^{-6} центральной частоты приёмника.

Для измерения ширины линии излучения FFO использовались специально спроектированные микросхемы (рис. 8), в которых интегрированы FFO, СИС-смеситель и высокочастотные согласующие структуры. Экспериментальная схема включала в себя смеситель с двумя СИС-переходами, каждый с площадью порядка 1 мкм^2, и настроечную структуру для компенсации их ёмкости на рабочей частоте, трёхступенчатый трансформатор импеданса и распределённый джозефсоновский переход (FFO) в качестве исследуемого устройства. Параметры всех СВЧ структур были оптимизированы с помощью специально разработанных программ для диапазона частот $300 \div 650$ ГГц. Сигнал от FFO смешивался в СИС-детекторе с m-й гармоникой опорного генератора, давая сигнал промежуточной частоты $f_{\text{ПЧ}} = \pm(f_{\text{FFO}} - m f_{\text{ref}})$. Чтобы предотвратить просачивание сигнала синтезатора и его наиболее мощных низких гармоник в сторону FFO, был использован фильтр, пропускающий сигналы только с частотой выше 200 ГГц. Две развязки по постоянному току были включены в микрополосковую линию для исключения взаимного влияния FFO и СИС-смесителя на низких частотах. Этот метод был успешно использован для измерения ширины линии FFO в широком частотном диапазоне, от 150 до 700 ГГц.

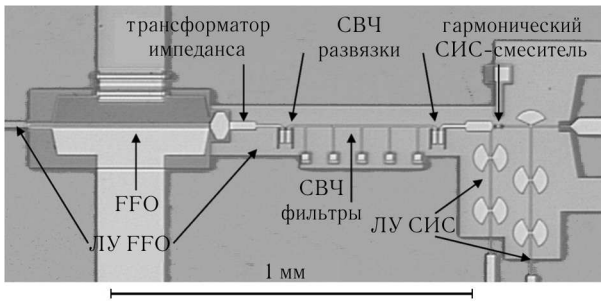


Рис. 8. Микрофотография центральной части микросхемы для измерения ширины линии излучения FFO

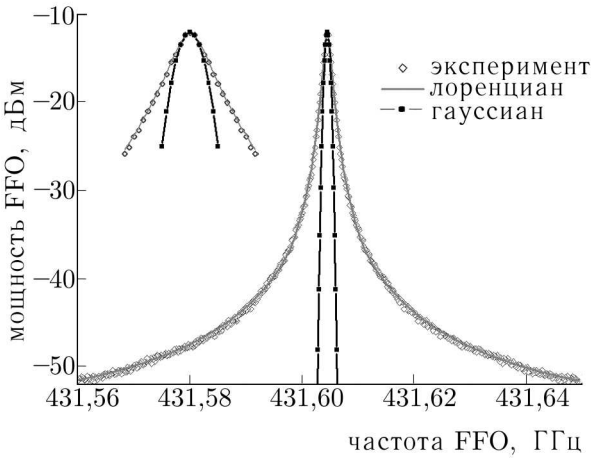


Рис. 9. Спектр излучения FFO при частотной стабилизации излучения. На рисунке для сравнения показаны также зависимости при лоренцевой и гауссовой форме линий

Для осуществления частотной синхронизации FFO с опорным синтезатором применялся частотный детектор. Управляющий выход детектора использовался для тонкой подстройки частоты FFO путём изменения тока питания или магнитного поля (за счёт изменения тока в линии управления). Обратная связь работала в относительно узкой полосе порядка 100 кГц, ограниченной низкочастотными фильтрами. Детальные измерения формы линии продемонстрировали (см. рис. 9), что излучение FFO в режиме стабилизации частоты имеет лоренцевскую форму линии [16, 17]. Этот факт свидетельствует о том, что линия FFO определяется широкополосными (тепловыми и дробовыми) флуктуациями.

Экспериментально показано, что ширина линии излучения длинного джозефсоновского перехода приближённо описывается феноменологической формулой $\delta f = (2\pi/\Phi_0^2)\,(R_{\text{d}}^B + K R_{\text{d}}^H)^2\, S_i(0)$,

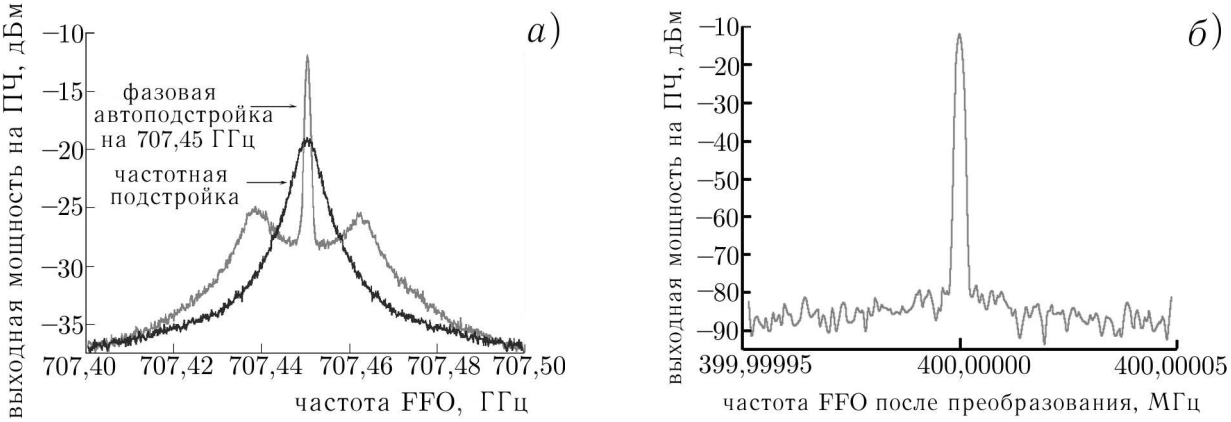


Рис. 10. Спектр излучения FFO в режиме частотной и фазовой стабилизации частоты FFO в полосе 100 Гц при разрешении 1 МГц (*а*); преобразованная вниз по частоте линия излучения FFO в режиме ФАПЧ, измеренная в полосе 100 Гц при разрешении спектроанализатора 1 Гц (*б*)

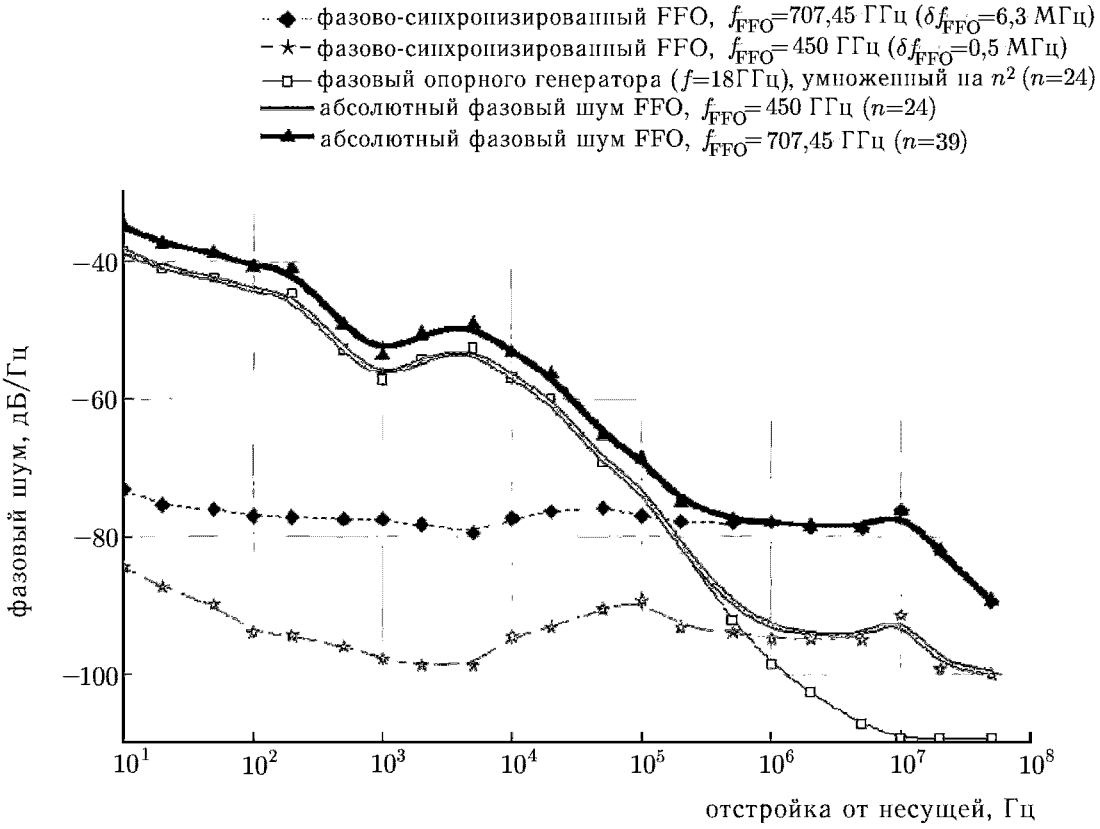


Рис. 11. Фазовые шумы FFO в зависимости от отстройки частоты от несущей (для двух рабочих частот FFO: 450 и 707,45 ГГц). На рисунке также показаны фазовые шумы используемого синтезатора и абсолютный фазовый шум FFO с учётом вклада шумов синтезатора и гармонического умножителя (сплошная линия)

где $R_{\rm d}^B = \partial V_{\rm FFO}/\partial I_B$ и $R_{\rm d}^H = \partial V_{\rm FFO}/\partial I_H$ — дифференциальные сопротивления по току смещения и току, создающему магнитное поле соответственно, $S_i(0)$ — спектральная плотность токовых флуктуаций при нулевой частоте, K — эмпирический коэффициент порядка единицы,

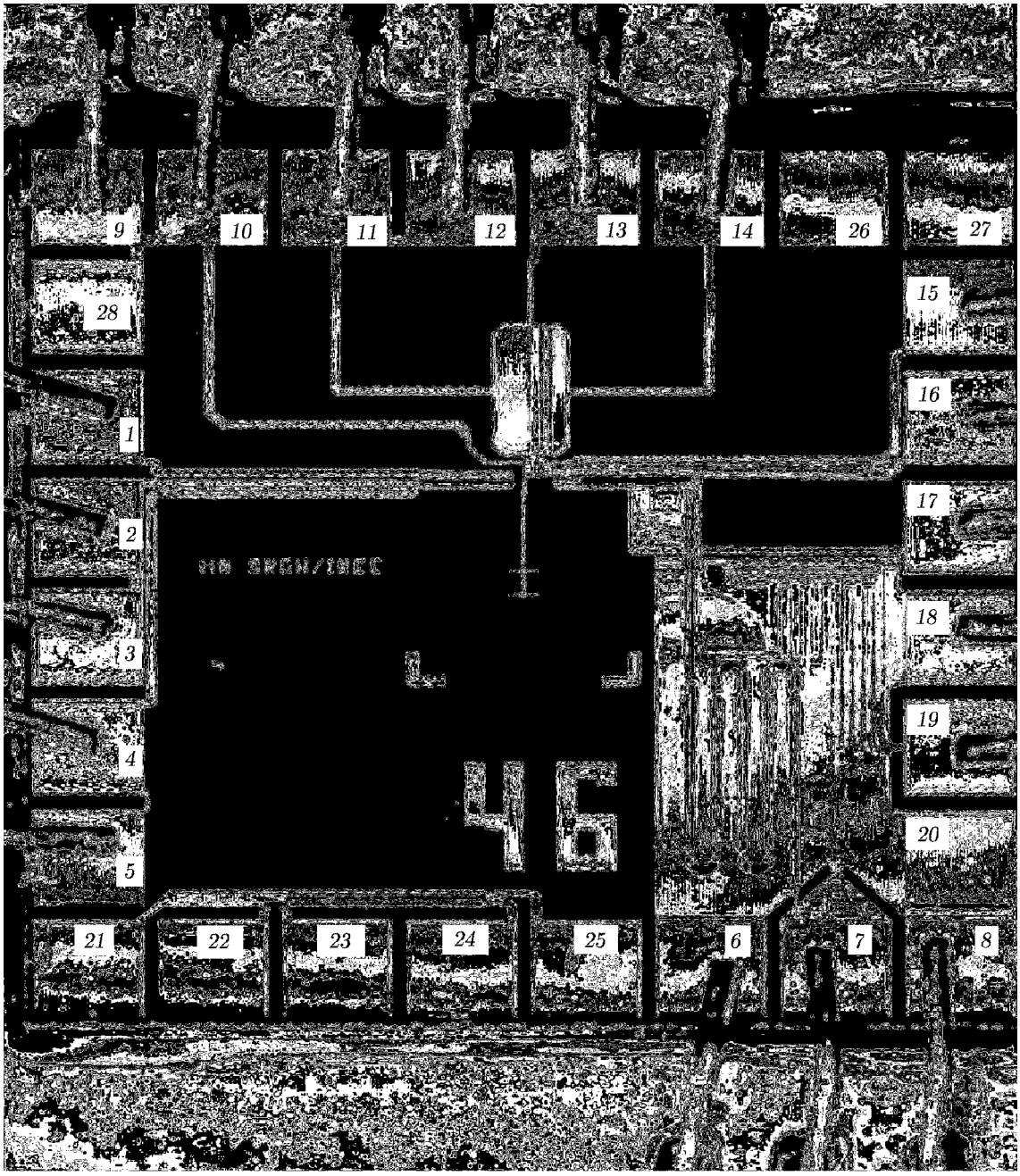


Рис. 12. Фотография микросхемы интегрального спектрометра с элементами стабилизации частоты FFO (размер чипа 4×4 мм). Цифрами на фотографии обозначены следующие контактные площадки: *1*, *2* — смещение СИС-смесителя и выход ПЧ; *3*, *4* — линия управления для подавления джозефсоновских шумов в СИС-смесителе; *5* — смещение для питания балансного смесителя (дополнительный элемент); *6–8* — вход опорного сигнала синтезатора и смещения для гармонического СИС-смесителя; *9*, *11*, *12*, *14* — задание тока и измерение напряжения FFO; *10*, *13* — линия управления магнитным полем FFO; *15*, *16* — линия управления магнитным полем гармонического смесителя; *17*, *18* — линия управления магнитным полем умножителя (дополнительный элемент); *19*, *20* — смещение СИС-умножителя (дополнительный элемент); *21–27* — тестовый переход; *28* — дополнительное заземление (FFO)

$\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-15}$ Вб — квант магнитного потока [18]. Эта модель позволяет оценивать ширину линии излучения FFO во всём рабочем диапазоне.

С помощью широкополосной адаптивной системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ), разработанной в ИФМ РАН (г. Нижний Новгород), экспериментально продемонстрирована возможность сужения линии излучения джозефсоновского осциллятора по сравнению с автономной шириной, определяемой тепловыми флуктуациями и дробовым шумом [19–21]. Впервые для джозефсоновского генератора в диапазоне частот $200 \div 700$ ГГц реализован режим ФАПЧ (рис. 10).

Эти результаты доказывают, что с помощью электронной системы ФАПЧ возможно управлять (и существенно снижать) ширину линии джозефсоновского генератора (при условии, что полоса петли обратной связи системы превышает автономную ширину линии FFO). Спектральная ширина линии синхронизированного FFO намного меньше, чем у автономного генератора. Не менее важно, что частота FFO с системой ФАПЧ может перестраиваться в широких пределах. Были измерены фазовые шумы FFO в зависимости от отстройки частоты по отношению к несущей и от частоты излучения FFO (см. рис. 11). Измеренная величина фазовых шумов (порядка -70 дБ/Гц) позволяет использовать приёмник с FFO для спектральных измерений в субмиллиметровом диапазоне длин волн с высоким частотным разрешением в радиоастрономии и аэрономии (для мониторинга атмосферы).

2.3. Интегральный спектрометр с FFO в режиме ФАПЧ

Обнадёживающие результаты синхронизации FFO были положены в основу концепции интегрального приёмника с петлёй ФАПЧ [22–24]. Согласно этой концепции сигнал FFO распределяется между двумя СИС-смесителями, один из которых используется как приёмный квазичастичный элемент, в то время как второй работает в режиме гармонического смесителя. Была спроектирована и изготовлена микросхема приёмника сигнала с частотой 350 ГГц, которая включает квазиоптический СИС-смеситель, FFO с петлёй ФАПЧ, гармонический СИС-смеситель, а также (в качестве возможного дополнительного варианта) джозефсоновский умножитель в качестве источника накачки для гармонического смесителя (см. рис. 12). В этой схеме FFO синхронизируется 35-й гармоникой синтезатора на частоте 10 ГГц с использованием специально разработанной системы ФАПЧ с полосой петли обратной связи более 10 МГц.

Для демонстрации спектрального разрешения интегрального приёмника с системой ФАПЧ гетеродина было проведено измерение спектра стабильного источника сигнала на частоте 365 ГГц. В качестве источника сигнала был использован гармонический умножитель ($n = 34$), питаемый синтезатором (рис. 13). Полученные данные доказывают, что разрешение приёмника с системой ФАПЧ лучше 10 кГц, что удовлетворяет требованиям для всех известных практических применений. С помощью этого приёмника были измерены спектры поглощения SO_2 при различных давлениях газа в кювете (рис. 14). В настоящее время совместно с Институтом космических исследований Нидерландов (г. Гронинген) ведутся работы по созданию бортового спектрометра для мониторинга атмосферы с помощью специального аэростата, первый запуск которого намечен на 2005 год (проект TELIS) [25–27]. Ожидаемые параметры сверхпроводникового спектрометра приведены в табл. 5.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведённые результаты демонстрируют, что интегральные приёмные системы полностью апробированы на частотах вплоть до 700 ГГц и подошли к стадии практической реализации. Для продвижения частоты интегральных приёмников в область выше 700 ГГц (щелевая частота

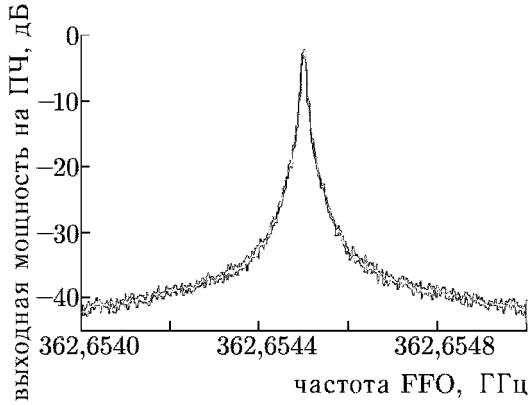


Рис. 13. Сигнал от синтезатора, умноженный по частоте с помощью полупроводникового гармонического умножителя и зарегистрированный в полосе 1 МГц с разрешением 10 кГц интегральным спектрометром с FFO в режиме ФАПЧ, работающим на частоте 364,0545 ГГц (ПЧ равна 1,4 ГГц, нижняя боковая полоса)

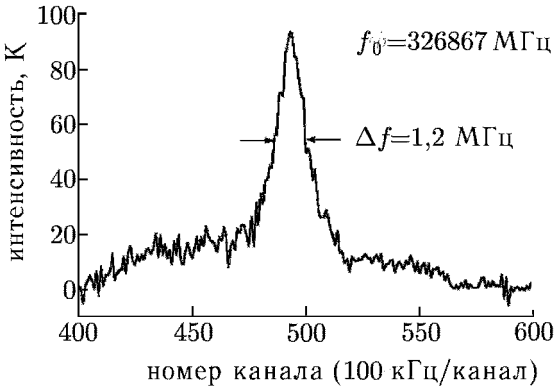


Рис. 14. Спектральная линия газа SO_2 (центральная частота $f_0 = 326867$ МГц) при давлении 0,03 мбар, измеренная с помощью сверхпроводникового интегрального приёмника с FFO в режиме ФАПЧ. Данные обработаны с помощью акустооптического спектрометра (AOS)

Таблица 5

Ожидаемые параметры интегрального спектрометра для проекта TELIS

Входной диапазон частот	500÷650 ГГц
Минимальная шумовая температура в двухполосном режиме (DSB)	200 К
Выходной диапазон промежуточных частот	4÷8 ГГц
Спектральное разрешение (ширина спектрального канала)	1 МГц
Вклад в соседний спектральный канал шумов гетеродина (FFO с системой ФАПЧ) — динамический диапазон спектрометра	−20 дБ
Вклад в спектральный канал шумов гетеродина (FFO с системой ФАПЧ при отстройке 4÷6 ГГц)	20 К
Шаг гетеродина по частоте	< 300 МГц
Выделяемая мощность устройств при температуре 4,2 К (включая усилители ПЧ)	100 мВт
Рабочая температура	< 4,5 К

ниобия) уже созданы и испытываются структуры на основе СИС-переходов с новыми типами туннельных барьеров (AlN, MgO) с использованием плёнок NbN в качестве материала электрода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tucker J. R., Feldman M. J. // Rev. of Mod. Phys. 1985. V. 4. P. 1 055.
2. Blundel R., Tong C. E. // Proc. IEEE. 1992. V. 80. P. 1 702.
3. Shitov S. V., Koshelets V. P., Kovtonyuk S. A., et al. // Supercond. Sci. Technol. 1991. V. 4. P. 406.

4. Karpov A., Blondell J., Voss M., Gundlach K. H. // IEEE Trans on Appl. Supercond. 1995. V. 5, No. 2. P. 3 304.
5. Zmuidzinas J., LeDuc H. G. // IEEE Trans. MTT. 1992. V. 40. P. 1 797.
6. Zmuidzinas J., Ugras N. G., Miller D., et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 1995. V. 5, No. 2. P. 3 053.
7. Gaidis M. C., Leduc H. G., Mei Bin, et al. // IEEE Trans. MTT. 1996. V. 44. P. 1 130.
8. Shi S. C., Noguchi N. // IEICE Trans. Electron. 1998. V. E81-C. P. 1 584.
9. Гольцман Г. Н., Лудков Д. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8–9.
10. Koshelets V. P., Shitov S. V., Filippenko L. V., et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 1997. V. 7. P. 2 905.
11. Koshelets V. P., Shitov S. V. // Supercond. Sci. Technol. 2000. V. 13. P. R53.
12. Koshelets V. P., Shitov S. V., Filippenko L. V., et al. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 68, No. 9. P. 1 273.
13. Shitov S. V., Ermakov A. B., Filippenko L. V., et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercond.1999. V. 9, No. 2. P. 3 773.
14. Koshelets V. P., Shitov S. V. A submm SIS receiver with an integrated superconducting LO: Millimeter Array (MMA) Antenna Memos No. 279. 1999. http://www.mma.nrao.edu/memos/index.html.
15. Shitov S. V., Koshelets V. P., Baryshev A. M., Filippenko L. V., et al. // Proc. 8th Int. Symp. on Space Terahertz Tech., Cambridge, USA, 1997. P. 281.
16. Koshelets V. P., Ermakov A. B., Dmitriev P. N., et al. // Supercond. Sci. Technol. 2001. V. 14. P. 1 040.
17. Koshelets V. P., Shitov S. V., Dmitriev P. N., et al. // Physica C. 2002. V. 367. P. 249.
18. Koshelets V. P., Dmitriev P. N., Sobolev A. S., et al. // Physica C. 2002. V. 372–376. P. 316.
19. Koshelets V. P., Shitov S. V., Shchukin A. V., et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 1999. V. 9, No. 2. P. 4 133.
20. Mygind J., Koshelets V. P., Shitov S. V., et al. // Supercond. Sci. Technol. 1999. V. 12. P. 720.
21. Koshelets V. P., Shitov S. V., Filippenko L. V., et al. // Rev. Sci. Instr. 2000. V. 71, No. 1. P. 289.
22. Koshelets V. P., Shitov S. V., Shchukin A. V., et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 1999. V. 9, No. 2. P. 4 133.
23. Shitov S. V., Koshelets V. P., Filippenko L. V., et al. // Proc. 10th Int. Symp. on Space Terahertz Tech., Charlottesville, Virginia, USA, 1999. P. 447.
24. Shitov S. V., Koshelets V. P., Filippenko L. V., et al. // Proc. of the Fourth European Conference of Appl. Superconductivity. Inst. Phys. Conf. Ser. Issue 167. 2000. V. 2. P. 647.
25. Shitov S. V., Koshelets V. P., Ermakov A. B., et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 2003. V. 13, No. 2. P. 684.
26. Yagoubov P. A., Maurellis A. N., Hoogeveen R. W. M., et al. // Abstracts for the Fourteenth International Symposium Space Terahertz Technology, Tucson, Arizona, USA, April 22–24, 2003.
27. Shitov S. V., Koshelets V. P., Yagoubov P. A., et al. // Abstracts for the Fourteenth International Symposium Space Terahertz Technology, Tucson, Arizona, USA, April 22–24, 2003.

Институт радиотехники и электроники РАН,
г. Москва, Россия

Поступила в редакцию
10 июня 2003 г.

INTEGRATED SUPERCONDUCTING SUBMILLIMETER-WAVE RECEIVERS

V. P. Koshelets, S. V. Shitov, L. V. Filippenko, P. N. Dmitriev, A. N. Ermakov, A. S. Sobolev, and M. Yu. Torgashin

An overview of recent achievements in the field of cryogenic submillimeter-wave receivers based on superconductor–insulator–superconductor (SIS) tunnel junctions is presented. The main attention is paid to the novel superconducting integrated receivers (SIRs) with a superconducting local oscillator. The single-chip microcircuit of the receiver, which integrates a quantum mixer based on the nonlinearity of a quasi-particle current in the SIS junction, a planar superconducting receiving antenna, and a cryogenic local oscillator, is described. Being dc-powered only by batteries, such a microcircuit operates as a submillimeter-wave superheterodyne receiver without any additional microwave equipment. Such receivers are very attractive for radioastronomical research, space communication systems, and monitoring of the environment from satellites, balloons, and specialized aircraft.

An integrated spectrometer with a phase-locked flux-flow oscillator (FFO) has been developed and tested. A frequency resolution better than 10 kHz was reached at a frequency of 365 GHz. This study provides an important input for future development of a baloon-borne 500−650 GHz integrated receiver, operated in the oblique-sounding regime, under an international project named Terahertz Limb Sounder (TELIS). This integrated spectrometer will be used for monitoring of the Earth's atmosphere. The first flight is scheduled for 2005.

УДК 621.382.2

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ, СМЕСИТЕЛИ И УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

В. Г. Божков

Представлен обзор состояния разработки полупроводниковых детекторов, смесителей и умножителей частоты на основе диодов с барьером Шоттки (ДБШ) и гетеропереходных структур для приёмников терагерцового диапазона, работающих без охлаждения. Современное состояние в этой области характеризуется переходом от квазиоптических конструкций на основе ДБШ с сотовой структурой и проволочным выводом к гибридно-интегральным и монолитным планарным конструкциям, размещаемым в волноводном корпусе. Высокий уровень параметров планарных конструкций достигается при этом благодаря частичному или полному устранению (или замене) полупроводниковых подложек и/или использованию мембранных конструкций, закрепляемых непосредственно в волноводе.

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на впечатляющие успехи, достигнутые в последнее время в технологии гетеробиполярных и гетерополевых транзисторов [1], об использовании их в субмиллиметровом (терагерцовом) диапазоне говорить преждевременно. Основными активными элементами здесь остаются диоды на основе контакта металл—полупроводник с барьером Шоттки, конкуренцию которым в некоторых случаях начинают составлять более сложные структуры на основе гетеропереходов. Современные диоды с барьером Шоттки (ДБШ), пришедшие на смену точечно-контактным диодам на основе кремниевого кристалла и вольфрамовой иглы (так называемым кристаллическим детекторам [2]), прошли длительный путь совершенствования и в настоящее время представляют собой сложные планарные конструкции на основе GaAs с минимальными паразитными параметрами. Анализ свойств этих диодов, их физических и конструктивных ограничений в приложении к созданию детекторов, смесителей и умножителей частоты для твёрдотельных приёмных устройств терагерцового диапазона, работающих (в основном) без охлаждения, составляет основную часть настоящего обзора. Рассматриваются также возможности и перспективы некоторых других конструкций на основе гетеропереходов, квантовых структур и новых материалов, появившихся значительно позже, для тех же приложений.

1. ДИОДЫ С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

1.1. Низкочастотные характеристики

Диод с барьером Шоттки — один из наиболее простых полупроводниковых приборов, модельное представление которого (вольт-амперная и вольт-фарадная характеристики (ВАХ и ВФХ) и эквивалентная схема) достаточно точно соответствует его реальному поведению вплоть до миллиметрового диапазона длин волн. На более высоких частотах, где становится важным не только скин-эффект, но и целый ряд фундаментальных процессов, происходящих в полупроводниках (рассеяние носителей заряда, диэлектрическая релаксация, конечное время пролёта носителей через барьер), низкочастотные представления требуют уточнения.

В простейшем варианте ДБШ миллиметрового диапазона длин волн представляет собой полупроводниковый кристалл (чип; см. рис. 1*а*), содержащий тонкий эпитаксиальный (рабочий) слой n-типа толщиной порядка 1 000 Å с концентрацией примеси около 10^{17} см$^{-3}$, выращенный на высоколегированной n^+-подложке. Омический контакт подложки выполняет роль катода, а анод формируется нанесением металла (чаще всего платины Pt, титана Ti или золота Au) в окно, вскрытое в слое диэлектрика (обычно диоксид кремния SiO_2), предварительно нанесённого на рабочий n-слой. Диаметры окон для ДБШ миллиметрового диапазона варьируются обычно в пределах $1{,}5 \div 5{,}0$ мкм, а для терагерцового диапазона они могут составлять доли микрона. Контакт с металлом (анодом) в окне осуществляется, как правило, «вслепую» с помощью упругой (обычно вольфрамовой) заострённой проволочки (иглы). Для уверенного контакта создаётся сотовая структура (см. рис. 1*а*) [3], в которой анодные окна расположены друг от друга настолько близко, что попадание иглы в одно из них становится неизбежным.

ВАХ ДБШ описывается выражением вида

$$I = I_{\rm s}\left[\exp\left(\frac{qV}{\eta kT}\right) - 1\right] = AR^*T^2\exp\left(-\frac{q\varphi_{\rm b}}{\eta kT}\right)\left[\exp\left(\frac{qV}{\eta kT}\right) - 1\right], \qquad (1)$$

где A — площадь анода, $I_{\rm s}$ — ток насыщения, q — заряд электрона, $\varphi_{\rm b}$ — высота потенциального барьера, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура диода, R^* — эффективная постоянная Ричардсона, η — показатель идеальности ВАХ. Отметим, что такая форма записи ВАХ, в отличие от более широко известной, где η входит только в показатель экспоненты, зависящий от смещения [4], более точно описывает ВАХ ДБШ в широком диапазоне температур [5].

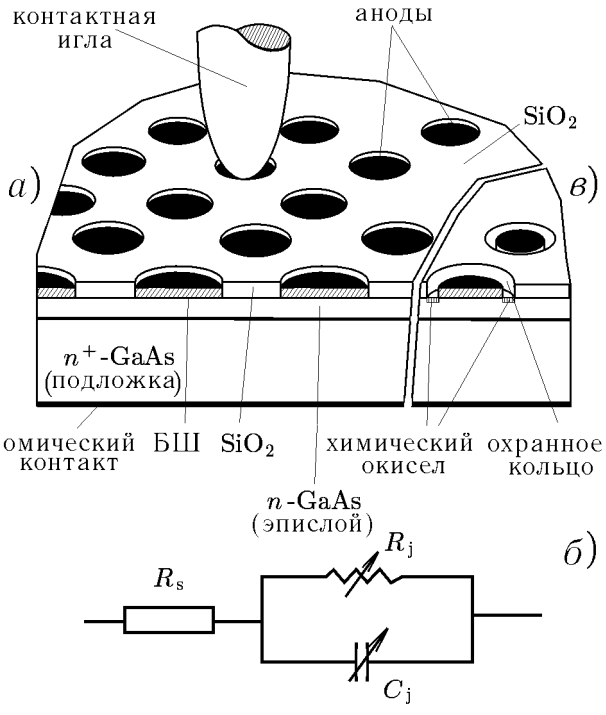


Рис. 1

Нелинейные свойства ВАХ ДБШ лежат в основе его работы как детектора и смесителя. Умножители частоты используют, как правило, нелинейные свойства ёмкости ДБШ. Вольт-фарадная характеристика ДБШ при однородном легировании эпитаксиального слоя (эпислоя) описывается выражением

$$C_{\rm j} = A\left(\frac{qN_{\rm D}\varepsilon_{\rm s}}{2\,(V_{\rm bi} - V)}\right)^{1/2} + \frac{3\varepsilon_{\rm s}A}{2a}, \qquad (2)$$

где $\varepsilon_{\rm s} = \varepsilon_{\rm r}\varepsilon_0$, $\varepsilon_{\rm r}$ — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума, a — радиус контакта (анода), $N_{\rm D}$ — концентрация примеси (носителей) в полупроводнике, $V_{\rm bi}$ — диффузионный (встроенный) потенциал [4]. Второй член справа в (2) — периферийная ёмкость [6], которая может дать весьма существенный вклад в общую ёмкость ДБШ миллиметрового, а тем более субмиллиметрового диапазона длин волн.

Эквивалентная схема ДБШ (рис. 1*б*) включает помимо сопротивления $R_{\rm j}$ и ёмкости $C_{\rm j}$ барьера последовательное сопротивление $R_{\rm s}$, вклад в которое дают сопротивление квазинейтральной

области полупроводника (первый член в правой части выражения (3)), сопротивление подложки $R_{\rm sub}$ (сопротивление растекания) и сопротивление омического контакта $R_{\rm c}$, которым обычно пренебрегают, особенно на высоких частотах [7]:

$$R_{\rm s} = \frac{l_{\rm n} - W}{Aq\mu_{\rm n} n} + \frac{1}{4\sigma a} + R_{\rm c}. \tag{3}$$

Здесь $l_{\rm n}$ — толщина эпитаксиального слоя, $\mu_{\rm n}$ и n — подвижность и концентрация электронов в нём, W — толщина барьера, σ — удельная проводимость подложки.

Основным фактором качества ДБШ, определяющим эффективность его работы в качестве детекторного или смесительного диода, является предельная частота $f_{\rm c}$ [2, 8]:

$$f_{\rm c} = \frac{1}{2\pi R_{\rm s} C_{\rm j}}\,. \tag{4}$$

Обычно её оценивают по низкочастотным значениям $R_{\rm s}$ и $C_{\rm j}$. При этом $R_{\rm s}$ определяют известным способом из ВАХ [8], а ёмкость измеряют при нулевом смещении на диоде: $C_{\rm j} \equiv C_{\rm j0}$. Достижение максимального значения $f_{\rm c}$ согласно (2) и (3) диктует выбор материала со сверхтонкими эпитаксиальными слоями (так называемые барьеры (диоды) Мотта [4]), максимально допустимой концентрацией примеси в эпитаксиальном слое и подложке и максимально возможной подвижностью носителей при оптимальном диаметре анода d.

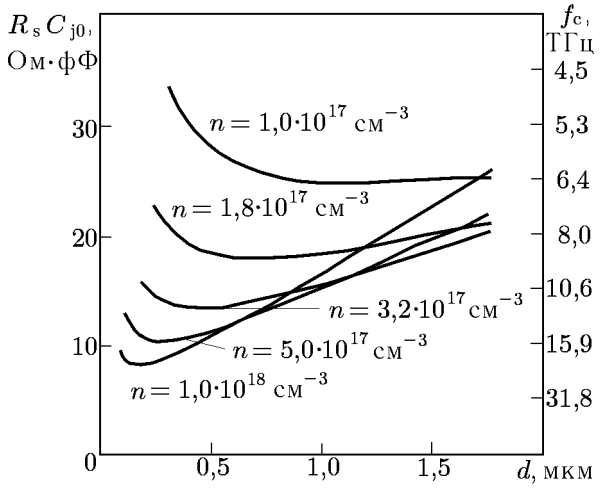


Рис. 2

Представление о возможных расчётных значениях предельной частоты, а значит, и о возможных рабочих частотах ДБШ, даёт рис. 2 [9]. Расчёт выполнен в предположении, что толщина эпислоя равна толщине барьера при нулевом смещении (диод Мотта). Однако величина $R_{\rm s}$ принимается при этом максимальной: $(l_{\rm n} - W) \approx l_{\rm n}$ в (3). Влияние сопротивления омического контакта не учитывается. Концентрация носителей заряда в подложке составляет $5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Очевидно, что эти результаты подтверждают возможность создания ДБШ для терагерцового диапазона, что соответствует и приведённым ниже экспериментальным данным. Отметим, что наличие максимума в зависимости предельной частоты от диаметра анода является следствием влияния сопротивления растекания подложки. При этом повышение предельной частоты за счёт уменьшения диаметра анода может быть достигнуто только при одновременном увеличении концентрации носителей в эпислое ($d_{\rm опт} \propto 1/n^{3/4}$).

Структура умножительного (варакторного) диода с БШ и его эквивалентная схема качественно те же, что и для смесительного диода. Однако характерное для варакторного диода требование высокой выходной мощности приводит к необходимости использования бóльших площадей перехода, бóльших толщин эпислоя и более низких концентраций примеси. В результате для одного и того же частотного диапазона ёмкость варакторного диода существенно (в 2–3 раза) выше ёмкости смесительного диода.

Факторы качества варакторных диодов, используемые для их оценки на низких частотах,

включают динамическую частоту отсечки $f_{\rm cd}$ и динамическую добротность Q:

$$f_{\rm cd} = \frac{1}{2\pi R_{\rm s}}\left(\frac{1}{C_{\rm j\,min}} - \frac{1}{C_{\rm j\,max}}\right) \approx \frac{1}{2\pi R_{\rm s} C_{\rm j\,min}}\,, \qquad Q = \frac{1}{2\pi f_0 C_{\rm j\,min} R_{\rm s}} = \frac{f_{\rm cd}}{f_0}\,, \tag{5}$$

где f_0 — частота, на которой оценивается Q. При оценке $f_{\rm cd}$ и Q из низкочастотных измерений в качестве $R_{\rm s}$ обычно используют максимальное значение, найденное из прямой ВАХ.

1.2. Физические ограничения ДБШ в терагерцовом диапазоне

Уточнения эквивалентной схемы ДБШ требуются уже в миллиметровом диапазоне длин волн. Для наиболее простого случая, когда анод в виде круглого диска ($A = \pi a^2$) расположен непосредственно на подложке (эпитаксиальный слой отсутствует), последовательное сопротивление (импеданс) согласно [10] равно

$$Z_{\rm s} = \frac{1}{2\pi\sigma a}\,{\rm arctg}\left(\frac{b}{a}\right) + \frac{1+j}{2\pi\sigma d_{\rm s}}\ln\left(\frac{b}{a}\right), \tag{6}$$

где b — радиус полупроводникового кристалла (чипа), $d_{\rm s} = \sqrt{2/(\omega\mu_0\sigma)}$ — толщина скин-слоя, μ_0 — магнитная проницаемость полупроводника. Первый член в правой части (6) не что иное, как сопротивление растекания, а второй связан со скин-эффектом. Как видно, тонкий скин-слой в равной мере выполняет роль сопротивления и индуктивности. Заметим, что в выражении (6) опущен член, характеризующий сопротивление скин-слоя боковой поверхности кристалла (см., например, [9]). Однако при условии $b \gg a$, которое, как правило, выполнятся, роль его несущественна.

Переход в терагерцовый диапазон требует учёта влияния на последовательный импеданс фундаментальных процессов рассеяния (инерции носителей) и диэлектрической релаксации в полупроводнике. Соответствующие этим процессам характерные частоты рассеяния $\omega_{\rm s}$ и диэлектрической релаксации $\omega_{\rm d}$ представляются в виде

$$\omega_{\rm s} = \frac{1}{\tau_{\rm p}} = \frac{q}{m^*\mu_{\rm n}}\,, \qquad \omega_{\rm d} = \frac{1}{\tau_{\rm d}} = \frac{\sigma}{\varepsilon_{\rm r}\varepsilon_0}\,, \tag{7}$$

где $\tau_{\rm p}$ и $\tau_{\rm d}$ — времена релаксации импульса и диэлектрической релаксации соответственно, m^* — эффективная масса электрона. Зависимости частот $f_{\rm s} = \omega_{\rm s}/(2\pi)$ и $f_{\rm d} = \omega_{\rm d}/(2\pi)$ от концентрации электронов для GaAs наряду с аналогичной зависимостью плазменной частоты $f_{\rm p}$, представленные на рис. 3 [11], лежат, как видно, в терагерцовом диапазоне.

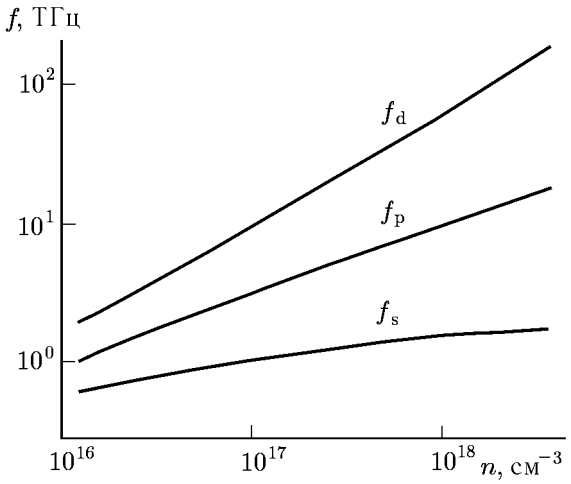


Рис. 3

В работе [12] в приближении постоянного времени релаксации импульса ($\tau_{\rm p} = \tau$) показано, что при учёте указанных эффектов удельная проводимость полупроводника $\sigma_{\rm s}$ принимает следующий вид:

$$\sigma_{\rm s} = \frac{1}{R + j\omega L}\,, \qquad R = \frac{m^*}{nq^2\tau} = \frac{1}{q\mu_{\rm n} n}\,, \qquad L = \frac{m^*}{nq^2} = \frac{R}{\omega_{\rm s}}\,, \tag{8}$$

где R и L — сопротивление и индуктивность единицы объёма соответственно. Физически появление индуктивности связано с проявлением на высоких частотах инерции в движении электронов (из-за конечной длины свободного пробега $L \equiv L_{\rm inertia}$) при изменении сигнала. С учётом удельной ёмкости $C = \varepsilon_{\rm r}\varepsilon_0$, характеризующей диэлектрическую релаксацию («ёмкость смещения» [13], $C \equiv C_{\rm disp}$), включённой параллельно RL-цепочке (LCR-контур), комплексная удельная проводимость полупроводника представляется в виде [13]

$$\sigma^* + j\omega\varepsilon_{\rm r}\varepsilon_0 = \sigma\left(\frac{1}{1+j\omega/\omega_{\rm s}} + j\,\frac{\omega}{\omega_{\rm d}}\right). \tag{9}$$

Подстановка этой величины в (6) вместо низкочастотной проводимости σ приводит к окончательному выражению для последовательного импеданса подложки ($Z_{\rm sub} = Z_{\rm sp} + Z_{\rm sk}$), включающего импеданс растекания (полагается $b \gg a$):

$$Z_{\rm sp} = \frac{1}{4\sigma a}\left(\frac{1}{1+j\omega/\omega_{\rm s}} + j\,\frac{\omega}{\omega_{\rm d}}\right)^{-1}, \tag{10}$$

и импеданс, обусловленный скин-эффектом:

$$Z_{\rm sk} = \frac{1}{2\pi}\ln\!\left(\frac{b}{a}\right)\left(\frac{j\omega\mu_0}{\sigma}\right)^{1/2}\left(\frac{1}{1+j\omega/\omega_{\rm s}} + j\,\frac{\omega}{\omega_{\rm d}}\right)^{-1/2}. \tag{11}$$

В то время как реактивная часть последнего носит индуктивный характер, импеданс $Z_{\rm sp}$ имеет резонанс на частоте [12]

$$\omega_0 = \omega_{\rm p}\sqrt{1 - \frac{\omega_{\rm s}}{\omega_{\rm d}}} \approx \omega_{\rm p}, \tag{12}$$

где

$$\omega_{\rm p} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \sqrt{\omega_{\rm s}\omega_{\rm d}} = \left(\frac{nq^2}{m^*\varepsilon_{\rm r}\varepsilon_0}\right)^{1/2} \tag{13}$$

— частота плазменного резонанса, или плазменная частота. Для GaAs эта частота приближённо равна (см. рис. 3) $f_{\rm p} \approx 1\cdot 10^4 n^{1/2}$ Гц. Эквивалентная схема ДБШ, соответствующая рассматриваемой ситуации, представлена на рис. 4.

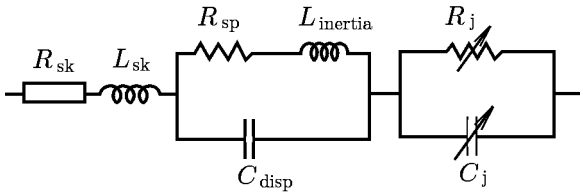


Рис. 4

Как видно из (12), резонанс возможен, если

$$\frac{\omega_{\rm s}}{\omega_{\rm d}} = 9{,}83\cdot 10^{20}\,\frac{\varepsilon_{\rm r}}{n\mu_{\rm n}^2}\,\frac{m_0}{m^*} \le 1, \tag{14}$$

что для GaAs справедливо при $n > 10^{16}$ см$^{-3}$. Условие $\omega_0 \approx \omega_{\rm p}$ выполняется при $\omega_{\rm s} \ll \omega_{\rm d}$ или, как нетрудно показать, при потерях в контуре, стремящихся к нулю. Поскольку повышение предельной частоты диода требует повышения концентрации носителей в полупроводнике, то условие $\omega_0 \approx \omega_{\rm p}$, как правило, выполняется.

Нетрудно показать, что максимальное сопротивление $Z_{\rm sp}$ в условиях резонанса, определяющее максимальные потери в диоде, составляет

$$\mathrm{Re}(Z_{\rm sp})_{\max} = \frac{L}{CR} = \frac{\omega_{\rm d}}{\omega_{\rm s}}\,R. \tag{15}$$

Это означает, что отношение $\omega_{\rm d}/\omega_{\rm s}$ характеризует увеличение потерь в диоде в условиях плазменного резонанса. В зависимости от концентрации и подвижности носителей оно может составлять, как видно из рис. 3, от нескольких единиц до нескольких десятков.

Анализ предельной частоты ДБШ на основе GaAs (GaAs-ДБШ), определённой согласно (4), где

$$R_{\rm s} = R_{\rm sub} = {\rm Re}[Z_{\rm sp}(\omega_{\rm c})] + {\rm Re}[Z_{\rm sk}(\omega_{\rm c})], \tag{16}$$

показал [13] её существенное понижение относительно низкочастотных значений (см. рис. 5). При параметрах материала GaAs-ДБШ $n = 4 \times \times 10^{18}$ см$^{-3}$, $\mu_{\rm n} = 2\,700$ см^2/(В $\cdot$ с) и частотах ниже плазменной ($f_{\rm p} = 19{,}4$ ТГц) для контактов с радиусом $0{,}1 \div 10$ мкм предельная частота уменьшается примерно в 6 раз. Основной причиной этого является скин-эффект. При приближении предельной частоты к плазменной рост $f_{\rm c}$ с уменьшением радиуса контакта резко замедляется. Обращает на себя внимание то, что и на частотах выше плазменной возможно эффективное функционирование ДБШ при достаточно малых радиусах контакта (меньше 0,1 мкм). Для Si-ДБШ влияние скин-эффекта намного меньше (из-за низкой подвижности носителей), но и абсолютное значение $f_{\rm c}$ при этом существенно ниже, чем для GaAs-ДБШ.

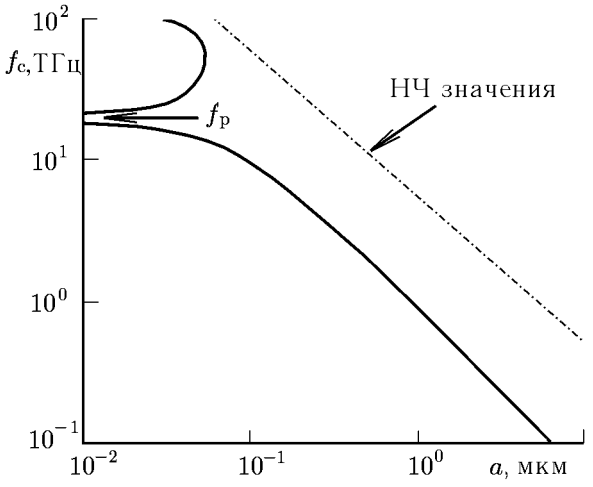


Рис. 5

Приведённый выше анализ ДБШ соответствует случаю, когда эпитаксиальный слой отсутствует. Однако влияние последнего может быть весьма существенным, особенно при больши́х прямых смещениях на диоде. Эквивалентная схема квазинейтральной области эпислоя выглядит так же, как и для подложки, с той разницей, что скин-эффектом пренебрегают. При этом элементы LCR-контура квазинейтральной области, следуя известным результатам для однородного образца [14], можно представить в виде

$$R_{\rm e} = \frac{l_{\rm n} - W}{A\sigma}\,, \qquad C_{\rm e} = \frac{\varepsilon_{\rm r}\varepsilon_0 A}{l_{\rm n} - W}\,, \qquad L_{\rm e} = \frac{(l_{\rm n} - W)\, m^*\mu_{\rm n}}{Aq\sigma}\,, \tag{17}$$

а соответствующий им импеданс эпислоя — в виде

$$Z_{\rm e} = \left(j\omega C_{\rm e} + \frac{1}{R_{\rm e} + j\omega L_{\rm e}}\right)^{-1} = \frac{l_{\rm n} - W}{A\sigma}\left(j\frac{\omega}{\omega_{\rm de}} + \frac{1}{1 + j\omega/\omega_{\rm se}}\right)^{-1}, \tag{18}$$

где $\omega_{\rm de}$ и $\omega_{\rm se}$ — частоты диэлектрической релаксации и рассеяния для эпислоя. Плазменная частота $\omega_{\rm pe}$ и в этом случае имеет вид (13), хотя из-за более низкой концентрации носителей в эпислое она существенно ниже, чем в подложке.

В работе [9] сделано предположение, что в сверхтонких эпитаксиальных слоях (с толщиной меньше длины свободного пробега) необходимо учитывать дополнительное рассеяние носителей на границах. При этом частота рассеяния увеличивается. Таким образом, уменьшая $l_{\rm n}$, можно существенно повысить частоту рассеяния, а с ней и плазменную частоту (13), и тем самым «отодвинуть» область частот, где ожидаются максимальные потери сигнала, в более высокочастотный диапазон.

Другой важный вывод работы [9] заключается в том, что на частотах выше плазменной следует ожидать потери работоспособности ДБШ, т. к. условие его эффективной работы $1/R_{\rm j} = \omega C_{\rm j}$ выполняется на существенно более низких частотах. Следует, однако, с осторожностью относиться к таким заключениям, поскольку они не опираются на достаточно строгий анализ. К этому можно добавить, что в коротких однородных образцах (хотя это и не совсем совпадает с рассматриваемым здесь случаем) плазменная частота не изменяется, но может изменяться проводимость [14].

Ещё одна возможная причина деградации преобразовательных характеристик ДБШ связана с конечным временем пролёта носителей через область барьера. Пролётный эффект становится существенным на частотах, сравнимых с обратным временем пролёта. Оценка его величины, выполненная Ван дер Зилом [15], показывает, что на частоте в три раза больше плазменной (ИК диапазон) эффективность преобразования (детектирования) ДБШ падает всего в 4 раза. Более сильно (квадратично по частоте) этот эффект выражен для смесительных диодов.

Сопоставляя приведённые теоретические прогнозы с экспериментальными данными, мы можем констатировать, что имеющиеся к настоящему времени результаты подтверждают не только достаточно высокую эффективность ДБШ в терагерцовом диапазоне [16–18], но и их работоспособность в ИК и даже в видимом диапазоне, о чём свидетельствуют результаты по оптическому смешению (см., например, [19, 20]). Сложнее обстоит дело с получением количественных критериев для оценки частотного предела ДБШ.

1.3. Шумовые характеристики ДБШ

Как известно, шумовая температура ДБШ, наиболее часто использующаяся для характеристики его шумов, может быть представлена в виде (см., например, [21, 22])

$$T_{\rm d} = \frac{T_{\rm j}\,{\rm Re}(Z_{\rm j}) + T_{\rm e}\,{\rm Re}(Z_{\rm e}) + T_{\rm sub}\,{\rm Re}(Z_{\rm sub})}{{\rm Re}(Z_{\rm j} + Z_{\rm e} + Z_{\rm sub})}\,, \tag{19}$$

где $T_{\rm j}$, $T_{\rm e}$ и $T_{\rm sub}$ — шумовые температуры БШ, эпислоя и подложки соответственно, $Z_{\rm j}$ — импеданс барьера. Основные составляющие шумовой температуры барьера обусловлены дробовым ($T_{\rm sh}$) и фликкер-шумом ($T_{\rm fn}$):

$$T_{\rm j} = T_{\rm sh} + T_{\rm fn} = \frac{\eta T}{2} + K_{\rm fn}\,\frac{I^{\beta}}{f^{\alpha}}\,R_{\rm j}, \tag{20}$$

где $K_{\rm fn}$, β и α — константы, характеризующие фликкер-шум (см., например, [23]). Роль шума ловушек также может быть значительной (особенно при низких температурах) и при необходимости может быть учтена подобным образом.

Шумовые температуры эпислоя $T_{\rm e}$ и подложки $T_{\rm sub}$ определяются тепловыми шумами резисторов, а также фликкер-шумами и шумами ловушек. Экспериментальные исследования обнаружили очень сильную составляющую шума, обусловленную разогревом электронного газа в сильных полях [24, 25]. Этот шум возникает главным образом в относительно низколегированном эпислое при больши́х прямых токах. Известный анализ [4, 21], основанный на условиях баланса энергии и импульса электронов, при учёте междолинного переноса (для GaAs-ДБШ) приводит к следующему выражению для шумовой температуры электронного газа:

$$T_{\rm e} = T + \frac{2\tau_{\rm e} I^2}{3kq\mu_1 n_1^2 A^2} = T + K_{\rm eh} I^2, \tag{21}$$

где τ_e — время релаксации энергии, $I = Aqn_1\mu_1F$ — ток через диод (в эпислое), переносимый в основном электронами нижней долины, n_1 и μ_1 — концентрация и подвижность электронов в нижней долине, F — напряжённость электрического поля в эпислое.

Междолинное рассеяние электронов при высоких полях также является источником шума [26]. Однако в сверхтонких эпитаксиальных слоях (с толщиной менее 0,1 мкм), характерных для смесительных и детекторных ДБШ, и на достаточно высоких частотах (более 100 ГГц) роль его, судя по всему [21], незначительна (из-за малости времени пролёта носителей через эпислой и времени жизни в верхней долине). На столь высоких частотах исчезает и шум, связанный со сверхбыстрыми ловушками в неистощённой области эпислоя [21].

Как известно, достаточно совершенные смесительные диоды миллиметрового диапазона ($\eta \le 1{,}2$) демонстрируют хорошее согласие с теорией, учитывающей только дробовой шум барьера и тепловой шум последовательного сопротивления [25, 27]. А в области малых токов и относительно низких частот, когда $R_j \gg R_s$ и $(\omega C_j R_j)^2 \ll 1$ (что хорошо выполняется в диодах миллиметрового диапазона на промежуточных частотах в несколько гигагерц), шумовая температура диода T_{dc}, измеряемая при подаче постоянного смещения, определяется только дробовым шумом: $T_{dc} \approx T_{sh} = \eta T/2$. Однако заметный рост шумовой температуры, связанный с разогревом электронного газа, начинается уже при полях в неистощённом эпислое порядка 0,5 кВ/см. Характер зависимости $T_{dc} \propto I^m$, где $m = 2{,}1 \div 2{,}6$ [25], в целом соответствует (21). Именно этот вид шума может играть важную роль в ДБШ терагерцового диапазона, поскольку уменьшение площади анода при сохранении величины тока через диод (для согласования с сопротивлением линии передачи) приведёт к росту плотности тока и, как следствие, напряжённости поля в эпислое. Этот вывод следует явно из (21) и неявно из (20), где коэффициент K_{fn}, согласно известным данным [23], также растёт с уменьшением площади анода. Таким образом, следует ожидать большей критичности шумов ДБШ терагерцового диапазона к режиму работы диода (мощности гетеродина и смещению).

Отметим ещё одно существенное обстоятельство. Как следует из (19)–(21), шумовая температура ДБШ напрямую связана с физической температурой, поэтому для повышения чувствительности смесителя и приёмника часто используют охлаждение. Сказанное выше означает, что с продвижением в терагерцовый диапазон следует ожидать менее значительного выигрыша в чувствительности приёмников (смесителей) за счёт охлаждения. Этому препятствует не только необходимость использования высоколегированных слоёв для обеспечения высокой предельной частоты при малых диаметрах анода (см. рис. 2), но и очень быстрый рост избыточного шума (см. (21)) с уменьшением площади БШ.

1.4. Конструкции ДБШ

При оптимизации конструкции ДБШ основным является требование минимальных потерь мощности сигнала, которое трансформируется в требование максимальной предельной частоты ДБШ (4). Представляется очевидным, что в наибольшей степени этому соответствует сотовая структура ДБШ (рис. 1*а*). Основное её достоинство — отсутствие паразитной ёмкости, обусловленное самим характером контакта с барьером с помощью иглы.

В процессе исследований было предложено несколько возможных путей уменьшения последовательного сопротивления ДБШ с сотовой структурой, основанных на изменении формы анода («крест», «кольцо» и «полоска» вместо круга), с целью улучшить эффект растекания тока, способствующий уменьшению последовательного сопротивления [28]. В том же ключе сделаны конструкции с металлизацией верхней и боковой поверхностей кристалла, уменьшающие расстояние между выпрямляющим и омическим контактом и понижающие тем самым влияние скин-

эффекта [29, 30]. Ещё более радикальным решением является удаление подложки и создание омического контакта с тонким (порядка 1 мкм) n^+-слоем [31]. Однако положительный эффект, достигаемый при этом, требует существенного усложнения технологии и оправдывается только достижением рекордных результатов.

В работе [32] приведён вариант сотовой структуры ДБШ, предложенный в НИИПП (см. рис. 1*в*, отделённый от рис. 1*а*). Его отличительная особенность — удаление слоя диэлектрика по периферии анода на расстоянии в доли микрона (иногда с одновременным химическим окислением GaAs по периферии анода). Это можно назвать созданием охранного кольца. Такая конструкция позволяет уменьшить периферийную ёмкость структуры металл—диэлектрик—полупроводник, использовать более «тупые» иглы для контакта с анодом (что немаловажно при столь малых размерах) и устранить периферийные эффекты, приводящие к ухудшению ВАХ ДБШ и появлению избыточных ВЧ и НЧ шумов [33].

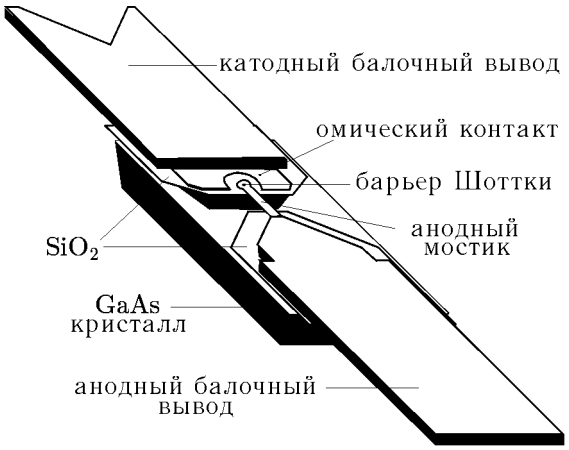


Рис. 6

Несмотря на рекордные результаты, достигнутые при использовании ДБШ с сотовой структурой [34], трудности, связанные с неудобством точечно-контактной конструкции ДБШ, стимулировали поиски планарных конструкций ДБШ с минимальными паразитными параметрами. Со времени создания первых диодов с балочными выводами (ДБВ) на основе GaAs [35] было предложено более десятка различных конструкций. К числу первых, предназначенных для использования в КВЧ (а затем и в субмиллиметровом) диапазоне, следует отнести ДБВ 3А138А, Б, В на основе GaAs-структур i—n^+—n-типа, разработанный в НИИПП в 1987 г. [32, 36]. Его конструкция представлена на рис. 6 [37]. Одновременно были созданы балансная и субгармоническая диодные пары. Наиболее важная задача — снижение паразитной шунтирующей ёмкости — решалась воздушной изоляцией анодного вывода (созданием анодного мостика). При усреднённых размерах кристалла $100 \times 200 \times 40$ мкм, глубине воздушного канала 10 мкм и ширине 30 мкм паразитная шунтирующая ёмкость составляет 7÷8 фФ. При этом есть возможности её уменьшения, по крайней мере, вдвое за счёт дальнейшего уменьшения размеров кристалла и контактных площадок.

Подобная представленной на рис. 6 конструкция планарного диода, но с контактными площадками вместо балочных выводов, предложена в университете штата Вирджиния, США [38, 39] (UVA-ДБШ). Геометрические размеры кристалла несколько больше приведённых выше, поэтому и шунтирующая ёмкость (13÷15 фФ) выше. Значительно более низкой паразитной ёмкостью (около 1 фФ при ёмкости барьера около 3,5 фФ) характеризуется планарный диод, представленный в работе [40]. В нём воздушный анодный мостик выполнен в виде достаточно длинной арки, что и обеспечило столь резкое уменьшение конструктивной ёмкости. Наконец, к этому типу конструкций следует отнести ДБВ, описанный в работе [41], в котором паразитная ёмкость уменьшалась (до 3÷3,5 фФ) за счёт практически полного удаления материала (GaAs) под анодным выводом. При этом анодный балочный вывод механически укреплялся слоем полиимида сверху и снизу, а в качестве материала можно было использовать структуру n^+—n-типа (без полуизолирующей подложки). Все перечисленные диоды продемонстрировали эффективную работу в КВЧ диапазоне. Их предельная частота составляла несколько (до десяти) терагерц.

Специально для работы в терагерцовом диапазоне была предложена модификация UVA-ДБШ, в которой для уменьшения шунтирующей ёмкости полуизолирующая подложка из GaAs заменялась на кварцевую, обладающую существенно меньшей диэлектрической проницаемостью [34] (см. рис. 7). В другом варианте с той же целью после монтажа планарного диода в схему (микрополосковую линию или антенну типа «галстук-бабочка») полупроводниковая подложка удалялась полностью [34]. Наконец, в наиболее «продвинутом» варианте [41] планарный ДБШ монтировался (приклеивался) «лицом вниз» (подложкой вверх) на кварцевую подложку вместе с частью микрополосковой схемы (фильтрами), в которую он был интегрирован в процессе изготовления. Такой способ монтажа, получивший название QUID-процесса (quartz-substrate upside-down integrated device), позволяет затем не только удалить GaAs-подложку там, где нужно, но и значительно облегчает работу благодаря увеличению размеров чипа. В таких интегрированных конструкциях использовались UVA-ДБШ и ДБШ, созданные в JPL (Jet Propulsion Laboratory), США. В первых анодный контакт имеет традиционную форму круга, во вторых — субмикронной ($0{,}25 \div 0{,}4$ мкм) полоски длиной в несколько микрометров и Т-образную форму металлизации, характерную для полевых транзисторов с субмикронным затвором. Шунтирующая ёмкость таких интегрированных диодов доводилась до $4 \div 6$ фФ [42] (для субгармонической диодной пары). Параметры их на частоте $230 \div 240$ ГГц оказались достаточно близки [42].

Существенно иная конструкция планарного ДБШ была использована при создании смесителя для диапазона 2,5 ТГц [43]. MOMED-диод (monolithic membrane diode) формировался в едином процессе с полупроводниковой рамкой толщиной 50 мкм (внешние размеры $1 \times 1{,}4$ мм, внутренние — в 2–3 раза меньше), широкие стороны которой посредине соединялись узкой (36 мкм) и тонкой (3 мкм) мембраной из полуизолирующего GaAs. ДБШ вместе с необходимыми фильтрами формировался в центре этой мембраны на тонком рабочем слое по технологии JPL-диодов (с воздушным анодным мостиком и Т-образным анодом с размерами $0{,}2 \times 1$ мкм и $0{,}35 \times 1$ мкм). Всё это позволило не только резко снизить собственную ёмкость БШ, но и паразитную ёмкость анодного вывода, а также шунтирующую ёмкость подложки. Судя по рекордным параметрам созданного таким образом смесителя (см. ниже), можно говорить о приближении планарных ДБШ к лучшим ДБШ с сотовой структурой. Важную роль в этом сыграло (это относится ко всем диодам с балочными выводами) и более низкое, чем у последних, последовательное сопротивление из-за минимального расстояния между выпрямляющим и омическим контактами, и значительно более слабое по этой причине влияние скин-эффекта — основного фактора, понижающего предельную частоту ДБШ в терагерцовом диапазоне (см. рис. 4).

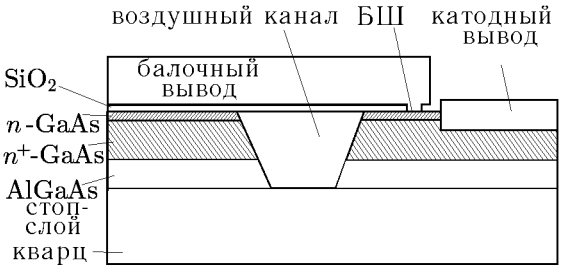


Рис. 7

Естественно, что технология и конструкция ДБШ и используемые металлизации и защитные диэлектрики должны обеспечивать как можно более совершенные электрофизические характеристики БШ. Важную роль при этом играет достижение минимальных упругих напряжений в БШ, наличие которых приводит в конечном счёте к неоднородности барьера и, как следствие, к деградации его характеристик [33]. Наилучшими свойствами с этой точки зрения обладает золото [27], отличающееся, к сожалению, низкой температурной устойчивостью. Как правило, для БШ используют платину и титан, защищённые слоем золота.

Что касается оптимизации площади барьера, толщины эпислоя, профиля концентрации носителей в нём, то, несмотря на достаточную определённость критерия предельной частоты, деталь-

ная оптимизация ДБШ для заданной частоты труднодостижима из-за сложного взаимовлияния указанных параметров конструкции.

В качестве материала для ДБШ миллиметрового и субмиллиметрового диапазона арсенид галлия до сих пор не встречает достойной конкуренции. Два обстоятельства играют наиболее важную роль при выборе материала: возможная высота барьера и подвижность носителей. Хотя подвижность носителей в InP заметно ниже, высота барьера в диапазоне 0,4÷0,5 В [44] позволяет получить заметное уменьшение требуемой мощности гетеродина в сравнении с GaAs-ДБШ [45]. Однако пока эти свойства InP-ДБШ остались невостребованными.

Многообещающими по своим характеристикам являются твёрдые растворы InGaAs с содержанием индия 53 % и выше, выращенные на InP. Их низкополевая подвижность и скорость насыщения электронов превышают соответствующие параметры для GaAs. Однако известные попытки создать на их основе эффективные смесительные диоды встретили серьёзные препятствия. Основная проблема заключается в том, что при относительно узкой ширине запрещённой зоны твёрдого раствора (около 0,75 В) высота барьера оказывается слишком низкой, ниже 0,3 В [46]. При этом в результате роста проводимости барьера потери преобразования существенно увеличиваются, а шумовая температура растёт. Расчёт показал [46], что для частоты 560 ГГц эти параметры оказываются существенно хуже, чем для GaAs-ДБШ. Для повышения высоты барьера авторы использовали ДБШ на основе гетероструктуры металл—InAlAs—InGaAs. Однако параллельно существенно увеличился показатель идеальности ВАХ из-за сильной туннельной составляющей в токе (лучшее экспериментальное значение превысило 2), что также не позволило получить удовлетворительные характеристики.

Предпринимались попытки создать симметричную структуру типа n^+—InGaAs/n—InGaAs/n—AlGaAs/n—InGaAs/n^+—InGaAs [46]. По своим свойствам она аналогична структуре из двух антипараллельных ДБШ, которая весьма удобна для использования в смесителях с субгармонической накачкой. Отметим, что на структурах такого типа удалось создать высокоэффективные утроители частоты [47] (см. ниже). Одно из достоинств этой конструкции в том, что высоту барьера можно эффективно контролировать δ-легированием по обеим сторонам барьера. Увеличение или уменьшение концентрации опускает или поднимает InAlAs-барьер над уровнем дна зоны проводимости n-InGaAs. Экспериментально показана хорошая управляемость высотой барьера. Полученные значения показателя идеальности составляют 2,2. В смесительном режиме эти структуры не испытывались.

2. ВИДЕОДЕТЕКТОРЫ

Видеодетекторы на основе ДБШ — простейшие устройства для регистрации терагерцового излучения, отличающиеся широкополосностью, удобством работы при комнатной температуре, но в то же время недостаточно низким уровнем шума. Совершенствование видеодетекторов включает не только улучшение характеристик ДБШ с сотовой структурой и проволочным выводом, выполняющим роль антенны, но и отработку конструкций, наиболее эффективно воспринимающих излучение субмиллиметрового и дальнего ИК диапазона. Среди используемых квазиоптических конструкций можно выделить полностью открытую, в которой связь антенны с излучением достигается только их оптимальной ориентацией [11, 28], получившую наибольшее распространение конструкцию с кубическим уголковым отражателем, на основании которого монтируется кристалл [17, 34] (рис. 8), конструкцию с биконической антенной и другие, более сложные конструкции [8, 11]. Исследования показывают, что совершенствованием конструкции чувствительность детектора можно повысить в несколько раз [11]. Однако для нас представляет интерес

прежде всего влияние на его чувствительность структуры ДБШ и явлений, возникающих в диоде в терагерцовом диапазоне.

Наиболее часто используемая для характеристики видеодетекторов вольт-ваттная чувствительность γ в квадратичном режиме работы может быть представлена в виде [28]

$$\gamma \approx \gamma_{\rm e}\gamma_{\rm c}\,\frac{qR_{\rm j}}{2\eta kT}\,\frac{1}{1+R_{\rm s}^{(f)}/R_{\rm j}+R_{\rm s}^{(f)}R_{\rm j}\,(\omega C_{\rm j})^2}\,\frac{R_{\rm L}}{R_{\rm j}+R_{\rm L}}\,. \tag{22}$$

Здесь $\gamma_{\rm e}$ характеризует эффективность приёма излучения антенной, достигающую 0,5 для конструкции с уголковым отражателем [34], $\gamma_{\rm c}$ — согласование импедансов антенны и диода, третий множитель — чувствительность идеального ДБШ, четвёртый — потери сигнала, обусловленные паразитными параметрами $R_{\rm s}^{(f)}$ и $C_{\rm j}$ (обозначение $R_{\rm s}^{(f)} \equiv {\rm Re}(Z_{\rm s})$ подчёркивает возможную зависимость последовательного сопротивления от частоты), последний множитель — долю продетектированного напряжения на нагрузке $R_{\rm L}$.

Анализ известных результатов для ДБШ с сотовой структурой позволяет сделать следующие заключения относительно поведения вольт-ваттной чувствительности в субмиллиметровом диапазоне длин волн [11, 17, 28, 48].

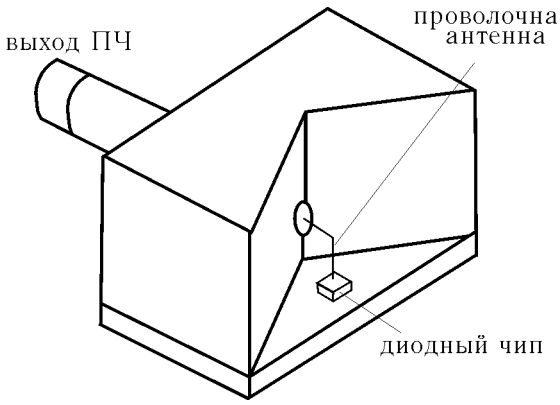


Рис. 8

1) По крайней мере, до 1,4 ТГц зависимость чувствительности от мощности соответствует обычной (наблюдаемой на более низких частотах) [11, 17, 28]: при малых мощностях чувствительность постоянна (квадратичный режим), а затем падает. Аномалия, не получившая пока объяснения, отмечена на частоте 2,5 ТГц [17]: чувствительность имеет хорошо выраженный максимум при мощности около 1 мВт.

2) Поведение зависимости $\gamma(I)$ также «традиционно»: она проходит через максимум при некотором достаточно малом токе $I_{\rm opt}$ (несколько микроампер и менее). Форма экспериментальной зависимости $\gamma(I)$ вполне удовлетворительно описывается выражением (22) при надлежащим подборе максимального значения $\gamma(I_{\rm opt})$, по крайней мере, до 890 ГГц. Экспериментальные зависимости $I_{\rm opt}(R_{\rm L})$ также соответствуют расчётным соотношениям [28].

3) Очень ярко выражено влияние геометрии барьера [28]. При замене круглого анода на «полоску», «крест» и «кольцо» чувствительность увеличивается на порядок (50÷200 В/Вт на частоте 0,9 ТГц), при этом рост чувствительности превышает улучшение, ожидаемое от эффекта растекания и связан, возможно, с особенностями поведения субмикронных контактов.

4) Характер частотной зависимости вольт-ваттной чувствительности (это наиболее интересная характеристика) качественно одинаков в большинстве выполненных работ: вслед за участком с зависимостью $\gamma \propto f^{-2}$ следует участок с зависимостью, близкой к $\gamma \propto f^{-4}$. В некоторых работах в зависимости $\gamma(f)$ наблюдается низкочастотное плато. Интерпретация этих результатов проводится на основе выражения (22), в котором в оптимальном режиме работы (при $I \approx I_{\rm опт}$) можно пренебречь членом $R_{\rm s}^{(f)}/R_{\rm j}$:

$$\gamma \approx \gamma_{\rm e}\gamma_{\rm c}\,\frac{q}{2\eta kT}\,\frac{R_{\rm j}}{1+f^2/f_{\rm cf}^2}\,\frac{R_{\rm L}}{R_{\rm j}+R_{\rm L}}\,, \qquad f_{\rm cf}=\left(2\pi\sqrt{R_{\rm s}^{(f)}R_{\rm j}}\,C_{\rm j}\right)^{-1}. \tag{23}$$

Характерная частота $f_{\rm cf}$ при изменении оптимального тока изменяется в значительных пределах и составляет от десятков до сотен гигагерц (20÷250 ГГц) [28]. Это означает, что в субмиллиметровом диапазоне рабочая частота f значительно превышает $f_{\rm cf}$, что и объясняет падение чувствительности по закону f^2. При более высоких частотах, как следует непосредственно из (23), $\gamma \propto [f^2 R_{\rm s}^{(f)}(f)]^{-1}$. Это означает, что чувствительность видеодетектора определяется частотной зависимостью последовательного сопротивления (см. раздел 1.2).

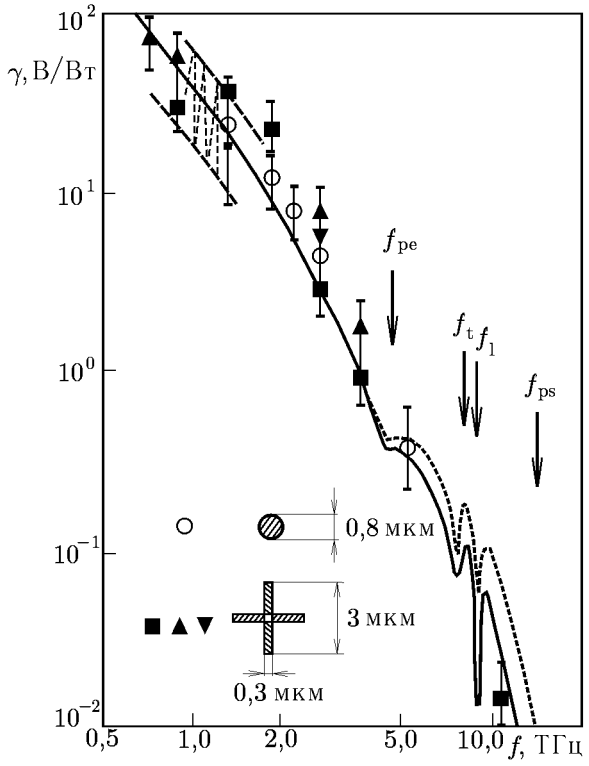


Рис. 9

Детальный анализ зависимости $\gamma(f)$ выполнен в работе [11]. Результаты эксперимента и расчёта представлены на рис. 9, взятом из этой работы. Здесь сплошной линией показана теоретическая зависимость с учётом скин-эффекта, инерции носителей, плазменного резонанса в эпислое ($f_{\rm pe}$) и подложке ($f_{\rm ps}$), фононного поглощения ($f_{\rm t}$ и $f_{\rm l}$ — частоты поперечных и продольных полярных оптических фононов) и пролётных эффектов [15] (штриховая линия — без учёта пролётного эффекта). Экспериментальные результаты относятся к ДБШ с различной формой анода (показаны на рисунке). Вблизи 1 ТГц чувствительность, по данным автора, осциллирует из-за зависимости импеданса антенны от длины волны. Можно констатировать в целом удовлетворительное согласие эксперимента и расчёта. К этому можно добавить, что благодаря дальнейшему совершенствованию антенны чувствительность видеодетекторов, представленную на рис. 9, удалось повысить на порядок вблизи 1 ТГц (приблизительно до 350 В/Вт) [11].

Более высокая чувствительность видеодетекторов получена в работе [17]. На частоте 1,4 ТГц максимальное значение γ составляет 2 000 В/Вт, на частоте 2,54 ТГц — 60 В/Вт. Отметим, что максимальная чувствительность зафиксирована у диодов с минимальной ёмкостью: 0,4÷0,5 фФ (диаметр анода БШ 0,5 мкм). Наконец, решающая роль величины ёмкости для чувствительности видеодетекторов подтвердилась при исследовании ДБШ с наименьшим из известных на данное время диаметром, равным 0,25 мкм [49]. Достигнутая вольт-ваттная чувствительность на той же частоте 2,54 ТГц составила 200 В/Вт. Диоды выполнены на n^+—n^{++}—n-структурах с буферным n^{++}-слоем (концентрация носителей $6 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$) и рабочим n-слоем с толщиной 300 Å и концентрацией носителей $1 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Предельная частота диода составляет 25 ТГц ($R_{\rm s} = 25$ Ом, $C_{\rm j0} = 0{,}25$ фФ).

Более полной характеристикой видеодетектора является, как известно, эквивалентная шумовая мощность (NEP). Однако таких данных мало. Согласно [11, 28] основным типом шума видеодетектора, по крайней мере, на частотах до 100 МГц является фликкер-шум. Величина шума составляет (у диодов, представленных на рис. 9) $20 \div 100$ нВ $\cdot$ Гц$^{-1/2}$ на частоте 100 кГц, значения NEP при этом лежат в диапазоне $3 \cdot 10^{-10} \div 10^{-8}$ Вт $\cdot$ Гц$^{-1/2}$ на частоте 891 ГГц.

3. СМЕСИТЕЛИ

Для супергетеродинных приёмников субмиллиметрового диапазона смесители на основе ДБШ остаются главным элементом, определяющим их чувствительность. Эффективность смесителя обычно оценивают однополосной (SSB) или двухполосной (DSB) шумовой температурой, $T_{\rm mssb}$ и $T_{\rm mdsb}$ соответственно, определяемой шумовой температурой смесительного диода $T_{\rm dm}$ и потерями преобразования L [8]:

$$T_{\rm mssb} = T_{\rm dm}\,(L-2), \qquad T_{\rm mdsb} = T_{\rm dm}\,(L/2-1). \tag{24}$$

Эти величины связаны очевидным соотношением $T_{\rm mssb} = 2T_{\rm mdsb}$ [8]. Отметим, что отличающееся обозначение шумовой температуры диода ($T_{\rm dm}$ в отличие от $T_{\rm dc}$, см. раздел 1.3) подчёркивает, что она определяется из параметров смесителя, т. е. характеризует смеситель в рабочем режиме. Теоретически значения $T_{\rm dm}$ и $T_{\rm dc}$ могут отличаться из-за влияния конкретных условий работы смесителя (например, из-за влияния шумов гетеродина или его высокой мощности, приводящей к эффектам разогрева).

Современная теория преобразования частоты, развитая в основных чертах в работах [50, 51] и учитывающая точную временну́ю зависимость напряжения на переходе, создаваемого гетеродином, и широкий спектр комбинационных частот, возникающих при преобразовании, даёт достаточно хорошее согласие с экспериментом. Продвижение в субмиллиметровый диапазон длин волн требует, как указывалось (см. раздел 1.1), уменьшения площади БШ. В связи с этим возникло ошибочное мнение [52, 53], что для таких диодов из-за сдвига рабочей точки из нелинейной области ВАХ в область, определяемую последовательным сопротивлением $R_{\rm s}$, невозможно реализовать оптимальный режим работы. Несостоятельность этого заключения была показана в работе [54], согласно которой увеличение мощности гетеродина позволяет согласовать диод при достаточно низких потерях преобразования.

Расчёт смесителя субмиллиметрового диапазона (частота гетеродина $f_{\rm LO} = 891$ ГГц) [11] для ДБШ с параметрами $d = 0{,}8$ мкм, $n = 2\cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, $l_{\rm n} = 1\,200$Å, $\eta = 1{,}2$, выполненный в соответствии с подходом работы [50] и учитывающий наиболее важные факторы, влияющие на последовательное сопротивление (см. рис. 9), дал следующие основные результаты:

— для заданной частоты существует оптимальный диаметр анода $d_{\rm opt}$, которому соответствуют минимальные потери преобразования; меньшим значениям $d_{\rm opt}$ соответствуют меньшие значения мощности гетеродина $P_{\rm LO}$ (как и в миллиметровом диапазоне): для 1 ТГц при изменении $d_{\rm opt}$ от 0,5 до 1,0 мкм требуемая мощность растёт с 0,1 до 10 мВт;

— существует диапазон оптимальных токов смещения $I_{\rm dc}$, который определяется влиянием ряда факторов: ростом импеданса диода при малых токах, увеличением последовательного сопротивления, уменьшением крутизны ВАХ и увеличением избыточного шума при больши́х токах;

— значения однополосных потерь преобразования и шумовой температуры на частоте 891 ГГц ($I_{\rm dc} = 100$ мкА, $P_{\rm LO} = 8$ мВт) лежат в диапазоне $7 \div 13$ дБ и $1\,000 \div 4\,000$ К соответственно (в зависимости от длины антенны); для частоты 2 670 ГГц для того же диода эти значения лежат в интервалах $18 \div 20$ дБ и $10\,000 \div 30\,000$ К соответственно при $P_{\rm LO} = 20$ мВт;

— деградация потерь и шумов с ростом частоты обусловлена в основном рассогласованием из-за влияния ёмкости перехода и паразитными потерями, связанными с инерцией носителей и плазменным резонансом (влияние избыточных шумов и пролётных эффектов в расчёте не учитывалось);

Таким образом, расчёты показывают возможность создания эффективных смесителей терагерцового диапазона при вполне реализуемых конструктивных и электрофизических параметрах ДБШ.

3.1. Смесители на основе ДБШ с сотовой структурой

Созданию смесителей и приёмников на основе ДБШ в субмиллиметровом диапазоне предшествовали обширные исследования подобных устройств в КВЧ диапазоне с использованием волноводных конструкций. При переходе в субмиллиметровый диапазон из-за роста потерь в волноводах предпочтение было отдано квазиоптическим конструкциям (о которых уже шла речь в разделе о видеодетекторах). Наибольшее распространение и развитие и в этом случае получила конструкция с кубическим уголковым отражателем (см. рис. 8).

Хотя основное внимание в своём анализе мы уделяем связи параметров смесителей со свойствами ДБШ, опыт работы в КВЧ диапазоне показал, что свойства смесителя могут существенно исказить эту связь. Показательный пример такого рода даёт работа [55], в которой было исследовано более 30 GaAs- и Si-ДБШ в тестовом смесителе с частотой гетеродина 111,3 ГГц и сделан вывод, что между шумовой температурой смесителя и низкочастотными характеристиками ДБШ (предельной частотой, показателем идеальности ВАХ) видимой корреляции нет. Практически то же относится и к влиянию на величину $T_{\rm mssb}$ особенностей создания ДБШ и параметров материала. Характерно, например, что для ДБШ, полученных на структурах, осаждённых из металло-органических соединений, получены самые низкие и самые высокие значения шумовой температуры смесителя.

Описанная ситуация может свидетельствовать о важной роли других факторов на параметры смесителей: индивидуальных свойств ДБШ (например, соотношения $C_{\rm j}$ и $R_{\rm s}$), детального учёта потерь мощности сигнала в элементах конструкции смесителя, режима измерений (уровня мощности гетеродина и постоянного тока через диод), согласования в измерительном тракте, фильтрации шумов гетеродина и др. Яркое подтверждение такому заключению дают результаты работы [56]. Созданный авторами широкополосный приёмник имеет в полосе $85 \div 115$ ГГц шумовую температуру меньше 800 К. Оценка вклада смесителя показала, что в избранных точках трёхмиллиметрового диапазона шумы смесителя ($T_{\rm mssb}$) имеют рекордные значения: 310 и 370 К для двух различных диодов. Причём если для первого диода (фирмы «MWT») такое значение достигнуто за счёт низких потерь преобразования и расчётная (в соответствии с (24)) шумовая температура диода $T_{\rm dm}$ составляет 249 К, то для второго (UVA-ДБШ), с меньшей ёмкостью, основную роль сыграло уменьшение шумовой температуры диода до 178 К, что фактически соответствует расчётной температуре дробовых шумов диода $T_{\rm sh} = 165$ К. При этом диоды фирмы «MWT» имеют бóльшую ёмкость и, как следствие, требуют более высокой мощности гетеродина (0,5 мВт), чем второй тип диодов (0,2 мВт). Это, по мнению авторов, обеспечивает им более низкие потери преобразования, но более высокие шумы из-за параметрических эффектов, обусловленных модуляцией ёмкости.

Основную роль в достижении столь высоких результатов (наряду с выбором совершенных ДБШ) сыграла, как считают авторы [56], тщательная отработка конструкции смесителя (и приёмника) с целью устранения потерь мощности, связанных с рассогласованием на входе и выходе, «прямых потерь» в элементах конструкции, потерь, связанных с преобразованием сигнала на различные (кроме промежуточной (ПЧ)) комбинационные частоты, и максимального учёта всех неустранимых потерь в смесителе и приёмнике в целом.

Хотя отработка квазиоптических конструкций смесителей субмиллиметрового диапазона длин волн представляется значительно более сложной задачей, к началу 90-х годов на основе ДБШ с сотовой структурой были получены впечатляющие результаты на частотах вплоть до 3 ТГц, оправдавшие в целом оптимистические прогнозы. Наиболее показательные результаты для приёмных систем, полученные в работе [17] (см. также [34]), приведены на рис. 10*а*. Если принять значение шумовой температуры диода $T_{\rm dm} = 300$ К (что характерно для ДБШ КВЧ диапазо-

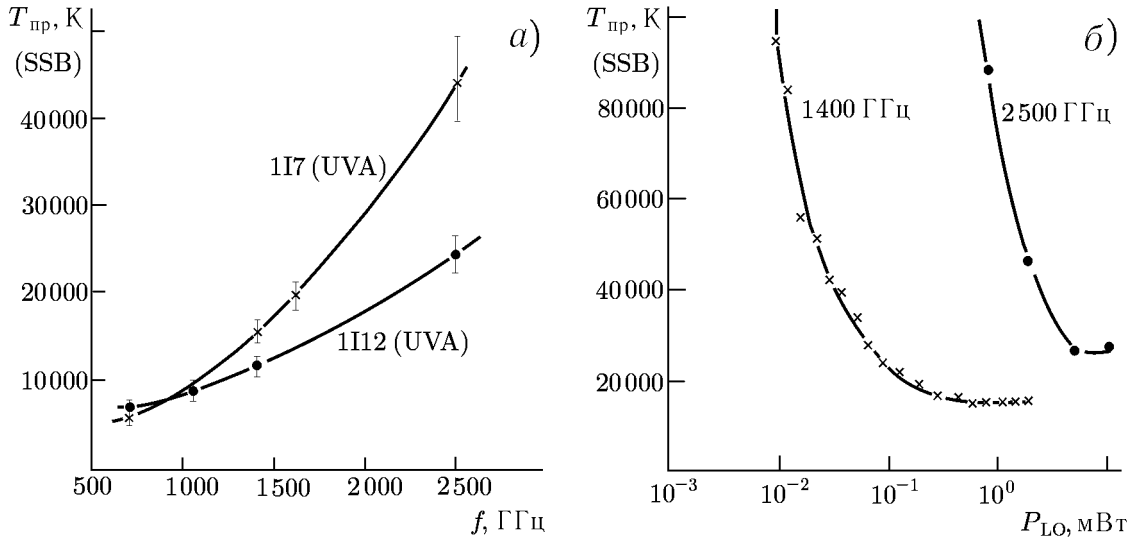


Рис. 10

на [55]), то, используя известные выражения для шумовой температуры приёмника $T_{\text{пр}} = T_{\text{mssb}} + L_{\text{ssb}} T_{\text{УПЧ}}$ [8] и смесителя (24) и учитывая шумовую температуру усилителя промежуточной частоты $T_{\text{УПЧ}}$, равную 115 K [17], нетрудно показать, что значение T_{mssb} для диода 1I12 на частоте 2,5 ТГц составляет примерно 18 000 K (или около 9 000 K в DSB-режиме).

Лучшие результаты получены с UVA-диодами 1I12 с минимальными диаметром анода (0,5 мкм) и ёмкостью (0,4 ÷ 0,5 фФ), что указывает на решающую роль ёмкости на частотах выше 1 ТГц для эффективной работы. Действительно, как следует из [17] и рис. 10*а*, диоды 1I7 с лучшим показателем идеальности ВАХ, более высокой предельной частотой, но с бóльшим диаметром анода (0,8 мкм) и большей ёмкостью (0,8 ÷ 1,1 фФ) имеют более высокую шумовую температуру на этих частотах. Таким образом, в целом подтверждается вывод расчёта [11] (см. выше) о наличии оптимального диаметра БШ для заданной частоты. Очень ярко проявляется и другой вывод расчёта — о высокой критичности требуемой мощности гетеродина к диаметру анода на частотах порядка 1 ТГц, что, по сути, эквивалентно её высокой критичности к рабочей частоте при фиксированном диаметре анода. На рис. 10*б* показана свидетельствующая об этом зависимость шумовой температуры $T_{\text{пр}}$ от мощности гетеродина P_{LO} для одного и того же диода 1I12 на частотах 1,4 и 2,5 ТГц. Что касается соотношения предсказанных в [11] и полученных значений шумовой температуры смесителя, то можно говорить лишь об их разумном соответствии.

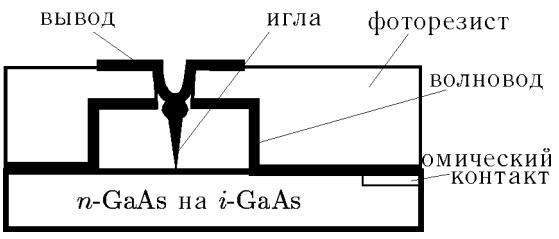


Рис. 11

В последнее десятилетие в связи с интенсивным развитием микромеханики, использующей возможности полупроводниковой технологии, возникли новые перспективы и в области терагерцовой техники. Они позволяют надеяться на разрешение некоторых наиболее острых проблем квазиоптических смесителей на основе ДБШ с сотовой структурой: слабой связи антенны с принимаемым излучением, низкой надёжности и трудностей сборки. В результате проведённых в этом направлении работ удалось создать воспроизводимую технологию изготовления волновод-

ных конструкций, а затем создать интегрированную структуру: ДБШ с проволочным контактом в волноводе [57, 58], общий вид которой показан на рис. 11. С использованием этой технологии, согласно известной информации [43], изготовлены первые волноводные 2,5-терагерцовые смесители с новым «планарно-проволочным» контактом и высокими шумовыми характеристиками. Станет ли этот подход к созданию терагерцовых конструкций основным или займёт свою специфическую нишу, может зависеть от прогресса в совершенствовании планарных ДБШ терагерцового диапазона.

3.2. Смесители на основе планарных ДБШ

Высокие параметры смесителей на основе ДБШ с сотовой структурой не могут компенсировать их очевидные недостатки: сложность конструкции, неудобства в обращении и настройке, неудовлетворительную стабильность, невысокую механическую прочность, низкую надёжность. Ценой значительных усилий отдельные авторские группы достигли определённых успехов в частичном устранении этих недостатков, но эти решения пока слишком сложны для широкого использования и даже повторения. Очевидный выход из ситуации — использование планарных ДБШ. Однако такой подход требует решения, по крайней мере, трёх проблем [34]: 1) уменьшения до предела паразитной шунтирующей ёмкости, без чего невозможно продвижение в субмиллиметровый диапазон длин волн; 2) эффективного электродинамического согласования планарной структуры с источником излучения и гетеродином; 3) интеграции планарной структуры с минимальными паразитными параметрами в волноводные и квазиоптические конструкции.

Достаточно эффективное решение этих проблем предложено в НИИПП, по крайней мере, для длинноволновой части субмиллиметрового диапазона [37, 59]. ДБВ, показанный на рис. 6, интегрирован в монолитную интегральную схему (МИС) балансного смесителя (БС) (рис. 12*а*, *б*), которая крепится в E-плоскости волновода (рис. 12*в*). По существу, это первый оригинальный и успешный опыт создания МИС коротковолновой части миллиметрового и длинноволновой части субмиллиметрового диапазона длин волн [60–62]. Для удобства и уменьшения потерь мощности с большей части МИС удаляется GaAs-подложка за исключением участков, на которых сформирована диодная пара (*1*), фильтры в цепи питания и ПЧ (*2*, *3*), и оставлены некоторые участки GaAs, служащие для облегчения монтажа (*5*) и скрепления схемы (*4*). МИС соединяется с цепью питания и ПЧ с помощью выводов *6*, *7*, являющихся её частью. Созданные таким образом конструкции подобны известным fin-line-конструкциям, предложенным Мейером [63, 64], в которых МИС, гибридные интегральные схемы (ГИС) и дискретные приборы вначале крепятся на диэлектрической подложке, которая затем монтируется в Е-плоскости волновода. Учитывая характерные особенности предложенных МИС (использование тонкой металлизации в качестве несущей конструкции и крепление в волноводе с помощью зажима краёв схемы между волноводными частями корпуса), их можно назвать монолитными интегральными схемами мембранного типа (МИСМ).

Предложенные решения [65–67] позволили предельно упростить процесс сборки модулей и существенно уменьшить потери мощности в элементах конструкции. Площадь МИСМ во всём миллиметровом диапазоне (30÷350 ГГц) составляет примерно 4 мм^2, а сами модули выполнены в виде волноводных фланцев толщиной не более 10 мм. Входы сигнала ($f_{\text{с}}$) и гетеродина ($f_{\text{г}}$) расположены соосно на противоположных плоскостях фланца. При этом развязка каналов сигнала и гетеродина за счёт использования диафрагмы внутри корпуса [68] обычно превышает 25 дБ. Использование специального наполнителя [69] позволяет повысить механическую прочность модуля до уровня требований к наиболее ударопрочным конструкциям с приемлемым ухудшением параметров.

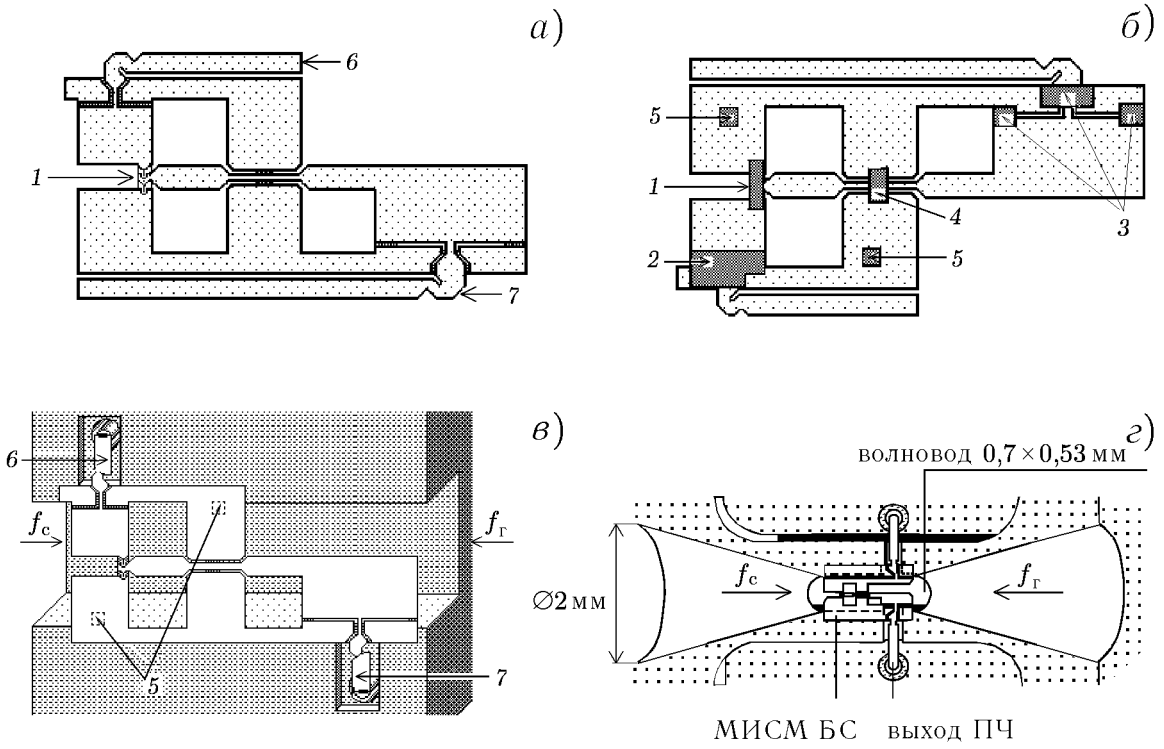


Рис. 12

Лучшие результаты для МИСМ БС представлены в табл. 1. Они несколько уступают лучшим результатам для ДБШ с сотовой структурой, но все они получены без какой-либо подстройки и оптимизации после сборки. Особо следует остановиться на результатах для смесителя субмиллиметрового диапазона. Конструкция этого смесителя приведена на рис. 12*г*. Для уменьшения потерь мощности волновод основного сечения имеет минимальную длину, достаточную для установки МИСМ смесителя, а далее следуют рупорные переходы на сверхразмерный волновод. Размеры основного сечения волновода $0{,}7\times0{,}53$ мм, размеры МИСМ $1{,}4\times0{,}9$ мм (без учёта выводов). Шумовая двухполосная температура смесителя ниже 1 500 К в диапазоне 300÷365 ГГц. Лучшее значение составляет 1 200 К (см. табл. 1).

Создание МИСМ БС для субмиллиметрового диапазона в соответствии с описанной технологией встречает трудности, связанные с необходимостью формирования малоразмерных волноводов основного сечения и предельного уменьшения размеров используемых кристаллов для размещения их в волноводах. Принципиальным решением для уменьшения размеров кристалла при одновременном уменьшении шунтирующей ёмкости может быть устранение подложки и использование диэлектрических (например, полиимидных) слоёв для сохранения целостности и прочности МИСМ [70]. Что же касается малоразмерных волноводов, то, как уже указывалось, решение этой проблемы может быть найдено на основе микромеханики, опирающейся на использование полупроводниковой технологии (глубокого селективного и реактивного травления в сочетании с методами фотолитографии, электрохимического осаждения металлов и нанесения диэлектриков) [71].

Известные к настоящему времени однодиодные смесители субмиллиметрового диапазона созданы в основном с использованием UVA-ДБШ и его модификаций (см. раздел 1.5). Лучшие результаты представлены в табл. 1 [72–74]. Диаметр анода составляет, как правило, 1,0÷1,5 мкм.

Таблица 1

Тип смесителя	Частота, ГГц	T_m(DSB), К (лучшее значение)	L, дБ (лучшее значение)	Охлаждение (параметры)	Ссылка, тип структуры
Балансный	167	500	7,2	77 К ($T_m = 170$ К, $L = 8{,}1$ дБ)	[60], МИСМ БС
	205	615	7,35	—	[61], МИСМ БС
	350	1 250	10,0	—	[62], МИСМ БС
Одно-диодный	345	1 370	9,5	—	[72], UVA-ДБШ
	585	2 380 $P_{LO} = 1{,}6$ мВт	10,6	77 К ($T_m = 1\,240$ К, $P_{LO} = 0{,}47$ мВт); 4,2 К ($T_m = 880$ К, $P_{LO} = 0{,}14$ мВт)	[73], UVA-ДБШ
	585	1 200	—	—	[74]
	690	2 970 $P_{LO} = 1{,}04$ мВт	11,8	—	[73], UVA-ДБШ
	2 500	3 500	—	—	[18], [43], MOMED-диод
Субгармонический	180	1 850	12,7	—	[75], JPL-ДБШ
	240	510÷700	—	—	[42], JPL-ДБШ, UVA-ДБШ, QUID-процесс
	380	850	11,5	—	[76], UVA-ДБШ, QUID-процесс
	425	1 500	10,3	—	[76], UVA-ДБШ, QUID-процесс
	557	2 100	11,9	—	[77], JPL-ДБШ QUID-процесс

Диоды монтируются в разрыв полоска на кварцевой подложке, вынесенной за пределы волновода. Один из концов полоска выполняет роль элемента связи с волноводом, а другой конец через фильтр подсоединяется к выходу ПЧ. Излучение сигнала и гетеродина подаётся в волновод с помощью диплексера через рупорный облучатель. В табл. 1 указаны также значения шумовой температуры смесителя при охлаждении и мощности гетеродина, дающие представление об уровне этих параметров. Необходимо особо отметить работу [74], в которой наряду с высокими параметрами обращает на себя внимание то, что смеситель изготовлен с использованием технологии микромеханики.

Важным и естественным шагом в создании смесителей субмиллиметрового диапазона, учитывая дефицит мощности твердотельных гетеродинов в этом диапазоне длин волн, стало использование конструкций с субгармонической накачкой. Известные результаты для субгармонических смесителей на основе антипараллельных диодных пар, созданных в основном с использованием QUID-процесса (см. раздел 1.5), приведены в табл. 1 [42, 75–77]. Как и в случае однодиодных смесителей, диодная пара включалась в полосковую линию на кварцевой подложке, пересекаю-

щей волноводы сигнала и гетеродина, лежащие в одной плоскости [76], либо ориентированные под прямым углом [42, 77]. В работе [42] исследованы 240-гигагерцовые смесители с UVA- и JPL-диодами. Получены достаточно близкие результаты с разбросом значений шумовой температуры $510 \div 700$ К, что соответствует уровню лучших смесителей других типов в этом диапазоне, работающих на основной частоте [61], но уступает (примерно в 1,4 раза) лучшим результатам для диодов с сотовой структурой. Дополнительным достоинством этих смесителей является широкая полоса ПЧ ($1{,}5 \div 10$ ГГц).

С ростом частоты параметры смесителей ухудшаются [76, 77] (см. табл. 1), оставаясь в целом на уровне параметров однодиодных смесителей. Важной особенностью последних работ было использование полностью твердотельного гетеродина. В работе [76] использовался генератор на диоде Ганна (ГДГ) с частотой 100 ГГц и мощностью 75 мВт и балансный варакторный удвоитель с выходной мощностью 15 мВт. В [77] выходная мощность генератора на диоде Ганна составляла 40 мВт, КПД удвоителя — $15 \div 18$ %, выходная мощность на частоте 282 ГГц — $6 \div 7$ мВт. Балансный умножитель представлял собой 4-диодный чип (варакторные ДБШ).

Продвижение в коротковолновую область субмиллиметрового диапазона обостряет проблему, связанную с соизмеримостью толщины полупроводниковой подложки активного элемента с длиной волны. Дело не только в росте потерь мощности, но и в появлении многомодовости, принципиально затрудняющей проектирование устройства. С этой точки зрения разработка монолитного смесителя с мембранной конструкцией ДБШ (MOMED-диод, см. раздел 1.4) [18, 43] с толщиной мембраны 3 мкм стала существенным шагом в области терагерцовой технологии, позволившим сделать столь же существенный шаг и в освоении терагерцового диапазона.

Согласно [43] рамка с диодом крепится в специальном кнопочном держателе так, что диод оказывается в центре одномодового 2,5-терагерцового волновода с сечением 100×50 мкм, а рамка и бóльшая часть мембраны — за его пределами. Через этот волновод, соединённый с рупорным облучателем, вводится (с использованием диплексера) излучение сигнала и гетеродина. С противоположной стороны создаётся полость с короткозамыкателем, обеспечивающим подгонку согласования. Вывод диода соединяется с трансформатором ПЧ, созданным на кварцевой подложке и обеспечивающим согласование диода с 50-омным входом УПЧ с шумовой температурой $150 \div 200$ К в полосе $7 \div 21$ ГГц.

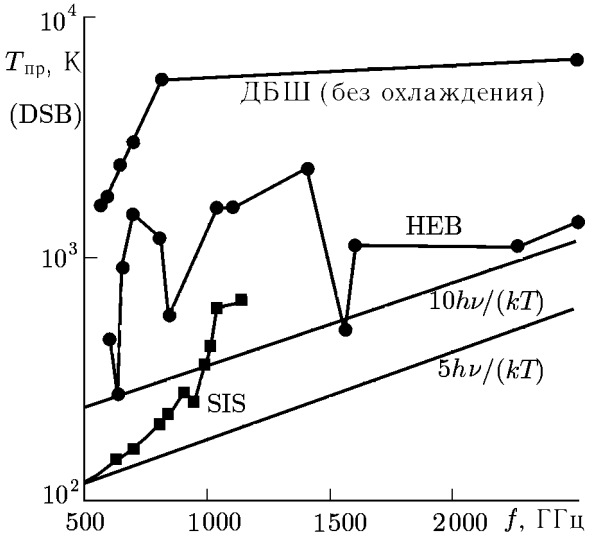


Рис. 13

Принципиально эта конструкция подобна использованным в длинноволновой части субмиллиметрового диапазона [72, 73], но технически значительно сложнее. Отработка конструкции позволила достичь рекордной чувствительности смесителя (и приёмника) на столь высокой частоте: лучшее значение двухполосной шумовой температуры оказалось на уровне 3 500 К (см. табл. 1), а приёмника — несколько выше 6 000 К [16, 18].

Сравнение чувствительности различных приёмников в терагерцовом диапазоне, проведённое в [16] (см. рис. 13), показывает, что супергетеродинные приёмники существенно уступают охлаждаемым приёмникам на основе болометров на горячих электронах (HEB) и SIS-смесителей (сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник). Однако работа без глубокого охлаждения созда-

ёт значительно более широкие возможности для использования смесителей на основе ДБШ, а следовательно, и для более широкого освоения терагерцового диапазона.

4. УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ

Проблема создания источников излучения в терагерцовом диапазоне стоит ещё более остро, чем проблема приёма. Наиболее широко используются различные газовые лазеры, накачиваемые оптическими либо ИК лазерами. Более привлекательные для этой цели твердотельные источники (пролётные диоды, приборы с переносом заряда и приборы на основе квантовых ям) имеют фундаментальные ограничения, не говоря об ограничениях, обусловленных повышением с ростом частоты роли паразитных параметров, вызывающих потери мощности и рассогласование. К настоящему времени частотные возможности различных твердотельных приборов можно охарактеризовать следующим образом (см. рис. 14) [78]:

— наивысшие уровни непрерывной мощности на частотах вплоть до 300 ГГц дают Si-IMPATT-диоды (например, 50 мВт на частоте 245 ГГц);

— наивысшей для фундаментальных источников мощностью на частотах выше 300 ГГц характеризуются InP-ДГ (1 мВт на частоте 315 ГГц, режим генерации 2-й гармоники);

— наивысшая частота генерации 714 ГГц была достигнута для резонансно-туннельных диодов (РТД) на основе гетеропереходов InAs/AlSb (выходная мощность 0,3 мкВт).

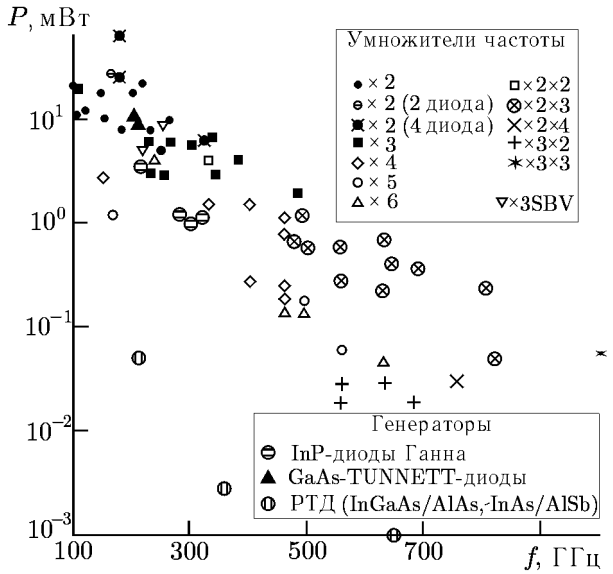


Рис. 14

Достижение рекордных результатов требует использования эффективного (алмазного) теплоотвода.

Наиболее простой и хорошо известный путь повышения частоты источника излучения — умножение частоты с помощью варакторных умножителей [22, 79]. Как следует из рис. 14, на этом пути достигнуты значительные успехи в продвижении в субмиллиметровый диапазон длин волн. Наиболее эффективным и простым (не требующим создания холостых контуров) умножителем частоты является удвоитель. Подобными свойствами отличается и утроитель частоты на основе так называемых однобарьерных (или гетеробарьерных) варакторов (single-barrier varactor, SBV). Дело в том, что вольт-фарадная характеристика этих варакторных диодов симметрична (см. ниже), поэтому они обладают свойством подавлять чётные гармоники входного сигнала. Это значит, что утроитель на основе SBV также не требует создания холостого контура для второй гармоники, что, естественно, упрощает его конструкцию и повышает эффективность. Следует сказать, что подобными свойствами обладает и пара ДБШ, включённых навстречу друг другу.

4.1. Удвоители частоты

Существуют однодиодные и балансные конструкции удвоителей частоты [22]. Особой привлекательностью обладают последние. Они просты конструктивно, поскольку не требуют сложных

фильтров, разделяющих вход и выход, хорошо подходят для использования планарных структур и позволяют просто повысить входную мощность за счёт увеличения числа диодов. Их эффективность в 4–3-миллиметровом диапазоне близка к 50 % [80, 81]. В балансном удвоителе диоды монтируются встречно последовательно поперёк входного волновода (см. рис. 15, где для примера показан удвоитель с частотой выходного сигнала 200 ГГц, в котором использованы две встречно включённые тройки JPL-диодов [82]). С выходным волноводом они связываются с помощью вывода, по которому одновременно подаётся смещение на диоды.

Выход в субмиллиметровый диапазон при наличии относительно низкочастотного источника можно осуществить либо повышением кратности умножения, либо повторным (многократным) удвоением. Последний вариант и в этом случае оказывается более предпочтительным из-за простоты схемы и понижения требований к диодам [79]. В цитированной работе [80] для выхода в субмиллиметровый диапазон использовалось двукратное удвоение: 80×2 ГГц и 160×2 ГГц на ДБШ с сотовой структурой типа UVA. Пиковая эффективность первого умножителя 35 %, второго — около 20 %, полная — 3,6 %. Достигнутая на 330 ГГц выходная мощность 4 мВт — один из лучших результатов для этого диапазона. При двойном преобразовании 80×2 ГГц и 160×3 ГГц авторы указанной работы получили на частоте 500 ГГц выходную мощность 0,7 мВт, что также является одним из лучших результатов.

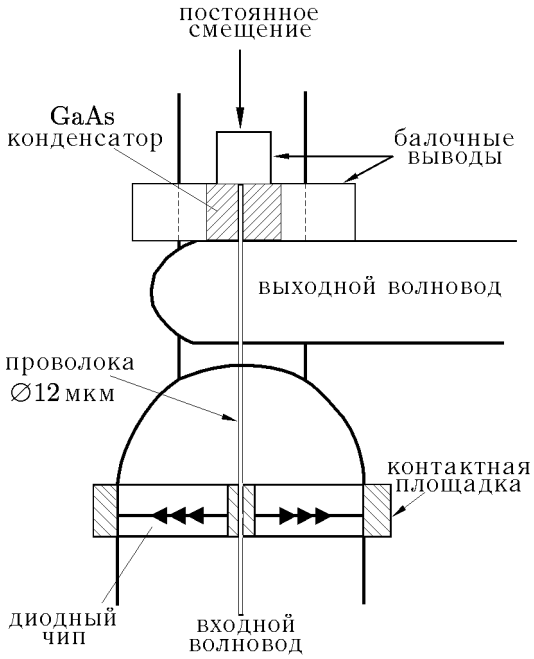


Рис. 15

Очевидно, что достижение столь высоких частот требует как высокой входной мощности, так и высокой эффективности умножения. Вместе с тем исследования показывают [80, 83], что эффективность умножения падает с ростом входной мощности. Причиной этого, как считают авторы работы [83], может быть насыщение скорости носителей (а значит, и тока через диод), обусловленное большими полями в неистощённой области эпислоя. В результате растущий с ростом подаваемой мощности ток проводимости ограничивается током насыщения, что эквивалентно росту последовательного сопротивления.

Подобным же образом объясняется и понижение эффективности умножения с ростом частоты. Последний приводит к увеличению тока через диод за счёт роста тока смещения. Насыщение тока и в этом случае ограничивает его рост и действует подобно росту последовательного сопротивления. Существенно облегчить ситуацию может использование последовательной цепочки умножительных диодов вместо одного. Это известное решение позволяет [83]:

— увеличить при необходимости входную (а значит, и выходную) мощность;

— увеличить площадь анода отдельного диода (при неизменной ёмкости диодной цепочки), что при неизменном токе приведёт к понижению напряжённости поля в последовательном сопротивлении, а следовательно, и к уменьшению эффекта насыщения тока;

— уменьшить последовательное сопротивление отдельного диода за счёт уменьшения толщины эпислоя и увеличения концентрации носителей;

— повысить качество вольт-фарадной характеристики за счёт увеличения площади контакта

Таблица 2

Тип умножителя	Обозначение (выходные частоты, ГГц)	КПД, % ($P_{вх}$, мВт)	$P_{вых}$, мВт (частота, ГГц)	Охлаждение: КПД, % ($P_{вх}$, мВт)	Ссылка, тип структуры
Балансный удвоитель	40×2 (75÷88)	48 (200) 45 (250)	—	14 K: 61 (175) 14 K: 48 (365)	[81], UVA-ДБШ: 6-диодная матрица
	75×2 (142÷158)	26 (200) 34 (150)	65 (148) 50 (148)	80 K: 39 80 K: 41	[82], JPL-ДБШ: 6-диодная матрица UVA-ДБШ: 6-диодная матрица
	100×2 (188÷212)	19 (220)	—	80 K: 31	[82], JPL-ДБШ: 6-диодная матрица (без подложки)
	(1 200÷2 700)	0,01÷0,03 (расчётная оценка)	—	—	[82], JPL-ДБШ
Балансный утроитель	80×3 (220÷270)	12 (20) (260 ГГц)	7 (260)	—	[82], JPL-ДБШ субгарм. пара с последов. смещен.
	100×3 (280÷330)	9 (320 ГГц)	—	80 K: 14 (7)	[82], JPL-ДБШ субгарм. пара с последов. смещен.
	80×3	12,5 (250 ГГц)	9	—	[47], SBV InAlAs/InGaAs

и уменьшения роли краевых эффектов (что особенно важно для диодов субмиллиметрового диапазона).

В конце 90-х годов прогресс в конструировании балансных удвоителей и планарных ДБШ позволил объединить эти достижения и сделать существенный шаг в создании эффективных удвоителей на основе планарных ДБШ (табл. 2), сравнимых по уровню параметров с удвоителями на основе ДБШ с сотовой структурой. Для выхода в 4- и 2-миллиметровый диапазон [81, 82] использовались 6-диодные монолитные матрицы (см. рис. 15). Сравнение планарных JPL- и UVA-ДБШ [82] показало сопоставимые результаты с закономерной разницей в эффективности и мощности, обусловленной различной концентрацией примеси в эпислое: $n = 10^{17}$ см$^{-3}$ для JPL-диодов и $n = 2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ для UVA-диодов.

Для удвоителя с частотой выходного сигнала в диапазоне 180÷210 ГГц [82] (табл. 2) также была использована матрица из 6 JPL-диодов с удалённой подложкой (см. раздел 1.5), масштабированных по отношению к диодам 2-миллиметрового диапазона в 0,75 раз. Отметим, что не только диодный чип, но и фильтр в цепи смещения (рис. 15) выполнен в виде планарного конденсатора из GaAs с балочными выводами, а элементы подстройки удвоителя отсутствуют. Это, по сути, соответствует подходу, использованному в МИСМ БС, описанному выше. Можно отметить, что и в целом схема балансного удвоителя близка к МИСМ БС, что указывает на возможность их реализации в монолитном исполнении. Максимальная эффективность в 19 % на частоте 195 ГГц несколько уступает результатам для ДБШ с сотовой структурой. Охлаждение

до 80 K существенно увеличивает эффективность (на 60 %).

В обзоре [16] приведены конструкции балансных удвоителей для получения частот 800 ГГц и 2,4 ТГц. Первый из них создан с использованием мембранной рамки, вмонтированной в волноводный блок (подобной описанной выше для смесительных ДБШ). Второй также представляет собой монолитную конструкцию, практически лишённую подложки, смонтированную в одномодовом волноводе. Их параметры в [16] не приведены.

Нужно заметить, что на высоких частотах (например, для выхода в диапазон 1 200÷2 700 ГГц) балансные удвоители по-прежнему остаются предпочтительными из-за своей простоты, однако они требуют удвоенной мощности, тогда как из-за недостатка входной мощности трудно «раскачать» даже один диод. Учитывая это обстоятельство, в работе [82] высказывается мысль о целесообразности использования варисторного режима удвоения для выхода на частоты больше 1 ТГц. Конструкция умножителя в этом случае принципиально соответствует МИСМ БС [37] с входом со стороны гетеродина. В работе [82] были предложены две конструкции удвоителей для диапазона 1 200 ÷ 2 700 ГГц и проведены принципиальные расчётные оценки их параметров (см. табл. 2), однако практические результаты пока не получены.

4.2. Утроители частоты

Балансный утроитель частоты, предложенный в работе [82] для выхода в диапазон 280 ÷ ÷320 ГГц, основан на практически полностью монолитной схеме. Основой МИС, смонтированной на перекрестии (в E-плоскости) входного и выходного волноводов, расположенных перпендикулярно друг к другу, является ДБШ в виде антипараллельной пары с развязкой для подачи последовательного смещения. МИС изготовлены на полуизолирующем GaAs с эпислоем, легированным до 10^{17} см$^{-3}$. Размеры анодов $1{,}5 \times 9$ мкм, напряжение пробоя 13 В, ёмкость при нулевом смещении 19 фФ.

Общая схема утроителя достаточно сложна, и полученные результаты (см. табл. 2) рассматриваются как предварительные. Важно отметить, что пиковая эффективность, измеренная на частоте 320 ГГц, превышает таковую для утроителей на ДБШ с сотовой структурой. То же относится и к ширине полосы частот. Интересным представляется и ещё один результат (для утроителя с выходной частотой 280 ГГц): утолщение GaAs-подложки с 20 до 38 мкм привело к некоторому уменьшению ширины полосы частот, но при этом существенно увеличилась эффективность. Это свидетельствует о важной роли подложки как реактивного элемента, требующего специального учёта.

Последние известные результаты по созданию утроителей частоты на основе монолитных мембранных ДБШ с частотой выходного сигнала 1 200 и 2 700 ГГц приведены в обзоре [16]. Мощность выходного сигнала умножительных цепочек, накачиваемых усиленными источниками на частоте 100 ГГц, на частоте 1 200 ГГц составляет 75 мкВт при комнатной температуре и более 250 мкВт при охлаждении до 120 K. Были получены сигналы с частотой до 2,7 ТГц.

Сопоставление мощности различных источников терагерцового диапазона, проведённое на рис. 16 [16], свидетельствует о том, что, хотя умножители на основе ДБШ уступают газовым лазерам и вакуумным приборам (карцинотронам), по совокупности свойств (габариты, энергоёмкость и др.) они остаются весьма перспективными для многих приложений. Эти перспективы связаны как с поиском новых активных элементов умножителей, так и с суммированием мощности при умножении частоты на диодных матрицах (см., например, [84]).

Значительные возможности для улучшения характеристик умножителей частоты связываются с созданием новых структур на основе гетеропереходов [22, 79]. Не все из них оправдали к настоящему времени возлагаемые на них надежды. Так, параметры приборов типа BIN

(barrier—intrinsic—n^+) и BNN (barrier—n-layer—n^+) [85, 86], в которых обычный БШ заменён барьером, созданным на гетероструктуре из широкозонного и узкозонного полупроводника (например, GaAlAs/GaAs) с δ-легированным слоем на границе, до сих пор остаются ниже уровня лучших варакторных ДБШ, хотя теоретически должны превышать его. Важным усовершенствованием этих диодов может быть объединение в антипоследовательную цепочку по принципу спина-к-спине (back-to-back, bb). При этом формируется симметричная вольт-фарадная характеристика, которая очень удобна для создания эффективных утроителей частоты. Однако и в этом варианте известные результаты для bb-BIN и bb-BNN диодов не достигли результатов, полученных на ДБШ с обычными утроителями.

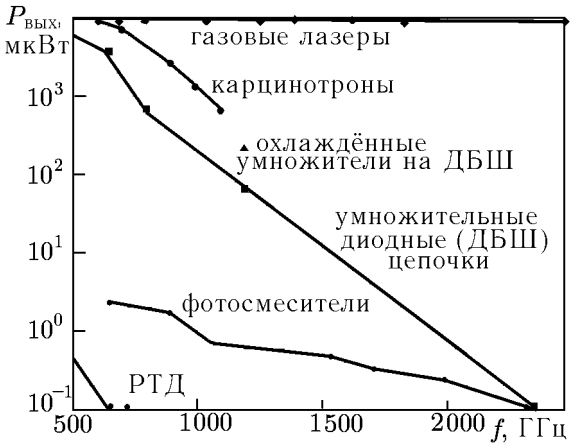


Рис. 16

Значительно более эффективными и перспективными оказались уже упоминавшиеся однобарьерные варакторы (SBV). В приборе, описанном в работах [87, 88], роль барьера, блокирующего протекание тока в структуре, выполняет слой $Al_{0,7}Ga_{0,3}As$ толщиной 200 Å. На каждой стороне барьера расположен спейсер из нелегированного GaAs толщиной 50 Å, а за ним — слой GaAs, легированного до 10^{17} см$^{-3}$ с толщиной 5 300 Å. Вольт-фарадная характеристика такой структуры симметрична, а значит, идеально подходит для создания простых утроителей частоты. Такой прибор практически в первых работах показал высокие характеристики, сравнимые с характеристиками ДБШ (хотя и несколько ниже): на частоте 250 ГГц выходная мощность составила 2,5 мВт, эффективность преобразования — 5 % [87].

Как выяснилось в дальнейшем, характеристики приборов, использованных в указанных утроителях, страдают из-за высоких токов утечки через барьер. Существенного улучшения характеристик можно добиться путём использования более толстых барьерных слоёв или суперрешётки из слоёв GaAs/GaAlAs для устранения туннелирования. Но более радикальный путь улучшения характеристик SBV-структур — использование многобарьерных структур, полученных последовательным эпитаксиальным наращиванием, и поиск новых более эффективных гетеросистем с большей высотой барьера [89]. Наиболее подходящими среди таких систем являются InGaAs/InAlAs, которая может обеспечить барьер с высотой около 0,8 В, а также GaAs/GaN и InAs/AlSb [22], которые обеспечивают ещё более высокие барьеры. При использовании многобарьерных структур (как и при использовании последовательно соединённых ДБШ, см. выше) можно создать более мощные и эффективные умножители [89].

К настоящему времени с использованием системы InGaAs/InAlAs получены рекордные результаты, превышающие параметры умножителей на основе ДБШ (см. табл. 2) [47]. Эффективность преобразования для утроителя частоты на основе SBV с частотой выходного сигнала 250 ГГц составляет 12,5 % при выходной мощности 9 мВт. Приборная структура получена последовательным (с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ)) наращиванием следующих слоёв на InP-подложке: 1) контактного n^+-InGaAs-слоя с толщиной 1 мкм и концентрацией носителей 10^{19} см$^{-3}$; 2) рабочего n-InGaAs-слоя с толщиной 200 нм и концентрацией носителей $2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$; 3) барьерного слоя на основе нелегированной структуры InAlAs (5 нм)/AlAs (3 нм)/InAlAs (5 нм); 4) симметричного рабочего n-InGaAs-слоя с толщиной 200 нм и концентра-

цией носителей $2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$; 5) контактного n^+-InGaAs-слоя с толщиной 500 нм и концентрацией носителей 10^{19} см$^{-3}$. Содержание In для InGaAs и InAlAs равно 53 % и 52 % соответственно. В едином процессе создавалась двухбарьерная конструкция (т. е. два комплекта слоёв). Схематичная энергетическая диаграмма $E(x)$ однобарьерной структуры, а также зависимости ёмкости C и проводимости G двухбарьерной структуры (с диаметром 20 мкм) от смещения показаны на рис. 17*а* и *б* соответственно.

Поскольку выращивание большего числа барьерных слоёв методом МЛЭ при сохранении их достаточного совершенства пока является сложной задачей, более реальным представляется их интеграция в виде матрицы из последовательно соединённых двухбарьерных меза-структур. В работе [90] дано описание процедуры создания такой 8-барьерной конструкции (из четырёх последовательно соединённых двухбарьерных структур) и исследованы её свойства. Соединение осуществлялось с помощью воздушных золотых мостиков с шириной 3 мкм, длиной 40 мкм и толщиной 0,8 мкм.

Двухбарьерная структура характеризуется удельными ёмкостью 1,7 фФ/мкм^2, проводимостью 1,65 нСм/мкм^2 при отношении максимальной ёмкости к минимальной (при смещении 8 В), равном 4,3, и активным импедансом 0,8 Ом при диаметре 20 мкм. Оценка для 8-барьерной варакторной структуры, выполненной таким образом, показывает, что её предельная частота лежит в ИК диапазоне. Это подтверждает высокие возможности SBV-структур для использования в субмиллиметровом диапазоне длин волн.

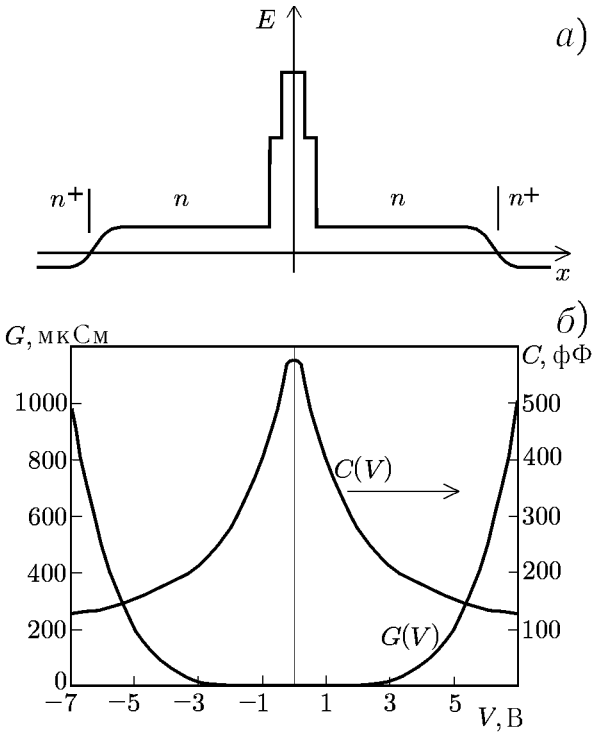


Рис. 17

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Можно с достаточной определённостью сказать, что время квазиоптических конструкций детекторов, смесителей и умножителей терагерцового диапазона на основе ДБШ с сотовой структурой и проволочным выводом уходит в прошлое. Впечатляющие успехи, достигнутые в JPL [16, 18, 43] в повышении чувствительности смесителей на основе планарных ДБШ на частоте 2,5 ТГц, указывают на перспективность этого направления, несмотря на значительные технологические и технические трудности. Основными чертами движения в этом направлении является переход к бесподложечным и мембранным конструкциям со сверхнизкими паразитными параметрами и стремление использовать волноводные конструкции для размещения диодных структур. С этой точки зрения технология МИСМ балансных смесителей (и других модулей [37]), предложенная в НИИПП для КВЧ диапазона, не только лежит в русле этого направления, но и предлагает, на наш взгляд, наиболее естественный путь перехода к конструкциям терагерцового диапазона. На это указывает очевидное сходство гибридно-интегральных конструкций, используемых в настоящее время в ряде цитированных работ, с МИСМ. Заметим также, что технология МИСМ

естественно сочетается с технологией микромеханики, которая всё шире используется для создания волноведущих частей различных устройств, и, таким образом, предлагает одно из решений проблемы малоразмерных волноводов.

Необходимо, однако, оговориться, что обращение к квазиоптическим конструкциям представляется, по-видимому, неизбежным для решения ряда частных (но крайне важных) технических задач в области радиовидения. Речь идёт о создании квазиоптических конструкций на базе приёмных матриц на основе ДБШ (и, возможно, других активных структур), интегрированных с антенной. Эти вопросы в обзоре не рассматривались.

Что касается твердотельных источников терагерцового излучения, то уровень имеющихся результатов [16, 78] здесь пока недостаточен. Одним из возможных путей существенного повышения выходной мощности представляется суммирование с помощью генераторных, усилительных и умножительных матриц. Примером могут быть результаты, полученные в работе [84] с помощью квазиоптического матричного удвоителя частоты на основе 144-элементной диодной матрицы (планарные UVA-ДБШ): максимальная выходная мощность составила 24 мВт на частоте 1 ТГц при импульсной входной мощности 47 Вт (длительность импульса 3,1 мкс). Однако, хотя нельзя отрицать наличия определённых успехов в этом направлении, по-прежнему остаётся необходимость совершенствования известных и поиска новых конструкций, технологий и принципов создания твердотельных источников излучения и умножителей частоты на их основе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Modern semiconductor device physics / Ed. by S. M. Sze. New York: John Wiley and Sons, 1998.
2. Torrey H. C., Whitmer C. A. Crystal rectifiers. New York: McGraw-Hill, 1948.
3. Young D. T., Irvin I. C. // Proc. IEEE. 1965. V. 53. P. 2 130.
4. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов: Пер. с англ. / Под ред. Р. А. Суриса. М.: Мир, 1984.
5. Божков В. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 5. С. 416.
6. Copeland J. A. // IEEE Trans. on Electron. Dev. 1970. V. 17, No. 5. P. 404.
7. Irvin J. C., Pritchett R. L. // ТИИЭР. 1970. Т. 58, № 11. С. 90.
8. Maas S. A. Microwave mixers: 2 ed. Boston, London: Artech House, 1993.
9. Crowe T. W. // Int. J. of IR and Millimeter Waves. 1989. V. 10, No. 7. P. 765.
10. Dickens L. E. // IEEE Trans. on MTT. 1967. V. 15, No. 2. P. 101.
11. Kreisler A. J. M. // Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. 1986. V. 666. P. 51.
12. Champlin K. S., Armstrong D. B., Gunderson P. D. // Proc. IRE. 1964. V. 52. P. 677.
13. Champlin K. S., Eisenstein G. // IEEE Trans. on MTT. 1978. V. 26, No. 1. P. 31.
14. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия: Пер. с англ. / Под ред. М. Е. Левинштейна, В. Е. Челнокова. М.: Мир, 1991.
15. Van der Ziel A. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47, No. 5. P. 2 059.
16. Siegel P. H. // IEEE Trans. on MTT. 2002. V. 50, No. 3. P. 9.
17. Titz R. U., Roser H. P., Schwaab G. W., et al. // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 1990. V. 11, No. 6. P. 1.
18. Gaidis M. C., Pickett H. M., Smith C. D., et al. // IEEE Trans. on MTT. 2000. V. 48. P. 733.
19. Божков В. Г., Захарьяш В. Ф., Клементьев В. М. и др. // Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42, № 5. С. 631.
20. Багаев С. Н., Божков В. Г., Захарьяш В. Ф. и др. // Квантовая электроника. 1998. Т. 25, № 6. С. 558.

21. Zirath H. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60, No. 4. P. 1 399.
22. Faber M. T., Chramiec J., Adamski M. E. Microwave and Millimeter-Wave Diode Frequency Multipliers. Boston, London: Artech House, 1995.
23. Hsu S. T. // IEEE Trans. on Electron. Dev. 1970. V. 17, No. 7. P. 496.
24. Keen N. J., Zirath H. // Electron. Lett. 1983. V. 19, No. 20. P. 853.
25. Божков В. Г., Малаховский О. Ю., Леуский В. Е., Струков И. А. // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28, № 6. С. 1 182.
26. Beachtold W. // IEEE Trans. on Electron. Dev. 1972. V. 19. P. 674.
27. Zirath H., Nilsen S., Hjelmgren H., et al. // J. Appl. Phys. 1988. V. 36, No. 11. P. 1 469.
28. Kreisler A., Pyee M., Redon M. // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 1984. V. 5, No. 4. P. 559.
29. Schneider M. V., Carlson E. R. // Electron. Lett. 1977. V. 13. P. 745.
30. Wrixon G. T., Kelly W. M. // Infrared Phys. 1978. V. 18. P. 413.
31. Seidel L. K., Crowe T. W. // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 1989. V. 10, No. 7. P. 779.
32. Божков В. Г., Вилисова В. В., Куркан К. И., Малаховский О. Ю., Табакаева Т. М. // Электронная промышленность. 1993. № 9. С. 82.
33. Божков В. Г. // Материалы Седьмой российской конф. «Арсенид галлия», 21–23 октября 1999 г. Томск, 1999. С. 13.
34. Crowe T. W., Mattauch R. J., Roser H. P., et al. // Proc. IEEE. 1992. V. 80, No. 11. P. 1 827.
35. Jizuka H., Kitaoka S. // Proc. IEEE. 1970. V. 58, No. 9. P. 1 372.
36. Полупроводниковые приборы. Сверхвысокочастотные диоды: Справочник / Под ред. Б. А. Наливайко. Томск: МП «РАСКО», 1993.
37. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Куркан К. И., Перфильев В. И. // Электронная промышленность. 2001. № 5. С. 77.
38. Bishop W. L., Mckinney K., Mattauch R. J., Crowe T. W., Green G. // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig., June, 1987. P. 607.
39. Garfield D. G., Mattauch R. J., Weinreb S. // IEEE Trans. on MTT. 1991. V. 39, No. 1. P. 1.
40. Archer J. W., Batchelor R. A., Smith C. J. // IEEE Trans. on MTT. 1990. V. 38, No. 1. P. 15.
41. Molodnyakov S. P., Shashkin V. I., Paveliev D. G., et al. // Proc. of Int. Device Res. Symp., Charlottesville, VA, 1993. V.2. P. 377.
42. Mehdi I., Marazita S. M., Humphrey D. A., et al. // IEEE Trans. on MTT. 1998. V. 46, No. 12. P. 2 036.
43. Siegel P. H., Smith R. P., Gaidis M. C., Martin S. C. // IEEE Trans. on MTT. 1999. V. 47, No. 5. P. 596.
44. Божков В. Г., Солдатенко К. В., Ятис А. А. // Фосфид индия в полупроводниковой электронике / Под ред. С. И. Радауцана. Кишинёв: Штиинца, 1988. С. 62.
45. Божков В. Г., Малаховский О. Ю., Мисевичус Г. Н. и др. // Электронная промышленность. 1998. № 1–2. С. 130.
46. Podevin F., Mounaix P., Vanbesien O., et al. // 11-th Int. Symp. on Space Terahertz Tech., Ann Arbor, MI, May 1–3, 2000. P. 561.
47. Melique X., Maestrini A., Mounaix P., et al. // Electron. Lett. 1999. V. 35, No. 11. P. 938.
48. Godone A., Bava E. // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 1981. V. 2, No. 6. P. 1 225.
49. Peatman W. C. B., Wood P. A. D., Porterfield D., et al. // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61, No. 3. P. 294.
50. Held D. N., Kerr A. R. // IEEE Trans. on MTT. 1978. V. 26. P. 49.
51. Held D. N., Kerr A. R. // IEEE Trans. on MTT. 1978. V. 26. P. 55.
52. McColl M. // IEEE Trans. on MTT. 1977. V. 25, No. 1. P. 54.

53. Mattauch R. J., Crowe T. W., Bishop W. L. // Microwave J. 1985. V. 28. P. 101.
54. Crowe T. W., Mattauch R. J. // IEEE Trans. on MTT. 1986. V. 34, No. 7. P. 753.
55. Keen N. J., Eng M. // IEE Proc. 1980. V. 127, Pt. 1, No. 4. P. 188.
56. Predmore C. R., Raisanen A. V., Erickson N. R., et al. // IEEE Trans. on MTT. 1984. V. 32, No. 5. P. 498.
57. Moon S. W., Mann C. M., Maddison B. J., et al. // Electron. Lett. 1996. V. 32, No. 19. P. 1 794.
58. Kazemi H., Wootton S. T. G., Cronin N. J., et al. // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 1999. V. 20, No. 5. P. 967.
59. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Куркан К. И. и др. // Электронная промышленность. 1993. № 9. С. 88.
60. Божков В. Г., Вдовин В. Ф., Воронов В. Н., Геннеберг В. А. и др. // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37, № 4. С. 736.
61. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Романовская В. Н., Федосеев Л. И. и др. // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41, № 7. С. 876.
62. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Дрягин Ю. А., Федосеев Л. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 6. С. 573.
63. Meier P. J. // Microwave J. 1985. V. 28, No. 11. P. 31.
64. Meier P. J. // Microwave J. 1985. V. 28, No. 12. P. 30.
65. А. С. № 1443731 СССР / В. Г. Божков, В. А. Геннеберг, К. И. Куркан и др. № 4084808/24-09, H03 D 7/14; Заявл. 09.07.86.
66. Патент № 2081479. Устройство СВЧ / В. Г. Божков, В. А. Геннеберг, К. И. Куркан. Зарегистрирован 10.06.97.
67. Патент № 2130215. Способ создания монолитной интегральной СВЧ схемы / В. Г. Божков, К. И. Куркан, В. А. Геннеберг. Зарегистрирован 10.05.99.
68. Патент № 21580479. СВЧ-модуль / В. Г. Божков, В. А. Геннеберг. Зарегистрирован 20.10.2000.
69. А.С. № 1832349 СССР / С. Н. Днепровский, Э. В. Авдошина, В. А. Геннеберг. № 4824736, H 01 P 11/00; Заявл. 14.05.90.
70. Патент № 2076393. Интегральная схема СВЧ / В. Г. Божков, В. А. Геннеберг, В. Н. Романовская. Зарегистрирован 27.03.1997.
71. Новости СВЧ-техники. ГНПП «Исток», 2001. С. 4.
72. Newman T., Bishop W. L., Kwong T. Ng, Weinreb S. // IEEE Trans. on MTT. 1991. V. 39, No. 12. P. 1 964.
73. Hesler J. L., Hall W. R., Crowe T. W., et al. // IEEE Trans. on MTT. 1997. V. 45, No. 5. P. 653.
74. Hui K. et al. // IEEE Microwave and Guided Wave Lett. 2000. V. 10, No. 9. P. 374.
75. Lee T.-H., Chi C.-Y., East J. R., et al. // IEEE Trans. on MTT. 1994. V. 42, No. 10. P. 341.
76. Hesler J. // 11-th Int. Symp. Space Terahertz Tech., Ann Arbor, MI, May 1–3, 2000. P. 172.
77. Oswald J. et al. // IEEE Microwave and Guided Wave Lett. 1998. V. 8, No. 6. P. 232.
78. Eisele H., Haddad G. I. // 11-th Int. Symp. Space Terahertz Tech., Ann Arbor, MI, May 1–3, 2000. P. 139.
79. Raisanen A. // Proc. IEEE. V. 80, No. 11. P. 1 842.
80. Erickson N. // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest, Dallas. 1990. P. 1 301.
81. Porterfield D. W., Crowe T. W., Braley R. F., Erickson N. // IEEE Trans. on MTT. 1999. V. 47, No. 4. P. 419.
82. Erickson N., Smith R. P., Martin S. C., et al. // 11-th Int. Symp. Space Terahertz Tech., Ann Arbor, MI, May 1–3, 2000. P. 543.
83. Kollberg E. L., Tolmunen T. J., Frerking M. A., East J. R. // IEEE Trans. on MTT. 1992. V. 40, No. 5. P. 831.

84. Moussessian A., Wanke M. C., Yongjun Li, et al. // IEEE Trans. on MTT. 1998. V. 46, No. 11. P. 1 976.
85. Frerking M. A., East J. R. // Proc. IEEE. 1992. V. 80, No. 11. P. 1 853.
86. Lieneweg U., Tolmunen T. J., Frerking M. A., Maserjian J. // IEEE Trans. on MTT. 1992. V. 40, No. 5. P. 839.
87. Kollberg E. L., Rydberg A. // Electron. Lett. 1989. V. 25, No. 5. P. 1 696.
88. Rydberg A., Gronqvist H., Kollberg E. L. // IEEE Electron. Dev. Lett. 1990. V. 11, No. 9. P. 373.
89. King H.-X. L., Sjogren L. B., Luhman N. C., Jr., Rutledge D. B. // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 1992. V. 13, No. 2. P. 251.
90. David T., Arscott S., Mounaix P., et al. // 11-th Int. Symp. Space Terahertz Tech., Ann Arbor, MI, May 1–3, 2000. P. 552.

ФГУП НИИПП, г. Томск, Россия

Поступила в редакцию
20 мая 2003 г.

SEMICONDUCTOR DETECTORS, MIXERS, AND FREQUENCY MULTIPLIERS FOR THE TERAHERTZ BAND

V. G. Bozhkov

The state of the art in the development of semiconductor detectors, mixers, and frequency multipliers based on Schottky-barrier diodes (SBDs) and heterojunction structures for terahertz receivers operated without cooling is reviewed. This state is characterized by a transition from quasi-optical designs based on dot-matrix, whisker-contacted SBDs to the designs with hybrid-integrated and monolithic constructions on the planar SBD base, which are positioned in a waveguide mount. The high-level performance of these planar devices is achieved by partially or completely removing or changing semiconductor substrates and/or using membrane constructions incorporated in the waveguide.

УДК 537.226.33

ПАНОРАМНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ТВЁРДОГО ТЕЛА

А. А. Волков, А. С. Прохоров

Представлено положение дел в экспериментальном изучении функции диэлектрического отклика твёрдых тел в расширенном диапазоне частот — от ультранизких (10^{-6} Гц до оптических 10^{15} Гц). Обращено внимание на существующую до сих пор проблему проведения спектральных диэлектрических измерений в центральной части указанного интервала ($10^{10} \div 10^{12}$ Гц), что затрудняет стыковку данных, полученных в радио- и инфракрасном диапазонах. Приводятся примеры решения этой задачи с помощью техники субмиллиметровой ЛОВ-спектроскопии в Институте общей физики РАН. В качественной форме суммируется накопленный экспериментальный материал по диэлектрическим панорамам веществ, относящихся к разным классам.

Исследование диэлектрического отклика вещества представляет собой прямой путь изучения микроскопических движений составляющих его электронов, ионов, атомных и молекулярных кластеров. В данной области за последние сто лет накоплен гигантский объём теоретического и экспериментального материала. Он составляет базу современной электротехники и радиоэлектроники, а также лежит в основе сложившихся на сегодня представлений о фундаментальных процессах в веществе, связанных с поляризацией и проводимостью. При всех достижениях, однако, тема диэлектрического отклика вещества не может быть исчерпанной в силу того, что ежедневно на свет появляются всё новые материалы, новые прикладные задачи и новые научные гипотезы, требующие проверки.

Конкретные задачи при проведении прикладных диэлектрических измерений обычно связаны с поиском веществ с нужными диэлектрическими свойствами. Им всегда сопутствует целый ряд дополнительных непростых условий по технологичности, надёжности и дешевизне планируемых для изготовления изделий. Подобная работа непрерывно ведётся по новым материалам для сотовой связи, спутникового телевидения, ночного и всепогодного видения, локации, контроля за движением в авиации, на флоте и транспорте, для поиска скрытых предметов, создания окон и управляющих элементов для приёмных и генераторных систем, создания активных и конструкционных элементов радиотехники и функциональной электроники. Знание электродинамических свойств веществ необходимо для разработки систем контроля за распределением примесей в полупроводниках, степенью неоднородности электротехнических керамик, влагосодержанием нефтепродуктов, продуктов питания и строительных материалов, наличием дефектов и напряжений в пластмассах и различных типах твёрдого топлива.

К числу актуальных фундаментальных проблем, требующих проведения диэлектрических измерений, относятся физика фазовых переходов (сегнетоэлектричество и сверхпроводимость), динамика кристаллической решётки и несоразмерных фаз, кластерная динамика, электронный и ионный транспорт, динамика сильно коррелированных электрон-фононных и электрон-электронных систем (поляроны, релаксоры, кристаллы с лестничной структурой, полупроводники с магнитными примесями, тяжелофермионные полупроводники и интерметаллиты).

Как единый подход диэлектрическая спектроскопия базируется на универсальном свойстве вещества реагировать на внешнее электромагнитное воздействие [1, 2]. Величина отклика и его временна́я задержка по отношению к воздействию выражаются в доступных для измерения величинах дисперсии и поглощения, которые в линейном приближении определяются исключительно

микроскопическими свойствами вещества. В общем случае они сугубо индивидуальны и потому могут рассматриваться как паспортные характеристики данного вещества, отражающие его способность взаимодействовать с электромагнитным полем. Конкретным выражением диэлектрического отклика являются пары величин, принятые для использования в разных отраслях и научных школах: действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости ε, показателя преломления n, диэлектрического модуля M, коэффициента поглощения α или проводимости σ. Перечисленные параметры по информационной значимости эквивалентны и взаимно пересчитываемы. Наиболее фундаментальной по смыслу является диэлектрическая проницаемость, входящая в материальные уравнения и имеющая непосредственную связь с теоретическими моделями. Коэффициент поглощения или тангенс угла диэлектрических потерь более удобны для измерений и технических приложений. Традиционным для оптики остаётся показатель преломления.

Измеренные в нужном участке спектра электромагнитных волн величины дисперсии и поглощения составляют базовый экспериментальный материал, который используется затем в прикладных и научных расчётах. Интересующими свойствами этих параметров чаще всего являются зависимость их от состава вещества и внешних воздействий — температуры, давления и внешних полей. Ограниченные по частоте данные по дисперсии и поглощению обычно выглядят как величины самостоятельные и между собой никак не связанные. Их изменения в этом случае происходят на первый взгляд независимо и описываются эмпирическими закономерностями, специфическими для данного участка спектра.

Между тем дисперсия и поглощение в линейном приближении с необходимостью связаны интегральными соотношениями Крамерса—Кронига, что предполагает однозначное соответствие их широкополосных спектров и полную синхронность изменений последних при любых условиях. Более того, и сама форма спектров вполне определена как набор откликов независимых в первом приближении осцилляторов и релаксаторов (сильно заторможенных осцилляторов):

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1^\infty + \sum_n \frac{\Delta\varepsilon_n\,\omega_n^2}{\omega_n^2 - \omega^2 + i\gamma_n\omega}\,,$$

где $\Delta\varepsilon_n$, ω_n и γ_n — диэлектрический вклад, частота и затухание n-го осциллятора (релаксатора), ε_1^∞ — фоновая диэлектрическая проницаемость; это минимальный набор параметров, фиксирующих общий вид диэлектрического отклика, отвечающий соотношениям Крамерса—Кронига. Поведением этих параметров определяется глобальное (по всем частотам) преобразование спектров дисперсии и поглощения и, соответственно, любые их локальные трансформации на избранных участках спектра. Нахождение перечисленных спектральных величин осуществляется путём модельного описания (дисперсионного анализа) экспериментально полученных спектров дисперсии и поглощения в максимально широком частотном окне.

Таким образом, имеется принципиальная возможность того, чтобы из удобных и надёжных экспериментов, выполненных на одних частотах, получать информацию, относящуюся к другим частотам, недоступным по какой-либо причине для экспериментального исследования, а также определять величину и прогнозировать изменение поглощения на основе данных по дисперсии, и наоборот. Высшей целью на этом направлении было бы нахождение полного набора спектральных параметров для данного вещества и получение возможности моделировать любые его электрические свойства в нужной области спектра.

Здесь следует отметить, что панорамное представление спектров открывает совершенно новые возможности в изучении электродинамического поведения веществ. В частности, оно делает доступными для наблюдения слабые и сильно размытые по частоте релаксации, скрытые обычно под более сильными и хорошо выраженными резонансными полосами поглощения. Существование такого фона и закономерности его эволюции в разных условиях представляют большой

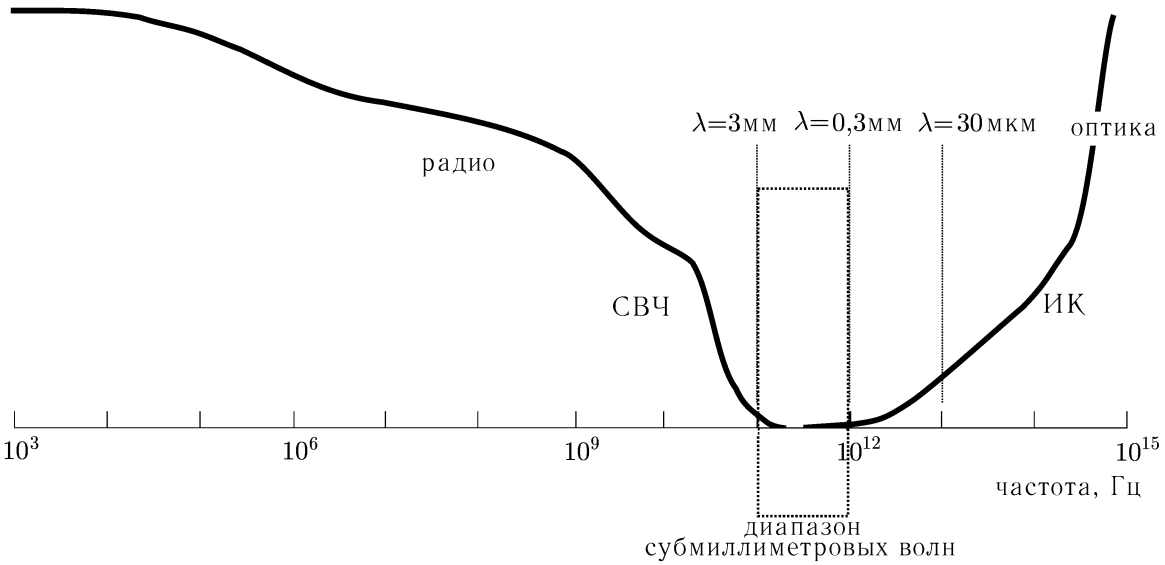


Рис. 1. Качественная зависимость современного уровня доступности отдельных участков спектра для проведения диэлектрических измерений

практический и научный интерес. Для техники, например, очень важно, что релаксационный фон определяет уровень остаточных потерь в высокодобротных материалах и «наполняет» потерями их окна прозрачности. Борьба с фоновыми потерями является первостепенной технологической задачей во множестве приложений. В фундаментальном плане релаксационный фон обеспечивает взаимодействие между разнесёнными по частоте возбуждениями и, предположительно, может нести в себе информацию о процессах самоорганизации в веществе в масштабе среднего порядка.

Современная аппаратура позволяет измерять диэлектрический отклик в огромном диапазоне частот — от ультранизких (10^{-6} Гц) до оптических (10^{15} Гц) [3–5]. На этом интервале используется большое число методик, которые грубо можно разделить на два типа — низкочастотные импедансные (контактные) и высокочастотные оптические (бесконтактные). Граница применимости этих методик пролегает в области $10^{10} \div 10^{11}$ Гц — примерно там, где длина волны λ излучения сравнивается с размерами образцов, обычно используемых для измерений (несколько сантиметров или миллиметров). В указанной области частот существующие на сегодня экспериментальные возможности заметно ослаблены (см. рис. 1). Диэлектрические измерения стандартными методами здесь затруднены, т. к. выпадают по частоте как из сферы радиочастотных импедансных, так и инфракрасных оптических методов.

Для введения поля в образец в низкочастотных методах принципиально требуется нанесение на поверхность образцов металлических электродов. Это делает исследуемый образец органическим элементом измерительной установки, что создаёт проблему правильного выбора эквивалентной схемы при расчёте величин дисперсии и поглощения вещества. При резко неординарных свойствах вещества выбор схемы часто бывает неоднозначным, а задача расчёта его диэлектрических параметров — трудноразрешимой. Диэлектрическая спектроскопия в этом варианте имеет название импедансной — подчёркивается тот факт, что измеряются действительная и мнимая части импеданса, строго говоря, не самого образца, а выполненной на его основе измерительной ячейки (образца с подведёнными к нему контактами).

Технически импедансные диэлектрические измерения осуществляются сегодня с помощью серийно изготавливаемых высокоавтоматизированных мостов, сводящих задачу проведения измерений к рутинной процедуре. Наиболее популярными приборами этого ряда являются импеданс-анализаторы фирмы «Hewlett-Packard». Проблемами, требующими в каждом случае индивиду-

ального подхода, остаются технология изготовления измерительной ячейки для образца и обработка полученных с её помощью данных.

Вопрос об однозначности получаемых результатов актуален и для оптических панорамных измерений. Диэлектрические измерения проводятся здесь с помощью инфракрасных фурье-спектрометров, наиболее массовыми из которых являются приборы фирмы «Bruker». Обычно в ходе одного эксперимента измеряется коэффициент отражения плоского полированного образца в широком диапазоне частот, после чего на основе соотношения Крамерса—Кронига рассчитывается диэлектрический спектр вещества. Проблема связана с поиском правильной экстраполяции спектра отражения за пределы используемого в измерениях спектрального участка. Новые современные вещества характеризуются чрезвычайно широким диапазоном разброса частот (энергий) диэлектрических аномалий, намного превышающим с низкочастотной стороны рабочий диапазон инфракрасных спектрометров. По этой причине использование стандартного подхода, основанного на соотношениях Крамерса—Кронига, без точных «привязок» в низкочастотной области принципиально содержит в себе элемент произвола и ведёт к неоднозначности результатов обработки спектров. Обычное для большинства экспериментов в ИК диапазоне отсутствие привязок оставляет полностью неопределённым поведение диэлектрических свойств веществ в области сверхнизких инфракрасных частот (при волновых числах (частотах) $\nu < 20$ см$^{-1}$).

В сложившихся условиях построение полноценных радиочастотно-инфракрасных диэлектрических панорам немыслимо без привлечения промежуточных по частоте данных измерений в миллиметровом-субмиллиметровом (ММ-СБММ) диапазонах длин волн. В настоящее время, к сожалению, для этой цели нет специального серийно выпускаемого оборудования, и наиболее эффективными являются лабораторные методы диэлектрических измерений, основанные на использовании весьма редких источников излучения — ламп обратной волны (ЛОВ) [6, 7]. ЛОВ уже многие годы ограниченно используются в лабораторных условиях и до сих пор остаются вне конкуренции при решении целого ряда прикладных и фундаментальных физических задач.

ЛОВ — классический электровакуумный СВЧ генератор, который по сравнению с клистроном, магнетроном и лампой бегущей волны обладает двумя важными отличительными чертами: он способен излучать чрезвычайно короткие волны (вплоть до $\lambda = 0{,}2$ мм) и допускает электронную перестройку частоты в широком диапазоне (до 30 % от центрального значения). Измерительные методики, базирующиеся на ЛОВ, эффективно работают в ММ-СБММ диапазонах длин волн ($\lambda \sim 3 \div 0{,}3$ мм, $\nu \sim 100 \div 1\,000$ ГГц), где сочетают в себе достоинства соседних по диапазону радиочастотных и оптических методов — высокое качество излучения с простотой и гибкостью измерительных схем, работающих с излучением в открытом пространстве. Зондирующее излучение обладает высокой интенсивностью, скоростью перестройки частоты, степенью монохроматичности и поляризации. В результате быстро и с высокой точностью можно записывать спектры френелевских электродинамических величин — комплексных коэффициентов отражения и/или пропускания для образцов, а затем на основе полученных данных без использования соотношений Крамерса—Кронига рассчитывать практически в реальном времени соответствующие спектры дисперсии и поглощения.

На рис. 2 приведён пример использования ЛОВ-спектрометра для диэлектрических измерений СВЧ-керамик состава $Ba(Me', Me'')O_3$, где $\{Me', Me''\}= \{Nd, Ta, Mg, Nb, Ga, Y, In, W, Fe, Gd\}$. Представлен типичный спектр коэффициента пропускания $\mathcal{T}$ плоскопараллельной керамической пластинки толщины d в ММ-СБММ диапазонах длин волн. Частые осцилляции обусловлены интерференцией зондирующего излучения внутри пластинки. Максимумы пропускания соответствуют частотам, при которых на толщине пластинки укладывается целое число полуволн (эффект Фабри—Перо). Положения интерференционных максимумов и расстояния между ними определяют коэффициент преломления вещества пластинки с точностью до десятых долей про-

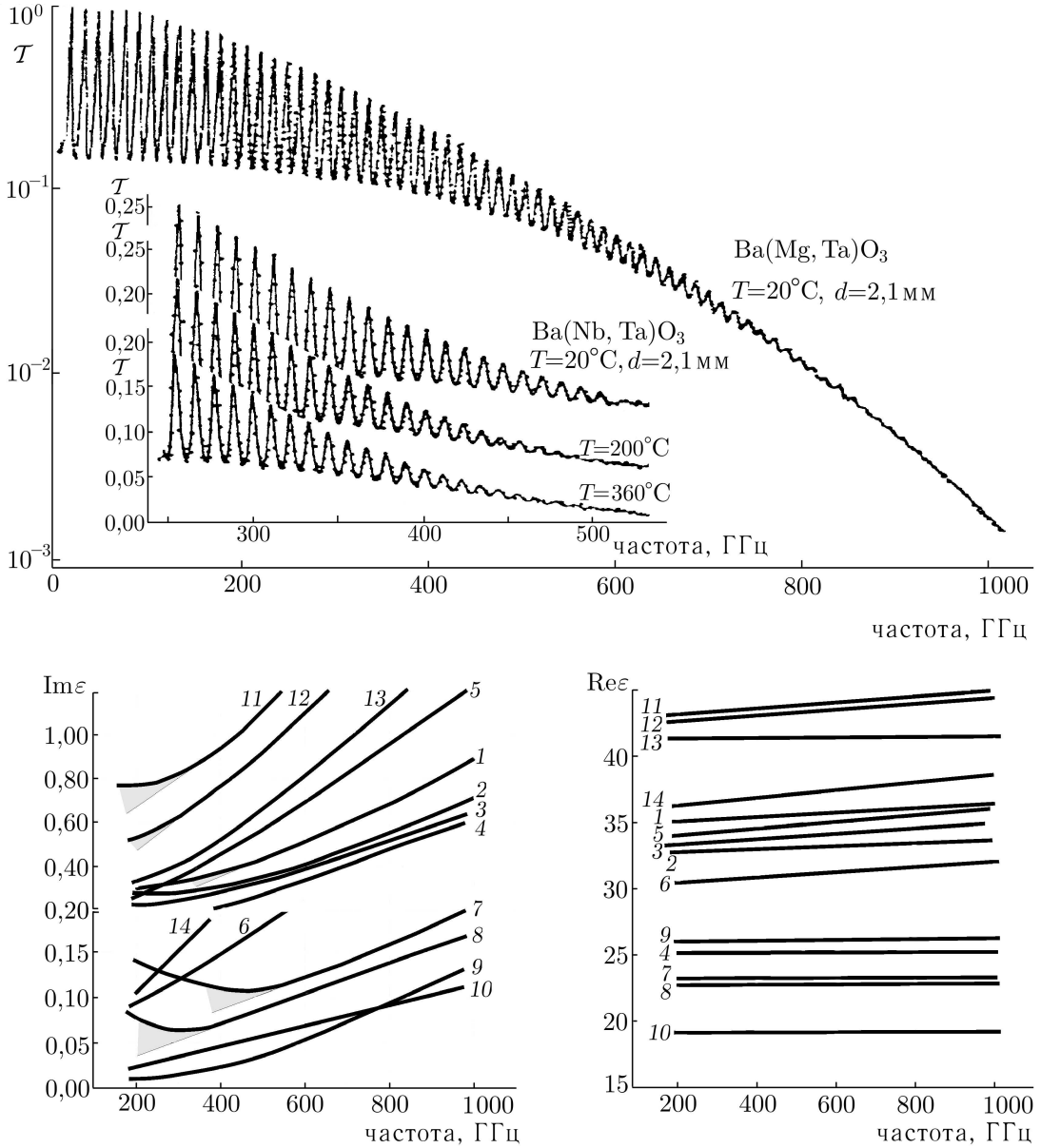


Рис. 2. Пример диэлектрических измерений на ЛОВ-спектрометре. Спектры коэффициента пропускания диэлектрических керамических пластинок (вверху) и рассчитанные на их основе субмиллиметровые спектры диэлектрических потерь и диэлектрической проницаемости (внизу). Цифрами обозначены зависимости для керамик разного состава: кривые *1* соответствуют керамике Ba(Nd, Ta)O_3, *2* — Ba(Mg, Nb)O_3, *3* — Ba(Ga, Ta)O_3, *4*, *7*, *9* — Ba(Mg, Ta)O_3 из разных источников, *5* — Ba(In, Nb)O_3, *6* — Ba(Y, Ta)O_3, *8* — Ba(In, Ta)O_3, *10* — Ba(Mg, W)O_3, *11* — Ba(Fe, Nb)O_3, *12* — Ba(Nd, Nb)O_3, *13* — Ba(Gd, Nb)O_3, *14* — Ba(Y, Nb)O_3

цента, а величина коэффициента пропускания в максимумах и размах осцилляций — показатель поглощения с точностью до нескольких процентов. Окончательный набор полученных таким способом данных по поглощению и дисперсии родственных керамик для температуры образца $T = 200°$ приведён в нижней части рисунка. Кривые демонстрируют вклад технологических потерь и дают возможность выбора оптимального состава керамики для приложений.

Пример на рис. 3 демонстрирует процедуру стыковки данных диэлектрических измерений в

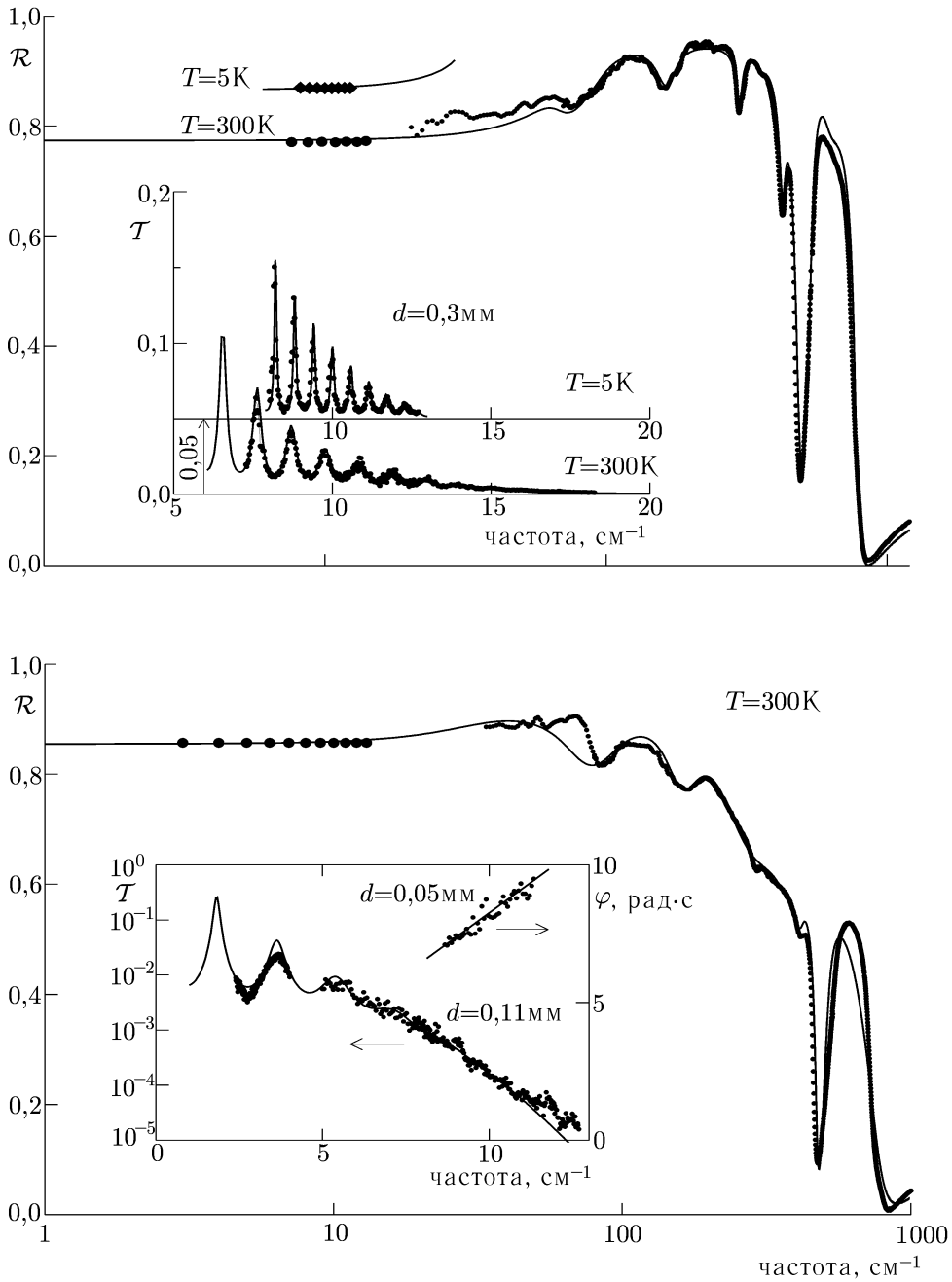


Рис. 3. Совместная модельная обработка экспериментальных данных, полученных в субмиллиметровом и инфракрасном диапазонах. Точки соответствуют результатам эксперимента, линии — модельному расчёту

ММ-СБММ диапазонах с данными ИК измерений. Модель дисперсии, состоящая из нескольких независимых осцилляторов, путём подбора входящих в неё параметров «подгоняется» под эксперимент таким образом, чтобы любые расчётные кривые (линии на рис. 3) с максимальной достижимой точностью описывали измеренные спектры. При этом, как видно, согласие теории

с экспериментом достигается в рамках единого описания одновременно для разных электродинамических величин (коэффициентов пропускания $\mathcal{T}$, отражения $\mathcal{R}$ и фазового сдвига φ при пропускании), измеренных для разных образцов и на разных участках спектра. После того, как адекватное описание найдено, с помощью модели можно анализировать зависимость функции диэлектрического отклика от состава и температуры образца в любом изображении и во всех деталях.

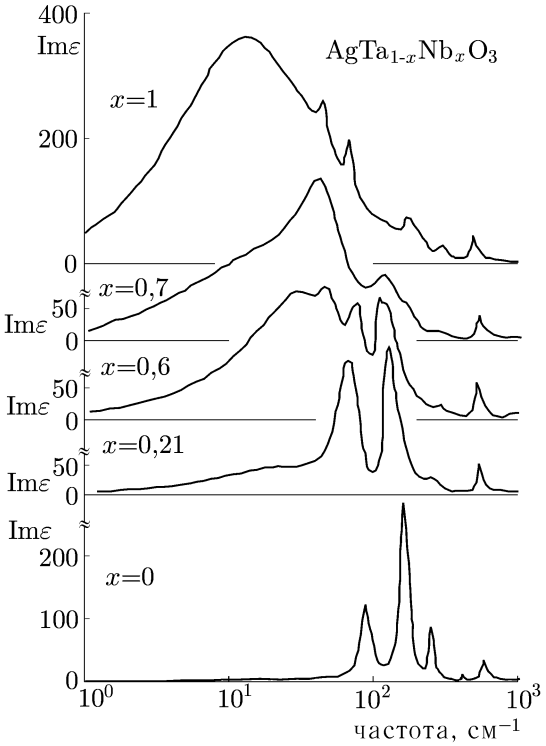


Рис. 4. Панорамные спектры поглощения серебросодержащих керамик разного состава

На рис. 4 представлена частотно-концентрационная диэлектрическая панорама твёрдых кристаллических растворов $Ag(Ta_{1-x},\ Nb_x)O_3$ при $T = 523$ K, полученная описанным выше способом. Концентрационная трансформация спектров демонстрирует процесс формирования в веществе мощной релаксации, являющейся источником аномально большой диэлектрической проницаемости в радиодиапазоне. Релаксация, как видно, зарождается в области очень высоких частот, на которых само её существование является фактом достаточно неожиданным и малоизученным. Это явление подвергается сегодня интенсивным экспериментальным и теоретическим исследованиям и качественно ясного обоснования в рамках микроскопических моделей пока не имеет. Оно составляет центральный вопрос физики так называемых релаксоров, смешанных сегнетоэлектрических кристаллов, перспективных для приложений в силу высокой управляемости их диэлектрических свойств внешним электрическим полем.

Характерный пример модельного разделения вкладов разных микрофизических механизмов движения в диэлектрических спектрах даёт рис. 5, посвящённый полупроводниковому кристаллу CdF_2, легированному самокомпенсирующимися донорно-акцепторными примесями индия. Данное исследование касается фоторефрактивных свойств CdF_2 и возможностей использования этого материала для голографической записи информации. Представленную на рис. 5 панораму формируют одновременно фононные и электронные механизмы поглощения и дисперсии. Путём модельной обработки их удаётся разделить и получить принципиально важную информацию о распределении управляющих электронов между мелкими и глубокими центрами, деформирующими вокруг себя кристаллическую решётку и создающими таким образом нужный пространственный профиль оптического показателя преломления.

Заключительный рис. 6 даёт обобщённую картину частотно-температурного поведения диэлектрического отклика в веществах различных классов. Прямоугольником показано расположение ММ-СБММ участка спектра. Хорошо видна его связующая роль между импедансной (слева) и оптической (справа) частями панорамы, в которых спектры электродинамических величин ведут себя качественно по-разному. В простых диэлектриках (рис. 6*а*) картину отклика определяют инфракрасные решёточные пики поглощения, формирующие привычное для диэлектриков зна-

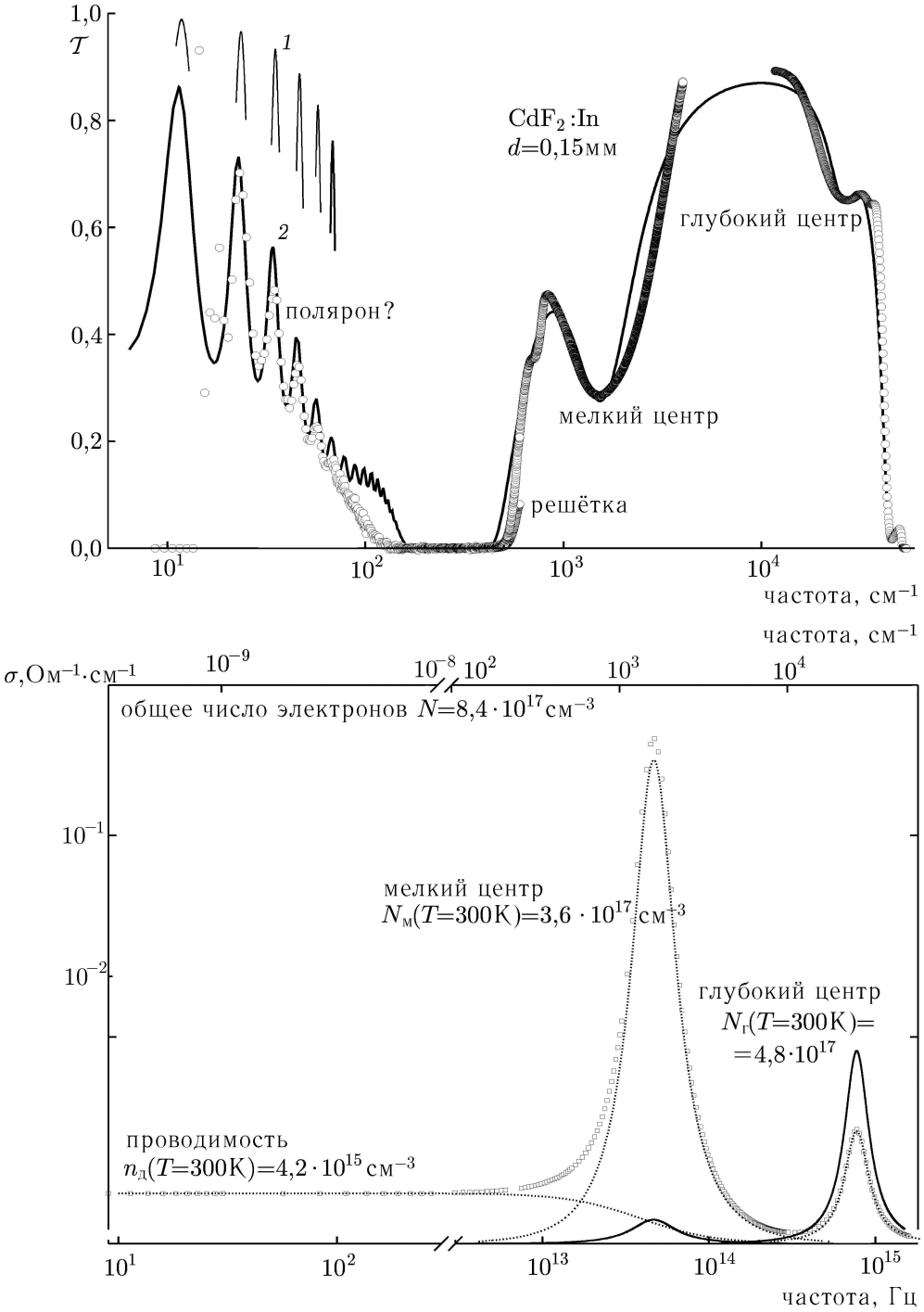


Рис. 5. Панорамный спектр пропускания полупроводниковой пластинки фторида кадмия CdF_2 (вверху) и рассчитанный на его основе электродинамический отклик электронов, находящихся в зоне проводимости и локализованных на примесях (внизу). Кривые *1* и *2* на верхнем рисунке соответствуют расчётному спектру коэффициента пропускания без учёта и с учётом влияния полярона соответственно; точки соответствуют экспериментальным данным. $N_м$, $N_г$ и $n_д$ — концентрация электронов на мелких и глубоких центрах, а также в делокализованном состоянии (свободных)

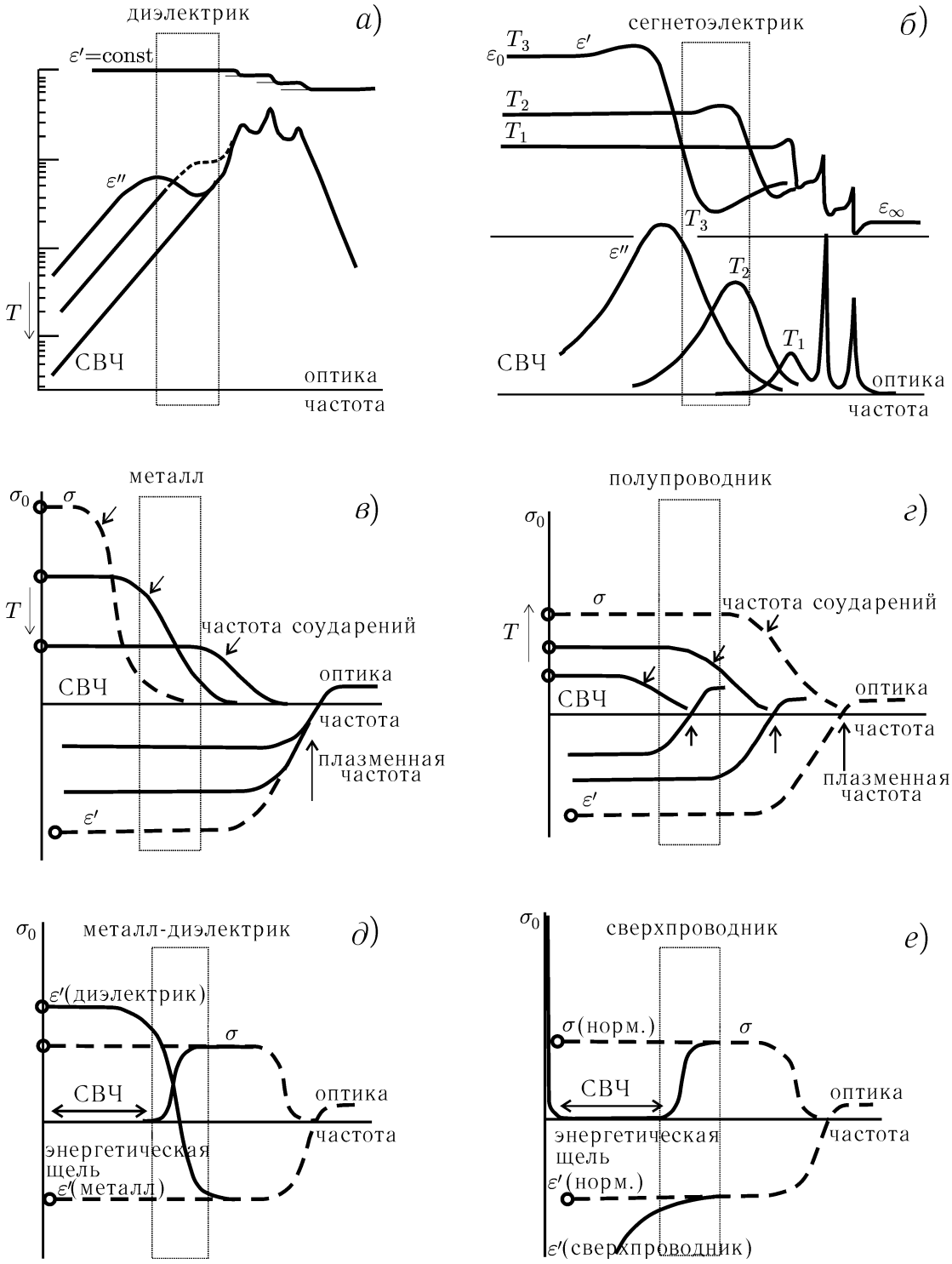


Рис. 6. Диэлектрические панорамы веществ различных классов

чение радиочастотной («статической») диэлектрической проницаемости $\varepsilon \sim 5 \div 10$. В сегнетоэлектриках (рис. 6*б*) доминирующая роль переходит к самому низкочастотному решёточному колебанию — мягкой моде, которая обычно даёт гигантский вклад в ε', достигающий иногда величин порядка 10^4. В металлах (рис. 6*в*) поглощение и дисперсия полностью определяются свободны-

ми электронами. При изменении температуры (случай сильно вырожденного электронного газа) в соответствии с правилом сумм площадь под кривой $\sigma(\omega)$, определяемой концентрацией свободных зарядов, сохраняется, что обусловливает известное свойство проводимости металлов при постоянном токе расти с понижением температуры. В полупроводниках (случай невырожденного электронного газа), наоборот, статическая проводимость при понижении температуры падает (рис. 6*г*). Панорама отражает это свойство полупроводников уменьшением площади под кривой $\sigma(\omega)$. В металл-диэлектриках, сверхпроводниках (рис. 6*д*, *е*) и некоторых других системах с сильными зарядовыми корреляциями функция отклика характеризуется наличием энергетической щели. Это радикальным образом влияет на диэлектрические свойства и делает их зависимость от температуры в низкочастотном (радио) диапазоне весьма специфической. В сверхпроводниках (рис. 6*е*), например, статическая проводимость на частотной оси представляется в виде недоступной для прямого спектрального наблюдения дельта-функции, которая в реальности соответствует незатухающим поверхностным токам в сверхпроводящем образце. Информацию об электронах, объединённых в куперовские пары (наполняющих дельта-функцию), содержит в себе спектр $\varepsilon'(\omega)$, относящийся к области частот сверхпроводящей щели.

Авторы благодарят коллектив отдела субмиллиметровой спектроскопии Института общей физики РАН, многолетние наработки которого легли в основу настоящей статьи.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03–02–16720).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
2. Туров Е. А. Материальные уравнения электродинамики. М.: Наука, 1983. 158 с.
3. Лебедева В. В. Экспериментальная оптика. М.: Изд-во МГУ, 1994. 364 с.
4. Dressel M., Gruner G. Electrodynamics of Solids. Cambridge University Press, 2002. 474 p.
5. Impedance Spectroscopy / Ed. by J. R. Macdonald. NY: John Wiley and Sons, 1987. 344 p.
6. Труды ИОФАН. Т. 25. Субмиллиметровая диэлектрическая спектроскопия твёрдого тела М.: Наука, 1990. 223 с.
7. Kozlov G., Volkov A. // Topics in Applied Physics. 1998. V. 74. P. 51.

Институт общей физики РАН, г. Москва, Россия

Поступила в редакцию
21 июня 2003 г.

BROADBAND DIELECTRIC SPECTROSCOPY OF SOLIDS

A. A. Volkov and A. S. Prokhorov

We describe state-of-the-art experimental studies of the dielectric response function of solids in a broad band ranging from ultra-low (10^{-6} Hz) to optical (10^{15} Hz) frequencies. Attention is paid to the yet unsolved problem concerning spectral dielectric measurements in the central part (10^{10}–10^{12} Hz) of this band, which impedes matching of data obtained in radio-frequency and infrared bands. We present examples of solving this problem at the Institute of General Physics of the Russian Academy of Sciences by using the submillimeter BWO spectroscopy technique. The accumulated experimental data on dielectric panoramas of various substances is summarized qualitatively.

УДК 621.373, 621.384

КВАНТОВЫЕ КАСКАДНЫЕ ЛАЗЕРЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ: СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ

А. А. Андронов, А. И. Гордин, Д. И. Зинченко, М. Ю. Левичев, А. В. Маругин, Ю. Н. Ноздрин, А. В. Устинов

В статье даётся краткий обзор работ по созданию и применению появившихся в последние 5–7 лет терагерцовых и мультитерагерцовых квантовых каскадных лазеров на внутризонных переходах в квантовых ямах полупроводниковых гетероструктур. В настоящее время такие лазеры для диапазона от 3,5 до 70 ТГц уже созданы и находят всё большее применение в спектроскопии, системах связи и других областях. В статье представлены первые проведённые в Институте физики микроструктур РАН эксперименты по исследованию параметров каскадных лазеров мультитерагерцового диапазона, полученных от европейских коллег.

ВВЕДЕНИЕ

Появившиеся несколько лет назад [1] квантовые каскадные лазеры (ККЛ) на квантовых ямах полупроводниковых гетероструктур, работающие сейчас уже фактически во всём среднем ИК (мультитерагерцовом) диапазоне длин волн (3÷25 мкм), вызвали широкий интерес и сейчас активно развиваются во всём мире. Первые образцы ККЛ, работающие на длине волны порядка 8 мкм, были созданы в США в Лаборатории Белл на основе модификации идеи, высказанной более 30 лет назад Р. Казариновым и Р. Сурисом из ФТИ им. Иоффе [2]. Более года назад появились сообщения о создании в Швейцарии каскадных лазеров, работающих в непрерывном режиме при комнатной температуре [3], что кардинально меняет ситуацию с использованием подобного типа лазеров в прикладных системах.

Ведутся работы по расширению диапазона и улучшению параметров таких лазеров, созданию разнообразных систем на их основе. В 2002 году появились сообщения о создании в двух исследовательских группах в Европе импульсных каскадных лазеров терагерцового диапазона (4,4 ТГц), работающих при температуре меньше 40 К [4, 5]. В самое последнее время (февраль 2003 года) опубликована работа [6] группы из Массачусетского технологического института (МТИ), где сообщается об осуществлении новой схемы терагерцовых (6,8 ТГц) ККЛ, которые могут работать при температуре выше температуры жидкого азота. В рассмотренной схеме используется механизм релаксации с нижнего рабочего уровня за счёт оптических фононов, что позволяет облегчить реализацию инверсии населённости на рабочем переходе. На очереди стоит создание лазеров с перестройкой частоты в пределах нескольких процентов (сейчас перестройка частоты ККЛ составляет доли процента). Недавний обзор последних работ по ККЛ и их применениям представлен в специальном издании [7]. Такое бурное развитие технологии ККЛ определяется чрезвычайно высоким интересом к их разнообразным (в том числе военным) применениям.

Интерес к среднему ИК диапазону длин волн (который до появления каскадных лазеров фактически не мог быть освоен) основан на целом ряде обстоятельств. Прежде всего, в этом диапазоне лежат характерные «окна прозрачности» атмосферы (в окрестности длин волн $\lambda \approx 3$; 4; 5; 10 и 20 мкм, см. рис. 1.). В этом ряду наибольший практический интерес представляет область $\lambda = 8 \div 10$ мкм, т. к. именно этому участку спектра соответствуют многочисленные колебательно-вращательные спектры поглощения наиболее распространённых газов (N_2O, O_3, CH_4 и др.) с характерными «отпечатками пальцев» молекул (рис. 2).

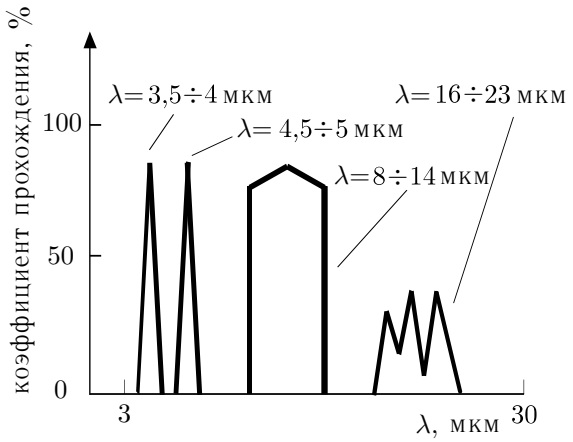


Рис. 1. Качественный вид спектра коэффициента прохождения атмосферы в мультитерагерцовом (10÷100 ТГц), или среднем ИК ($\lambda = 3 \div 30$ мкм), диапазоне

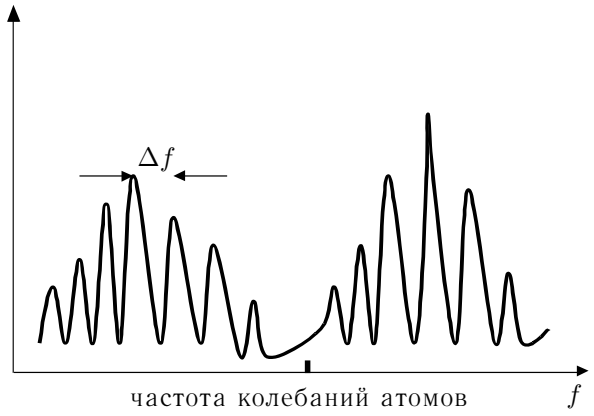


Рис. 2. «Отпечаток пальцев» молекулы в частотной зависимости эффективности поглощения излучения, которая определяется характерным колебательно-вращательным спектром. Интервал между пиками поглощения $\Delta f = \hbar/(2\pi I)$, где I — момент инерции молекулы

Спектроскопические применения перестраиваемых лазеров этого диапазона (а ККЛ, подобно традиционным инжекционным лазерам, перестраиваются изменением температуры или тока лазера в пределах долей процента относительно среднего значения длины волны) могли бы быть очень широкими. На их основе, например, можно создавать системы, нацеленные на анализ определённой примеси в атмосфере или в условиях химического производства. Лазеры в длинноволновом «окне» прозрачности атмосферы (в диапазоне $\lambda = 10 \div 12$ мкм) и приёмные системы на основе быстродействующих детекторов могли бы стать основой для систем связи с высокой скоростью передачи данных, в том числе со спутниками, поскольку на таких длинах волн влияние атмосферной турбулентности неизмеримо меньше по сравнению с видимым и ближним ИК диапазоном. Кроме того, системы связи на основе ККЛ могут стать идеальным локальным каналом связи между отдельными зданиями в городе, где прокладка оптоволоконных линий достаточно дорога, а микроволновые каналы требуют больших габаритов антенн и обеспечивают значительно меньшую скорость передачи данных. На основе ККЛ с использованием методов гетеродинирования могут быть также созданы системы тепловидения с повышенным контрастом, в том числе для обнаружения тел с пониженной температурой (например, в космосе). Наконец, системы, использующие каскадные лазеры, могут быть применены для «ослепления» традиционных систем ночного видения. Перспективными представляются и разные варианты локационных систем на основе ККЛ.

1. ВОЗНИКНОВЕНИЕ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ

Квантовые ямы для электронов и дырок возникают при сращивании двух полупроводников с разной шириной запрещённых зон. В результате для электронов и/или дырок, находящихся в узкозонном материале, возникает потенциальная яма (см. рис. 3), которая называется квантовой, если её размеры порядка длины волны де Бройля для электронов или дырок. В таких ямах возникают дискретные уровни энергии электронов и дырок, переходы между которыми и можно использовать для создания лазеров. В таких структурах возможны как межзонные переходы,

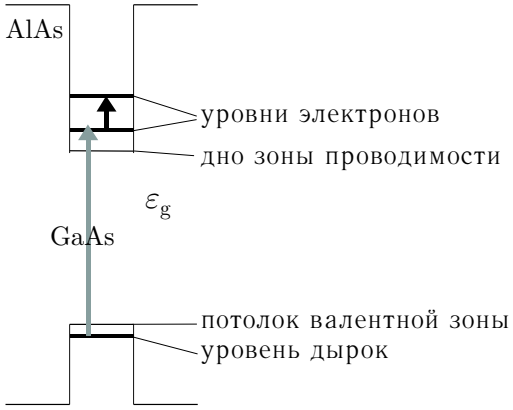


Рис. 3. Квантовая яма в гетероструктуре GaAs—AlAs. Показаны межзонные (серая стрелка) и внутризонные (чёрная стрелка) переходы

так и внутризонные, например в пределах зоны проводимости структуры, как показано на рис. 3. Последний тип переходов и используется в ККЛ. Подбирая ширину ямы, можно создать переход, соответствующий заданной длине волны. В середине 80-х годов было продемонстрировано [8], что в квантовых ямах сила осциллятора внутризонных переходов (сила перехода) между нижними уровнями в яме может быть велика: электрон, помещённый в яму, может поглощать электромагнитную волну почти так же, как электрон при циклотронном резонансе (сила осциллятора близка к единице). Кроме того, имеющая место неэквидистантность внутризонного спектра также облегчает задачу построения лазера на таких переходах.

Предложения по созданию внутризонных лазеров на квантовых ямах появились в 70-х годах, но прошло более 20 лет, прежде чем такие лазеры появились. В 1972 году Р. Казаринов и Р. Сурис предложили создавать инверсию населённости за счёт туннельной инжекции — туннелирования электронов через потенциальным барьер между ямами [2] (рис. 4). Эта идея в модифицированном виде и используется в ККЛ. Оказалось, что простая сверхрешётка с одной квантовой ямой на периоде (типа показанной на рис. 4) не подходит для внутризонного лазера — практически невозможно получить инверсию населённости уровней в изолированных ямах по тем или иным причинам (из-за разогрева электронов в ямах, вызванного тем же туннелированием, из-за возникновения доменов неоднородного поля и т. д.). Так, для проверки идеи Казаринова и Суриса в 80-х годах была выполнена работа [9] по исследованию транспорта и спонтанного излучения в сверхрешётке с одной квантовой ямой на периоде и наличием оптического перехода в терагерцовом диапазоне, которая показала невозможность создания усиления на рабочем переходе (инверсия обнаружена не была). Каскадный лазер был создан, когда было осознано, что для возникновения инверсии необходимо использовать сверхрешётки с периодом, состоящим из нескольких ям, что, конечно, затрудняет создание таких структур.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ КВАНТОВЫХ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ

Как известно, для создания лазера нужно иметь две составляющие: активную среду с инвертированным распределением населённости того или иного перехода и резонатор для формирования возбуждаемой в лазере моды. В ККЛ основной проблемой была разработка структуры, в которой возможно возникновение инверсии. Резонатор для ККЛ среднего ИК диапазона ($\lambda = 5 \div 15$ мкм) может быть создан по аналогии с используемым в межзонных полупроводниковых гетеролазерах: создание оптического волновода за счёт помещения квантовых ям между слоями с более низкой диэлектрической проницаемостью (т. е. более широкозонных) и отражения лазерной моды на сколах структуры. Возможно также (как и в межзонных лазерах) использование распределённой обратной связи для формирования одночастотного спектра генерации. Переход же к более длинным волнам ($\lambda = 15 \div 25$ мкм) и, тем более, к терагерцовому диапазону ($\lambda = 40 \div 100$ мкм) требует использования других типов волноводов, основанных на поверхостных [10] или двумерных [4–6] плазмонах.

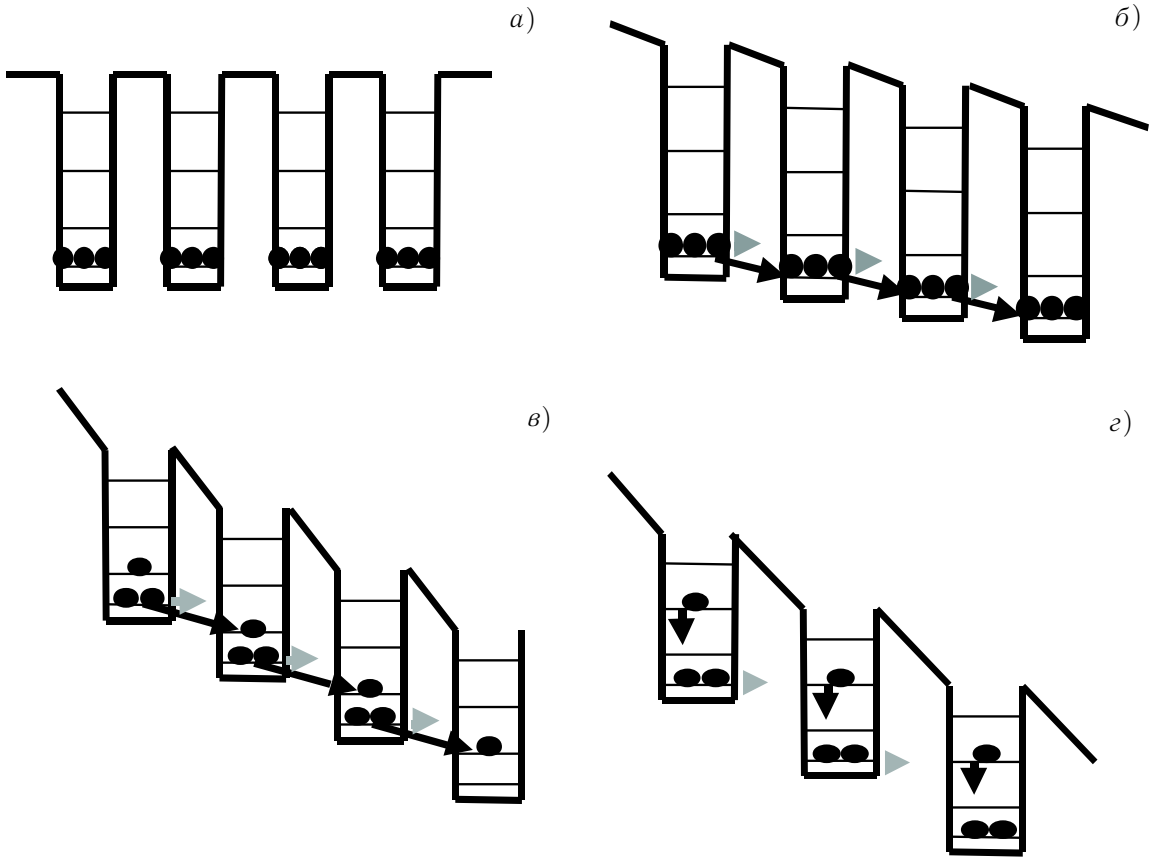


Рис. 4. Структура с квантовыми ямами — сверхрешётка — в отсутствие приложенного напряжения (*а*) и при различных напряжениях (*б–г*). Показаны положение зоны проводимости в пространстве, уровни энергии в ямах, их населённость и переходы между ямами (при туннелировании и на фононах — серыми стрелками, при электромагнитном излучении — чёрными)

В настоящее время имеется много вариантов структур для каскадных лазеров, позволяющих получить лазерное излучение в разных условиях и в различных диапазонах. Мы приведём здесь схемы структуры первого каскадного лазера мультитерагерцового диапазона ($\lambda = 8$ мкм), [1] (рис. 5), и одного из последних вариантов лазера терагерцового диапазона ($\lambda = 80$ мкм), сделанного в МТИ [6] (рис. 6).

Для структуры ККЛ, показанной на рис. 5, инверсия возникает благодаря туннельной инжекции электронов (туннельному переходу через барьер) на верхний уровень *1* перехода и быстрому уходу с нижнего уровня *2* перехода на уровень *3*, отделённый от уровня *2* интервалом порядка энергии оптического фонона. Хотя переходы с уровня *1* на уровень *2* с излучением оптического фонона также возможны, они подавлены по сравнению с переходами *2*→*3*, поскольку энергия перехода *1*→*2* значительно превосходит энергию оптического фонона. В этом случае излучение полярного оптического фонона подавлено, т. к. сопровождается большой передачей импульса в направлении движения вдоль слоёв структуры. Эта структура неэффективна с точки зрения оптического перехода, поскольку переход происходит из одной ямы в другую, что приводит к уменьшению силы осциллятора перехода. В дальнейшем были созданы более оптимальные ККЛ с более сложной структурой периода и переходом в пределах одной ямы (см. [9]).

На рис. 6 показан период структуры ККЛ терагерцового диапазона ($\lambda = 80$ мкм), созданного в МТИ. Главной особенностью этой схемы является релаксация электронов с нижнего уровня рабочего перехода за счёт оптического фонона, тогда как переход с верхнего уровня с излуче-

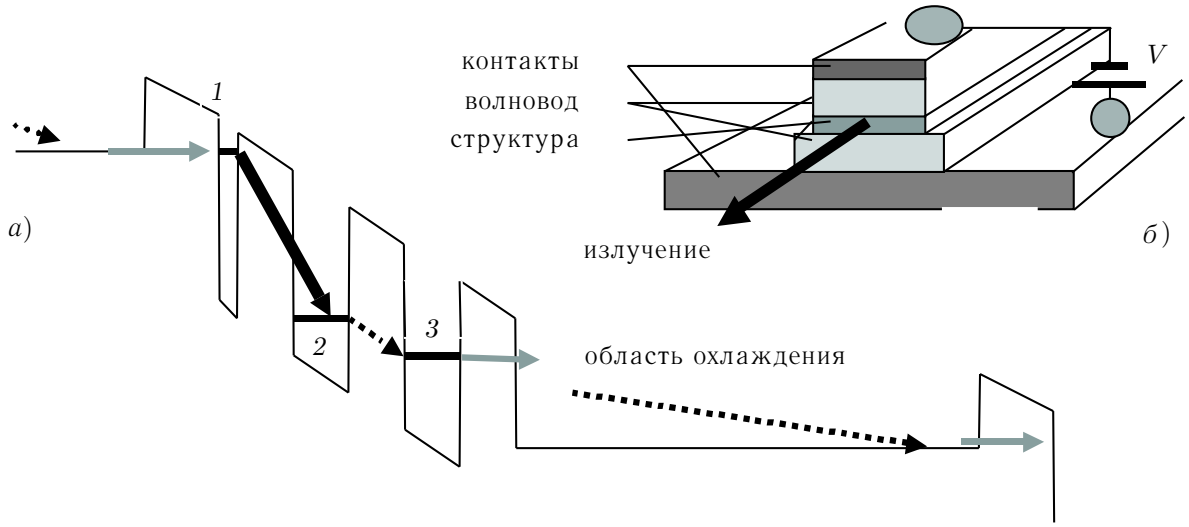


Рис. 5. Схема периода структуры первого каскадного лазера мультитерагерцового диапазона ($\lambda = 8$ мкм) с тремя уровнями в трёх квантовых ямах ($а$). Показан оптический переход между первым и вторым уровням (жирная стрелка), переход со второго уровня на третий из-за излучения оптического фонона (пунктирная стрелка), туннелирование в область охлаждения (серая стрелка), охлаждение в этой области (пунктирная стрелка) и туннелирование в следующий период каскада. Схема конструкции лазера ($б$)

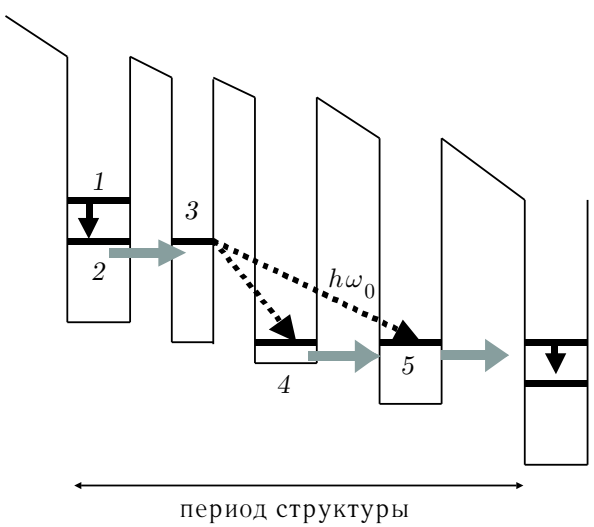


Рис. 6. Схема периода структуры созданного в МТИ терагерцового ККЛ с пятью уровнями в четырёх квантовых ямах. Показан рабочий переход (чёрная стрелка), переходы с туннелированием через барьеры между ямами (серые стрелки) и переходы с излучением оптических фононов (пунктирные стрелки)

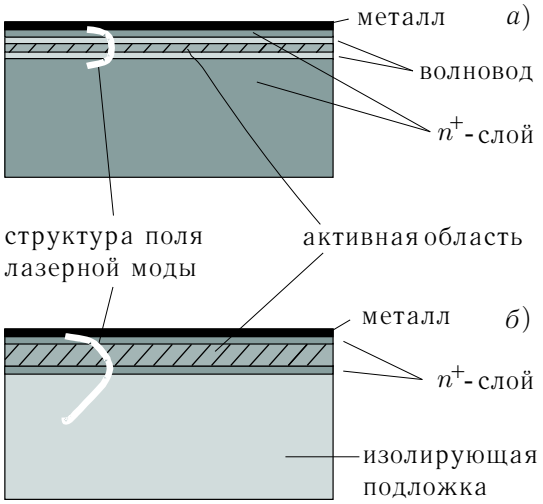


Рис. 7. Структура лазерной моды для лазера мультитерагерцового диапазона с резонатором, основанным на моде диэлектрического волновода, созданного широкозонными слоями ($а$), и для лазера терагерцового диапазона с резонатором, основанным на моде двумерного плазмона, созданного тонким проводящим слоем (являющимся также одним из контактов) в непроводящей подложке ($б$)

нием оптического фонона существенно подавлен, поскольку для верхнего уровня, в отличие от нижнего, нет резонансного уровня в соседней яме.

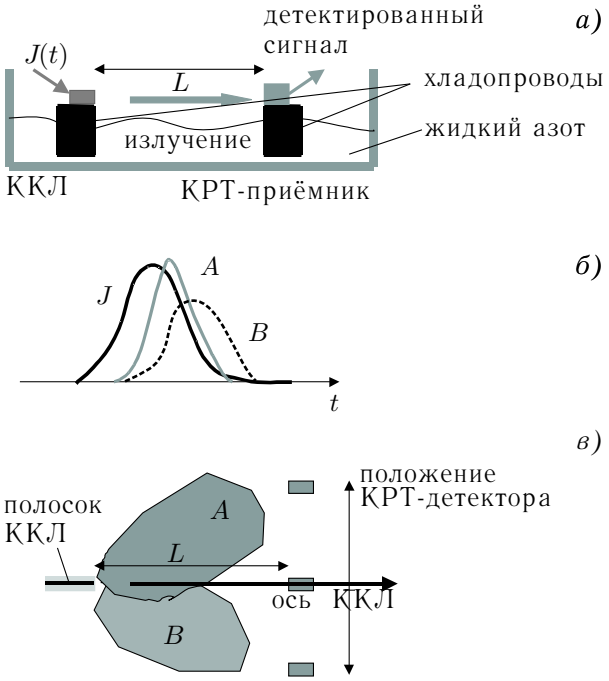


Рис. 8. Схема экспериментов по исследованию параметров ККЛ в открытом криостате с жидким азотом (*а*); схематическое изображение импульса тока (J), и сигналов двух мод (A и B), возбуждаемых импульсами тока (*б*); схема исследования диаграммы направленности ККЛ с показанными диаграммами мод A и B (*в*)

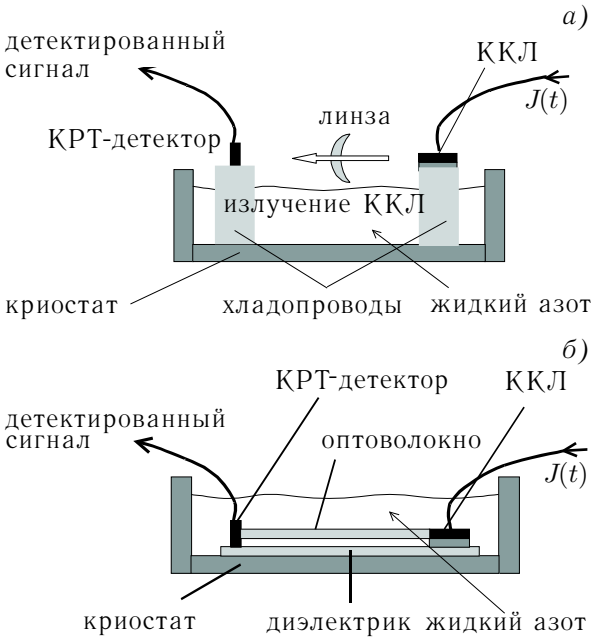


Рис. 9. Схемы экспериментов в открытых криостатах с жидким азотом с использованием линзы (*а*) и оптического волокна (*б*)

Схема резонатора лазера среднего ИК диапазона приведена на рис. 3 и 7*а*. Система из нескольких (обычно от 3 до 30) периодов указанного типа помещена между более широкозонными слоями, участвующими в инжекции электронов в активную область. В более длинноволновых терагерцовых лазерах используется волновод на основе двумерного плазмона в тонком проводящем n^+-слое, выращенном на изолирующей подложке (рис. 7*б*).

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С КВАНТОВЫМИ КАСКАДНЫМИ ЛАЗЕРАМИ

Авторы настоящего обзора являлись участниками европейского проекта INTAS по созданию мультитерагерцовых лазеров, которые могли бы составить конкуренцию ККЛ [11]. Европейские партнёры этого проекта являются первыми в Европе создателями ККЛ. Они предоставили нашей группе несколько ККЛ, которые мы начали испытывать и разрабатывать методы их использования. Ниже приведены самые первые, простейшие измерения параметров ККЛ. В то же время использованный подход позволил обнаружить некоторые особенности каскадных лазеров, которые до сих пор в литературе не обсуждались.

Мы исследовали характеристики ряда опытных образцов ККЛ на структуре Ga—Al—As/Ga—As. Особенностью излучающих ККЛ-структур является наличие высокого сопротивления при рабочей температуре 77 К, которое для исследованных образцов составляло от 400 до 1 500 Ом. Режим накачки такого лазера требует использования относительно высоковольтных (по сравнению с традиционными инжекционными лазерами) источников питания, обеспечивающих одновременно ток накачки до нескольких ампер, причём высокое начальное сопротивление лазера

вызывает «затягивание» переднего фронта запускающего импульса. Для решения данной проблемы была разработана и создана прецизионная система импульсной накачки на основе мощных ВЧ транзисторов, обеспечившая возможность накачки ККЛ-структур в диапазоне тока 0÷5 А и длительность переднего фронта импульса не больше 20 нс.

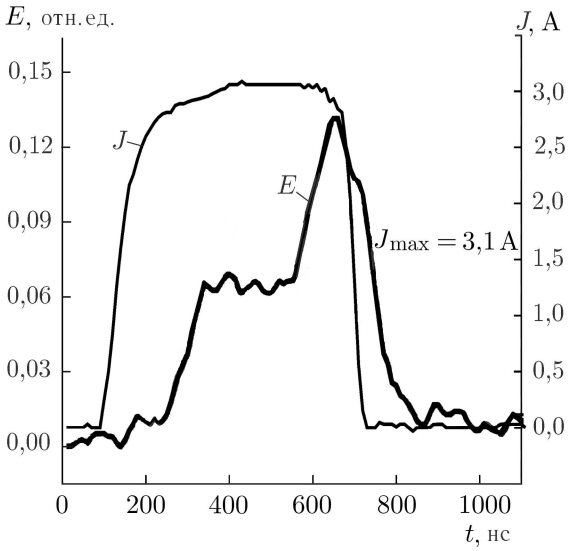


Рис. 10. Осциллограммы импульсов тока J и излучения E ККЛ

Предоставленные нам структуры представляют собой ККЛ, работающие при охлаждении жидким азотом. Длина волны излучения этих структур находилась в пределах 9÷10 мкм. В качестве приёмника для регистрации излучения ККЛ использовался наиболее распространённый для среднего ИК диапазона фотоприёмник на основе соединения кадмий—ртуть—теллур (КРТ), который также требует охлаждения жидким азотом. На предварительной стадии экспериментов ККЛ и КРТ-приёмник помещались в открытый пенопластовый криостат с жидким азотом. При этом подложки элементов (хладопроводы) находились непосредственно в жидком азоте, а ККЛ и КРТ-приёмник были размещены несколько выше его поверхности (рис. 8). Использовались и другие схемы: с линзовым формирователем пучка в воздухе (рис. 9*а*) и со связью между лазером и приёмником через оптический волоконный световод (рис. 9*б*), который располагался в том же криостате или соединял лазер и приёмник, находящиеся в разных криостатах. На лазеры подавались импульсы тока с длительностью 50÷1 000 нс с частотой повторения 1÷10 кГц. Контроль сигнала с КРТ-приёмника осуществлялся с помощью осциллографа. Регистрация экспериментальных данных осуществлялась с помощью широкополосного усилителя с использованием быстродействующей платы 6 024 компании «National Instruments» (частота дискретизации 100 МГц) и последующей обработкой программным пакетом «Lab View». Представленная на рис. 8 схема установки обеспечивала возможность перемещения КРТ-приёмника в перпендикулярной относительно оси лазера плоскости для изучения диаграммы направленности излучения (закрытые схемы криостатов с фиксированным положением лазера и собирающей оптической системой для этого мало пригодны).

Исследование диаграммы направленности ККЛ позволило обнаружить ряд интересных явлений, свойственных, как нам представляется, исключительно исследованному типу лазеров. Так, например, для двух из исследованных лазеров, полученных от К. Сиртори (C. Sirtory), с полоском длиной 2 мм и шириной 14 мкм максимум диаграммы направленности в плоскости, параллельной слоям структуры, не лежит на оси лазерного волновода. Вблизи температуры жидкого азота для одних импульсов тока (части от всех импульсов тока) импульс излучения имеет одну форму, а для другой части импульсов тока — другую, как схематически показано на рис. 8*б*; осциллограммы импульсов тока и излучения показаны на рис. 10. Более того, один из импульсов имеет диаграмму направленности, отклоняющуюся в одну сторону от оси полоска лазера, а другой — диаграмму, отклоняющуюся в другую сторону, как схематически показано на рис. 8*в*; измерения соответствующих диаграмм представлены на рис. 11. Одно из возможных естественных объяснений полученных результатов заключается в том, что в активном слое лазеров от импульса к импульсу возбуждаются различные моды полного внутреннего отражения от границ полоска, и каждая из возбуждаемых мод имеет своё угловое распределение на внешнем торце ККЛ. Такие

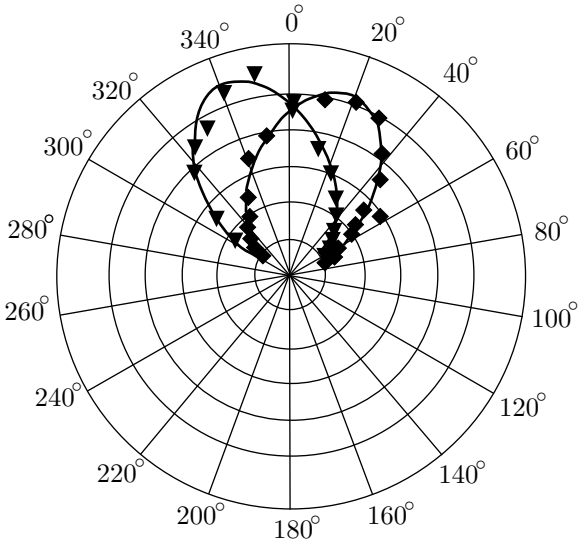


Рис. 11. Результаты измерения диаграмм направленности ККЛ для двух типов импульсов излучения (мод); по радиусу отложена интенсивность излучения в относительных единицах

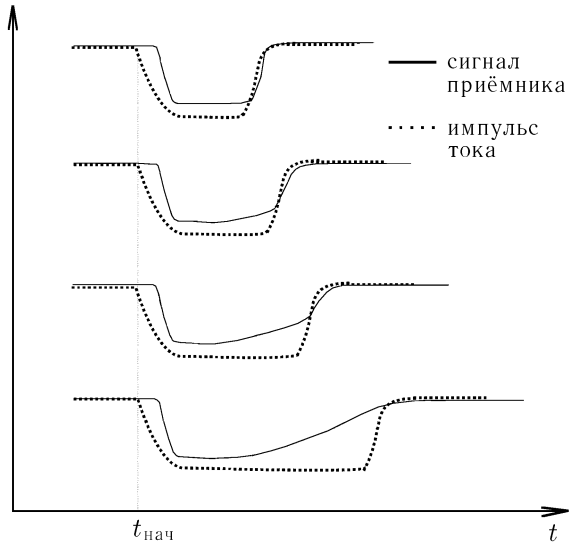


Рис. 12. Схема зависимости интенсивности излучения ККЛ от длительности импульса тока

моды, как более добротные, должны подавлять возбуждение мод, распространяющихся вдоль оси полоска и имеющих симметричную относительно этой оси диаграмму направленности. Насколько нам известно, такие наблюдения для каскадных лазеров не проводились. Эти результаты свидетельствуют, что качество изготовления (травления) боковых граней высокое, и можно, видимо, ещё уменьшить ширину полоска, чтобы добиться возбуждения только моды, распространяющейся вдоль оси ККЛ. При этом тепловые условия для лазера должны улучшиться. С другой стороны, возможно, при уменьшении длины полоска (скажем, до 100 мкм при сохранении его ширины) все ещё могут возбуждаться моды полного внутреннего отражения. Такая ситуация может опять существенным образом улучшить тепловые условия. Следует отметить, что ККЛ, использующие моды полного внутреннего отражения (моды шепчущей галереи) в образцах сферической (эллипсоидальной) формы, но достаточно большого размера (с диаметром в 60÷100 мкм), исследовались ранее [12, 13]. Однако дальнейшего развития (скажем, исследования предела уменьшения диаметра таких ККЛ) это направление не получило, видимо, из-за предполагаемой трудности направленного вывода излучения. В то же время существуют различные возможности для эффективного вывода излучения в резонаторах подобной геометрии, а полученные нами результаты доказывают, что лазерное излучение можно получить с использованием образцов весьма малого диаметра.

Что касается тепловых потерь (выделения тепла) в ККЛ, то представление об этом эффекте даёт изучение зависимости интенсивности излучения лазера от длительности импульса тока, схематически представленной на рис. 12. При длительности прямоугольного импульса тока около 1 мкс излучение на заднем фронте импульса спадает почти до нуля, что свидетельствует о нагреве полоска лазера до температуры, когда ток лазера приближается к критическому для нагретого образца.

С другой стороны, нагрев ККЛ приводит к изменению ширины запрещённых зон слоёв структуры ККЛ, что, в свою очередь, изменяет энергетические уровни в системе и показатель преломления возбуждаемых мод структуры. В результате этого частоты мод, генерируемых в лазере,

изменяются. Поэтому при приложении импульса тока часто́ты генерируемых мод в лазере перестраиваются в пределах импульса, что позволяет использовать ККЛ для спектроскопии газов.

В результате проведённых исследований впервые в отечественной практике был создан макетный вариант волоконно-оптического канала на основе ККЛ, работающего на частоте, соответствующей $\lambda = 8$ мкм. В представленной модификации источник (ККЛ) был согласован с халькогенидным волоконным световодом типа XDT-75 на структуре As—Se—Te, имеющим диаметр около 550 мкм, уровень оптических потерь 0,2 дБ/м и числовую апертуру 0,34. Сигнал с выходного торца световода регистрировался КРТ-приёмником с эффективностью порядка 500 В/Вт. При выборе тока лазера, на 20 % превышающем пороговый, мощность передаваемого по такому оптическому каналу сигнала составляет от 50 мкВт и выше.

Реализованный цикл исследований показал достаточную эффективность ККЛ для использования в системах аналитической спектроскопии и передачи информации. Главным преимуществом реализованной конфигурации является «закрытый» (волоконный) вариант согласования лазера с другими элементами схемы, существенно упрощающий оптическую юстировку в сравнении с традиционными методами, применяемыми в среднем ИК диапазоне, и позволяющий осуществить эффективную развязку криогенной части установки (лазер, фотоприёмник) и остальных оптических элементов схемы. Следующим этапом работы должно стать создание на базе полученных данных и технических решений макетной схемы лазерного абсорбционного спектрометра для анализа газовых сред, характеризующихся спектрами поглощения в указанном диапазоне длин волн.

4. ПРИМЕНЕНИЯ КВАНТОВЫХ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ

Здесь мы ограничимся краткими общими замечаниями, отсылая читателей за деталями к оригинальным работам.

Применение ККЛ в спектроскопии (как уже говорилось во введении) основывается на том, что частоты ККЛ лежат в окнах прозрачности атмосферы и в областях колебательно-вращательных переходов молекул. Для лазерной абсорбционной спектроскопии на основе ККЛ используется тот факт, что в пределах импульса лазера частота перестраивается (скажем, из-за разогрева лазера), что позволяет изменять частоту ККЛ в диапазоне, превышающем ширину спектральной линии газа, и получать таким образом сигнал за счёт прямого измерения поглощения или с помощью оптоакустической регистрации. Начато применение таких устройств в системах атмосферного мониторинга (см. [14]) .

Применения в системах связи (телекоммуникации) основаны на возможности высокоскоростной модуляции самих ККЛ, причём времена модуляции определяются только радиотехническими параметрами цепей питания ККЛ и могут быть очень малыми. Так, продемонстрирован канал связи (с длиной 200 м) со скоростью передачи данных 100 Мбит/с (см., например, [15, 16]). По сравнению с микроволновыми системами каналы связи на ККЛ, в принципе, обладают большей пропускной способностью и имеют меньшие размеры антенн. По-видимому, ККЛ будут в будущем широко использоваться в городских условиях как промежуточное звено между оптоволоконными терминалами и радиосвязью «последней мили».

На очереди использование ККЛ в системах тепловидения, где они могут играть роль гетеродинов. В результате могут быть созданы системы наземного тепловидения с повышенным температурным контрастом, что важно для ряда применений, включая военные. На основе таких систем могут быть созданы системы пассивной тепловой диагностики (мониторинга) атмосферы. Возможны также астрофизические (радиоастрономические) применения таких систем. Для всех этих приложений нужны быстродействующие детекторы мультитерагерцового диапазона, работа над которыми идёт, в том числе и в ИФМ РАН.

Для развития применения ККЛ в указанных (и других) направлениях нужны надёжные ККЛ, работающие в непрерывном режиме и (желательно) при комнатной температуре. И хотя демонстрации лазеров с указанными свойствами уже проведены, до широкого коммерческого производства таких каскадных лазеров дело пока не дошло. К сожалению, нам не известны группы в России, которые даже планируют заняться созданием ККЛ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы сделали обзор принципов построения и применений квантовых каскадных лазеров и привели данные первых исследований параметров ККЛ, полученных нами от европейских коллег.

Пользуемся случаем поблагодарить наших европейских коллег Джона Кокборна (John Cockborn) и Карло Сиртори (Carlo Sirtory) за предоставление ККЛ и сотрудничество, а также М. Ф. Чурбанова за предоставление оптического волокна. Работа поддержана в рамках МНТП «Физика микроволн» и Программы ОФН РАН «Проблемы радиофизики», а также РФФИ (грант № 03–02–17318) и INTAS (проект № 0996).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Faist J., Capasso F., Sivco D. L., et. al. // Science. 1994. V. 264. P. 553.
2. Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А. // ФТП. 1971. Т. 5. С. 797.
3. Beck M., Hofstetter D., Aellen T., et. al. // Science. 2002. V. 295. P. 301.
4. Kohler R., Tridicucci A., Beltram F., et. al. // Nature. 2002. V. 417. P. 156.
5. Rochat M., Ajili L., Willenberg H., et. al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 1 381.
6. Williams B. S., Callebaut H., Kumar S., Hu Q. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82, No. 7. P. 1 015.
7. IEEE Journal of Quantum Electronics. 2002. V. 38. No. 6.
8. West L. C., Eglash S. J. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. P. 1 257.
9. Helm M., England P., Colas E., et. al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 74.
10. Tredicucci A., Gmachl C., Wanke M. C., et. al. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77, No. 15. P. 2 286.
11. Алёшкин В. Я., Андронов А. А., Дубинов А. А. // ФТП. 2003. Т. 37, вып. 2. С. 224.
12. Gmachl C., Capasso F., Narimanov E. E., et. al. // Science. 1998. V. 280. P. 1 566.
13. Anders S., Schrenk W., Gornik E., Strasser G. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80, No. 22. P. 4 094.
14. Kosterev A. A., Tittel F. K. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2002. V. 38, No. 6. P. 582.
15. Capasso F., Paiella R., Martini R., et. al. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2002. V. 38, No. 6. P. 511.
16. Faist J., Hofstetter D., Beck M., et. al. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2002. V. 38, No. 6. P. 533.

Институт физики микроструктур РАН,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
22 июня 2003 г.

QUANTUM CASCADE LASERS AND APPLICATIONS: STATE-OF-THE-ART AND PROSPECTS

A. A. Andronov, A. I. Gordin, D. I. Zinchenko, M. Yu. Levichev, A. V. Marugin, Yu. N. Nozdrin, and A. V. Ustinov

We briefly review the literature devoted to development and applications of terahertz and multiterahertz quantum cascade lasers on intraband transitions in quantum wells of semiconductor heterostructures, which appeared in the last 5–7 years. Such lasers developed recently for the frequency band $3{,}5 - 70$ THz find more and more applications in spectroscopy, communication, etc. We describe the first experiments performed at the IPM RAS on studying the parameters of multiterahertz cascade lasers provided by our European colleagues.

УДК 551.510.534

БАЙЕСОВ ПОДХОД К ВОССТАНОВЛЕНИЮ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОЗОНА ПО ДАННЫМ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Я. И. Мольков, Д. Н. Мухин, Е. В. Суворов, А. М. Фейгин

Предложен метод восстановления высотного распределения (профиля) концентрации атмосферного озона по наземным радиометрическим измерениям, основанный на байесовом подходе к решению обратных задач. Метод предполагает построение распределений вероятности для концентрации озона во всём диапазоне зондируемых высот. При этом используются предположения о шуме, входящем в экспериментальные данные, а также некоторая априорная информация о восстанавливаемом профиле. С помощью предложенного метода проведено сравнение результатов восстановления для различных (как использовавшихся ранее, так и впервые предлагаемых в данной работе) способов аппроксимации и регуляризации восстанавливаемого профиля. На модельных примерах продемонстрирована способность метода воспроизводить возмущения профиля озона, возникающие при формировании озоновых дыр.

ВВЕДЕНИЕ

Определению концентрации различных химических составляющих в атмосфере методами дистанционного пассивного зондирования с поверхности Земли посвящено большое количество работ (см., например, [1–4]). Такие методы позволяют вести непрерывный мониторинг состава атмосферы вне зависимости от наличия ярких радиоисточников на небе в труднодоступных для зондов интервалах высот. Кроме того, актуальность этих методов обусловлена тем, что лежащие в их основе эксперименты являются относительно дешёвыми по сравнению с зондовыми (см., например, [5]) и спутниковыми (см., например, [6]) измерениями.

Одна из основных проблем, обусловленных наземным способом измерений, связана с восстановлением высотных распределений (профилей) концентрации химических примесей по данным зондирования. Экспериментальные данные для такого восстановления представляют собой спектры излучения атмосферы в полосах поглощения исследуемых веществ, принимаемые на земле. Следовательно, в исследуемый сигнал вносит вклад излучение, приходящее от всего столба атмосферы. Это означает, что связь искомых профилей с величинами, измеряемыми экспериментально, задаётся интегральными соотношениями, и восстановление вертикального профиля является обратной задачей, в общем случае некорректно поставленной (плохо обусловленной).

В основе наиболее распространённых из существующих методов решения некорректных задач (метод Тихонова [7], метод оптимальной оценки [8] и др.) лежит подход, использующий априорные представления о восстанавливаемом профиле. Этот подход позволяет получить решения, относящиеся к некоторому заданному классу, который определяется характером априорной информации. Достигается это путём регуляризации, которая заключается во введении ряда определённых дополнительных условий, выделяющих нужный класс решений. Жёсткость ограничений, налагаемых этими условиями, регулируется специальным параметром.

Так, в часто используемых вариантах метода Тихонова [7] явным образом используются предположения о гладкости искомого распределения, а именно при решении обратной задачи налагаются условия, ограничивающие величины производных восстанавливаемого распределения по соответствующей координате.

В другом методе, так называемом методе оптимальной оценки [8], ищется решение, наиболее близкое к профилю конкретного вида, при этом используются априорные предположения о высотном распределении вариаций искомой величины.

Величина параметра регуляризации в таких методах определяется из равенства дисперсии шума измерений и среднеквадратичной невязки данных, рассчитанных по восстановленному профилю, с экспериментальными данными.

Подобные способы регуляризации делают обратную задачу хорошо обусловленной, но в то же самое время вносят систематические ошибки восстановления, увеличивающиеся с усилением априорных требований к решению. В результате оценка точности восстановления может быть смещённой, а никак не контролируемая в процессе восстановления величина смещения зависит от параметра регуляризации. Возникает ситуация, при которой неопределённость восстановленного профиля уменьшается с усилением регуляризации, но при этом растёт смещение оценок, в то время как с ослаблением регуляризации систематическая погрешность уменьшается, но ухудшается обусловленность задачи и, как следствие, точность восстановления. Проблема выбора оптимальной регуляризации является, таким образом, неотъемлемой частью описанных подходов; для её решения необходима, как отмечалось выше, физически обоснованная априорная информация о свойствах восстанавливаемых распределений. Очень часто, однако, такая информация у исследователя отсутствует.

Другим важным аспектом перечисленных методов является правильный выбор ценовой функции, оптимизируемой в процессе восстановления. Ниже мы покажем, что такая функция должна находиться на основе предположений о шуме, входящем в данные измерений, а выбор некорректной ценовой функции приводит к систематическим ошибкам.

В данной работе для решения задачи восстановления профилей предлагается использовать байесов подход к решению обратных задач [9], в явном виде учитывающий априорную информацию о зашумлённости данных. В этом подходе так же, как и в других методах, используется модель, включающая в себя, во-первых, интегральный функционал, считающийся точно известным из «первых принципов» и решающий прямую задачу, т. е. позволяющий по определённому высотному распределению искомой величины рассчитать спектр принимаемого излучения. Во-вторых, в модель входит функция аппроксимации высотного распределения, параметризующая задачу; таким образом, восстанавливаемый профиль определяется набором (вектором) параметров этой функции (параметров модели). Кроме того, в модель вводится принципиально новый элемент, включающий решаемую задачу в рамки байесова подхода: предполагается, что неизбежная «случайность» (из-за наличия шумовой компоненты) принимаемого сигнала позволяет применять вероятностный формализм к расчёту параметров модели. Тем самым задача восстановления сводится к поиску вероятностного распределения параметров, которое, в свою очередь, определяет вероятностные распределения для искомой величины, позволяющие для каждой высоты оценить доверительные интервалы восстановления. Регуляризация в рамках такого подхода заключается в том, что решения ищутся на некотором ансамбле с априори заданным распределением вероятности (статистическая регуляризация, см. [10]), а параметры этого распределения (например, дисперсия в случае нормального распределения) определяют «жёсткость» регуляризации. В отличие от стандартных методов восстановления, где указанные параметры рассчитываются из условия невязки, в данном подходе они определяются исключительно на основе априорных предположений о свойствах восстанавливаемого профиля.

Ниже описанный подход рассмотрен применительно к задаче восстановления высотного распределения концентрации атмосферного озона по данным радиометрического (пассивного) зондирования атмосферы в миллиметровом диапазоне длин волн. Экспериментальные данные представляют собой спектры оптической толщины атмосферы, измеренные в линиях вращательных

переходов молекул озона.

Для демонстрации возможностей предлагаемого подхода использовались модельные данные. Сначала на основе некоторого модельного профиля по известному закону рассчитывался спектр оптической толщины озона, после чего к полученной «линии излучения» добавлялся шум. Далее по зашумлённым данным решалась обратная задача восстановления.

Для решения этой задачи использовались модели двух видов. В модели первого вида использовалась кусочно-однородная аппроксимация профиля, аналогичная той, которая применялась многими авторами в рамках метода Тихонова и метода оптимальной оценки. В модели второго вида в качестве аппроксиматора использовалась функция в форме искусственной нейронной сети, представляющая собой суперпозицию определённого числа сильно нелинейных функций. Проведён сравнительный анализ качества восстановления профиля озона с помощью таких моделей, а также исследовано влияние на восстановление различных способов включения в модель априорной информации о профиле.

1. ОПИСАНИЕ БАЙЕСОВА ПОДХОДА В ПРИЛОЖЕНИИ К ЗАДАЧЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОЗОНА

Связь концентрации озона с его оптической толщиной τ задаётся линейным по отношению к профилю концентрации $N(z)$ интегральным соотношением [1]

$$\tau(f) = \int_0^\infty N(z) W(z, f)\, \mathrm{d}z, \tag{1}$$

где $W(z, f)$ — сечение поглощения молекулы озона [11], f — частота, z — высота. Зависимость ядра этого интеграла W от высоты определяется высотными распределениями давления и температуры атмосферы, которые считаются известными. Экспериментальные данные представляют собой значения оптической толщины озона τ_i, соответствующие частотам f_i, лежащим в определённой линии поглощения (излучения) озона. [1]

Пусть шум, неизбежно присутствующий в данных измерений вследствие погрешностей, вносимых измерительной аппаратурой, входит в нашу модель аддитивным образом и задаётся случайной величиной ξ:

$$\tau_i = \int_0^\infty N(z) W(z, f_i)\, \mathrm{d}z + \xi_i. \tag{2}$$

Вид функции совместного распределения вероятности этой случайной величины $P_\xi(\xi_1, \ldots, \xi_n)$ определяется предположениями о шуме, а её параметры (такие, как, например, ковариационная матрица) могут быть определены на основе информации о способах измерений или оценены путём прямого анализа измеренных данных. Таким образом, данная функция считается априори известной.

Задача восстановления профиля озона в статистической постановке заключается в поиске вероятностного распределения для множества всевозможных профилей $N(z)$ при условии того, что в эксперименте получены данные $\boldsymbol{\tau}, \mathbf{f}$. Другими словами, статистический подход предполагает построение функции плотности апостериорной вероятности $P(N(z) \,|\, \boldsymbol{\tau}, \mathbf{f})$. Очевидно, что для этого необходимо придать распределению вероятности математический смысл или, другими словами,

[1] На самом деле сначала из экспериментальных данных определяется радиационная температура, которая затем пересчитывается [3] в оптическую толщину.

произвести параметризацию задачи. Такая параметризация заключается в аппроксимации профиля $N(z)$ конкретным функциональным законом $N(z,\boldsymbol{\mu})$ с вектором параметров $\boldsymbol{\mu}$, определяющим параметры модели. В результате искомое распределение приобретает вид $P(\boldsymbol{\mu}\,|\,\boldsymbol{\tau},\mathbf{f})$, т. е. становится распределением для параметров модели, определяющих различные профили. При построении функции такого распределения, называемой также функционалом правдоподобия модели [9], используется известная теорема Байеса, связывающая априорные и апостериорные условные вероятности случайных величин:

$$P(\boldsymbol{\mu}\,|\,\boldsymbol{\tau},\mathbf{f}) \propto P(\boldsymbol{\tau},\mathbf{f}\,|\,\boldsymbol{\mu})P(\boldsymbol{\mu}). \tag{3}$$

Согласно этой теореме искомый функционал правдоподобия, во-первых, пропорционален функции плотности вероятности $P(\boldsymbol{\tau},\mathbf{f}\,|\,\boldsymbol{\mu})$ того, что модель с данным набором параметров генерирует наблюдаемый спектр. Вид этой функции определяется, как нетрудно понять, предположениями о том, каким образом шум входит в модель, и априорными представлениями о его распределении вероятности:

$$P(\boldsymbol{\tau},\mathbf{f}\,|\,\boldsymbol{\mu}) = P_\xi\big(\boldsymbol{\tau} - \textstyle\int_0^\infty N(z,\boldsymbol{\mu})W(z,\mathbf{f})\,\mathrm{d}z\big)\,. \tag{4}$$

Во-вторых, искомый функционал пропорционален функции плотности априорной вероятности параметров модели $P(\boldsymbol{\mu})$, которая определяет класс интересующих нас решений и включает в себя реально имеющуюся (а не диктуемую используемым способом регуляризации) априорную информацию о восстанавливаемом профиле. Факт отсутствия у исследователя такой информации приводит к равномерному априорному распределению параметров модели, т. е. данная функция является постоянной (не зависящей от параметров) величиной. В этом случае функционал правдоподобия (3) определяется только функцией (4). Существенно, что вследствие некорректности задачи максимальному значению функционала правдоподобия может соответствовать бесконечное число наборов параметров (а следовательно, и профилей $N(z,\boldsymbol{\mu})$). Это в общем случае приводит к неинтегрируемости искомого распределения и, как следствие, к невозможности как поиска наиболее «оптимального» профиля, так и оценок доверительных интервалов восстановления. Таким образом, включение в модель функции априорного распределения параметров во многих случаях играет ключевую роль в корректной регуляризации задачи, а параметры этой функции (такие, например, как дисперсия распределения) определяют «жёсткость» регуляризации. [2] Заметим, однако, что при стремлении дисперсии шума к нулю функция распределения параметров (3) стремится к δ-функции, и единственным решением, реализующимся с вероятностью, отличной от нуля, становиться набор параметров $\boldsymbol{\mu}$, отвечающий точному профилю. Таким образом, решение сходится к точному в статистическом смысле.

В отличие от метода Тихонова, в котором параметры регуляризации жёстко связаны с данными измерений условием невязки, в данном подходе эти параметры определяются априорно исходя из физических представлений об исследуемой системе. Способы регуляризации, рассмотренные в следующем разделе, используют лишь самые общие априорные предположения о возможных решениях в условиях, когда информация о конкретных профилях (например, статистика предшествующих измерений) недоступна.

После отыскания функционала правдоподобия предлагаемый в данной работе метод предусматривает ещё две операции. Первая из них — построение (методом Монте-Карло) статистического ансамбля параметров модели, вероятностное распределение которого соответствует найден-

[2] Отметим, что, кроме вышесказанного, регуляризация может быть результатом выбора аппроксимирующей функции $N(z,\boldsymbol{\mu})$ с определёнными свойствами (см., например, случай с искусственной нейронной сетью, обсуждаемый в следующем разделе).

ному функционалу правдоподобия. В процессе второй операции по соответствующему статистическому ансамблю профилей вычисляются доверительные интервалы восстановления с выбранным значением вероятности.

2. ВИДЫ МОДЕЛЕЙ

В данной работе используются два вида моделей, различающиеся способами аппроксимации высотного распределения концентрации озона.

2.1. Кусочно-однородная модель

В рамках такой модели вся атмосфера разбивается на слои определённой толщины, а распределение концентрации в каждом слое считается однородным. При таком способе аппроксимации профиля выражение (2) записывается следующим образом:

$$\tau_i = \sum_{j=1}^{n} N_j W_j(f_i) + \xi_i,$$

или в матрично-векторной форме:

$$\boldsymbol{\tau} = \mathbf{WN} + \boldsymbol{\xi}, \tag{5}$$

где

$$W_j(f_i) = \mathbf{W}_{ij} = \int\limits_{z_{j-1}}^{z_j} W(z, f_i)\,\mathrm{d}z. \tag{6}$$

Параметрами модели здесь являются величины N_j, имеющие смысл концентрации озона в соответствующих слоях, n — полное число слоёв.

В соответствии с процедурой, описанной в предыдущем разделе, построим функцию (3) апостериорной плотности вероятности параметров модели. В качестве первого шага необходимо сделать предположения о статистических свойствах шума $\boldsymbol{\xi}$. Пусть шумы ξ_i в различных частотных каналах некоррелированы между собой и нормально распределены с одинаковой дисперсией σ_ξ^2, т. е. функция совместной плотности вероятности шумов имеет вид

$$P(\boldsymbol{\xi}) \propto \prod_i \exp\left(-\frac{\xi_i^2}{2\sigma_\xi^2}\right) = \exp\left(-\frac{\|\boldsymbol{\xi}\|^2}{2\sigma_\xi^2}\right). \tag{7}$$

Отсюда (см. (4)) следует выражение для плотности вероятности наблюдать данные $\boldsymbol{\tau}, \mathbf{f}$ при заданном профиле $\mathbf{N}$:

$$P(\boldsymbol{\tau}, \mathbf{f} \,|\, \mathbf{N}) \propto \exp\left(-\frac{\|\boldsymbol{\tau} - \mathbf{WN}\|^2}{2\sigma_\xi^2}\right). \tag{8}$$

Заметим, что выражение, стоящее в показателе экспоненты в (8), с обратным знаком соответствует ценовой функции, конструируемой при решении задачи оптимизации линейным методом наименьших квадратов [12]. Очевидно, что при достаточно большом числе слоёв n задача оптимизации плохо обусловлена. Это находит отражение в том, что максимуму функции (8) в пространстве параметров модели $\mathbf{N}$ соответствуют линейные гиперповерхности, уходящие на бесконечность. Вследствие этого множество «оптимальных» профилей оказывается «размазанным» в

бесконечных пределах по концентрации озона. Вышесказанное приводит к необходимости регуляризации задачи путём построения априорного распределения параметров модели, задающего определенный класс решений. Рассмотрим два случая такого распределения.

В первом случае априори задаётся распределение разностей концентраций в соседних слоях, или, другими словами, распределение производных профиля $N(z)$ в их дискретном представлении. Считается, что это гауссово распределение с дисперсией σ_N^2, которая является параметром, определяющим степень регуляризации задачи:

$$P(\mathbf{N}) \propto \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_N^2}\sum_{j=1}^{n}(N_j - N_{j-1})^2\right) = \exp\left(-\frac{||\mathbf{CN}||^2}{2\sigma^2_{\Delta N/\Delta z}}\right). \tag{9}$$

Здесь $\mathbf{C}$ — матрица, умножение которой на $\mathbf{N}$ даёт вектор производных профиля по высоте. Априорное распределение такого типа налагает ограничение на первые производные профиля и тем самым определяет класс гладкости решений. Тот факт, что в отвечающем (9) статистическом ансамбле наибольшая плотность вероятности соответствует профилям с нулевыми производными по высоте, не должен вызывать удивления: в рамках излагаемого статистического подхода информация содержится в моментах распределения (9), а не в характеристиках отдельных элементов ансамбля.

Плотность апостериорной вероятности (3) с учётом (9) принимает вид

$$P(\mathbf{N}|\boldsymbol{\tau}, \mathbf{f}) \propto \exp\left(-\frac{\|\boldsymbol{\tau} - \mathbf{WN}\|^2}{2\sigma_\xi^2} - \frac{||\mathbf{CN}||^2}{2\sigma^2_{\Delta N/\Delta z}}\right). \tag{10}$$

Видно, что в показателе экспоненты этой функции стоит выражение, по своей структуре аналогичное функционалу, который оптимизируется в рамках широко применяемого метода Тихонова. Напомним, что целью оптимизации «по Тихонову» является получение решения, удовлетворяющего заданному условию гладкости. Существенное отличие предлагаемого подхода состоит в том, что параметр регуляризации в методе Тихонова однозначно и неконтролируемо определяется из условия наибольшего допустимого среднеквадратичного отклонения экспериментально измеренной линии от линии, рассчитанной по восстановленному профилю (условие невязки). В предлагаемом же подходе этот параметр задаётся априори, его выбор могут определять как существующие представления о свойствах атмосферы в исследуемом регионе, оказывающих непосредственное влияние на гладкость восстанавливаемого высотного распределения (такие, например, как диффузия и скорость конвективного переноса), так и цели конкретного исследования (например, выявление возмущений вертикального распределения озона, обладающих определёнными пространственными масштабами).

Второй предлагаемый нами вид априорного распределения параметров модели обусловлен очевидным физическим предположением о неотрицательности концентрации озона на любой высоте и представляет собой однородное распределение в ограниченной области положительного полупространства параметров модели. В данном распределении отсутствуют какие бы то ни было априорные предположения о свойствах высотного распределения озона, другими словами, используется минимальная априорная информация. Искомое апостериорное распределение принимает вид

$$P(\mathbf{N} \,|\, \boldsymbol{\tau}, \mathbf{f}) \propto \exp\left(-\frac{\|\boldsymbol{\tau} - \mathbf{WN}\|^2}{2\sigma_\xi^2}\right) \Pi(0 < N_j < N_{\max}). \tag{11}$$

Функция П равна единице, если условие, стоящее в её аргументе, выполняется, и равна нулю в противном случае. Величина $N_{\max}$ соответствует априори заданному ограничению на величину

концентрации. Единственным параметром регуляризации при таком способе является количество атмосферных слоёв n, используемых для восстановления (количество параметров модели). Следует отметить, что такая регуляризация применялась и в рамках метода Тихонова [13].

2.2. Модель на основе искусственной нейронной сети

В этой предлагаемой нами модели для аппроксимации профиля используется функция в виде простейшей искусственной нейронной сети, представляющей собой суперпозицию определённого числа сильно нелинейных функций («сигмоид») и являющейся «универсальным аппроксиматором» [14]:

$$N(z,\boldsymbol{\mu}) = \sum_{i=1}^{m} \alpha_i \,\mathrm{th}(\omega_i z + \gamma_i). \tag{12}$$

Коэффициенты нейронной сети α_i, ω_i и γ_i определяют вектор параметров модели: $\boldsymbol{\mu} = \{\boldsymbol{\alpha}, \boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\gamma}\}$. Функция плотности апостериорной вероятности (3) имеет при этом следующий вид:

$$P(\boldsymbol{\mu} \,|\, \boldsymbol{\tau}, \mathbf{f}) \propto \exp\left(-\frac{\|\boldsymbol{\tau} - \int N(z,\boldsymbol{\mu}) W(z,\mathbf{f})\,\mathrm{d}z\|^2}{2\sigma_\xi^2}\right) \exp\left(-\frac{\|\boldsymbol{\omega}\|^2}{2\sigma_\omega^2} - \frac{\|\boldsymbol{\gamma}\|^2}{2\sigma_\gamma^2}\right). \tag{13}$$

Здесь мы использовали гауссово априорное распределение

$$P(\boldsymbol{\mu}) \propto \exp\left(-\frac{\|\boldsymbol{\omega}\|^2}{2\sigma_\omega^2} - \frac{\|\boldsymbol{\gamma}\|^2}{2\sigma_\gamma^2}\right)$$

для параметров $\boldsymbol{\omega}$ и $\boldsymbol{\gamma}$. Априорное распределение параметров $\boldsymbol{\omega}$ ограничивает вариации первой производной профиля $N(z)$, определяя, таким образом, степень гладкости профиля. Дисперсия этого распределения определяется на основе априорных предположений о масштабах возмущений профиля (см. раздел 1). В распределении параметров $\boldsymbol{\gamma}$ содержится априорная информация о высотной локализации профиля, тем самым оно задаёт область определения функции (12). Соответствующую дисперсию определяет диапазон высот восстановления. Предполагается, что эти параметры могут быть оценены независимо от эксперимента на основе априорных данных о свойствах атмосферы и возможностях используемого измерительного прибора. Необходимость введения таких априорных распределений вызвана ещё и тем обстоятельством, что входящая в (13) функция $\exp[-\|\boldsymbol{\tau} - \int N(z,\boldsymbol{\mu}) W(z,\mathbf{f}\,\mathrm{d}z\|^2/(2\sigma_\xi^2)]$ является неинтегрируемой по параметрам $\boldsymbol{\omega}$ и $\boldsymbol{\gamma}$ вследствие наличия у нейронной сети (12) постоянных ненулевых асимптот в области больших по модулю значений этих параметров. Отсутствие априорной информации об этих параметрах привело бы к неинтегрируемости искомого распределения (13) и, как следствие, к невозможности его статистического анализа. В отношении параметров $\boldsymbol{\alpha}$ такие проблемы не возникают: плотность апостериорной вероятности, отвечающая модели (12), интегрируема по данным параметрам. По этой причине никакие дополнительные ограничения на эти параметры не налагались, т. е. их априорное распределение было принято однородным и не включено в выражение (13).

Другим параметром регуляризации в данной модели является число нейронов m, определяющее количество участков монотонности решения. Таким образом, модель (12) позволяет отделить параметры регуляризации, отвечающие за число участков монотонности профиля, от параметров, определяющих степень его гладкости. Тем самым достигается более полное и оптимальное использование априорной информации о профиле распределения озона. В следующем разделе будет показано, что такая модель позволяет лучше, чем кусочно-однородная, восстанавливать локальные возмущения профиля.

3. ДЕМОНСТРАЦИЯ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПОДХОДА НА МОДЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для демонстрации возможностей изложенного подхода был смоделирован спектр оптической толщины атмосферного озона в полосе частот, соответствующих линии излучения озона 142 ГГц. Процедура моделирования предполагала весьма скромные по современным представлениям чувствительность озонометра и полосу анализа спектра и заключалась в следующем. Сначала конструировалось модельное распределение концентрации озона по высоте. Затем по этому профилю в соответствии с соотношением (1) рассчитывался спектр оптической толщины озона. Далее к полученному спектру прибавлялся белый гауссов шум, после чего зашумлённая линия использовалась для восстановления профиля концентрации озона. Среднеквадратичный разброс шумовой добавки выбирался равным 10^{-3} Нп, что соответствует типичным условиям наблюдения при усреднении по $10 \div 15$ отсчётам и составляет примерно 50 % от уровня сигнала в спектральных каналах, отстоящих на $110 \div 130$ МГц от центра линии.

На рис. 1*а* в качестве примера приведён один из модельных профилей озона, включающий как участки плавной зависимости концентрации озона от высоты, так и резкий «провал» на высотах примерно от 15 до 30 км. Такое распределение озона по высоте позволяет, во-первых, исследовать возможности предложенного подхода. Во-вторых, данное распределение моделирует реальную ситуацию, которая возникает в процессе формирования озоновой дыры в зимне-весенней полярной стратосфере [15]. Затем по такому профилю рассчитывался спектр оптической толщины озона. Рассчитанная в соответствии с (1) и зашумлённая линии показаны на рис. 1*б*.

Для восстановления использовались функционалы правдоподобия моделей, описанных в предыдущем разделе (выражения (10), (11), (13)). В соответствии с методом Монте-Карло генерировались статистические ансамбли параметров моделей, вероятностные распределения которых задавались данными функционалами. Для получения ансамбля величин, распределённых в соответствии с заданной многомерной нелинейной функцией, нами использовалась техника, подробно описанная в [16, 17]. Время счёта для получения одного ансамбля из 10^4 элементов составляло около 20 минут на ПК с тактовой частотой процессора 2,5 ГГц. Далее по полученным ансамблям параметров рассчитывались ансамбли вертикальных профилей концентрации озона, что позволяло вычислить вероятностные распределения концентрации озона на каждой высоте, по которым, в свою очередь, рассчитывались доверительные интервалы для концентрации, определяющие точность восстановления.

На рис. 2 показаны результаты восстановления распределения концентрации озона с использованием кусочно-однородной модели (5) с априорным распределением параметров (9) для трёх различных значений параметра регуляризации $\sigma_{\Delta N/\Delta z}$, задающего априорный среднеквадратичный разброс первой производной профиля $\mathbf{N}$. Видно, что при $\sigma_{\Delta N/\Delta z} = 5$ (рис. 2*а*) происходит черезмерное «сглаживание» профиля вследствие слишком сильной регуляризации. В этом случае обусловленность задачи лучше, чем при $\sigma_{\Delta N/\Delta z} = 10$ и $\sigma_{\Delta N/\Delta z} = 20$ (ширина доверительных интервалов самая узкая), но в то же самое время при $\sigma_{\Delta N/\Delta z} = 5$ наблюдается наиболее сильное смещение оценок: «настоящий» профиль на некоторых высотах лежит вне даже 95 % доверительного интервала. В случае слишком слабой регуляризации, при $\sigma_{\Delta N/\Delta z} = 20$ (рис. 2*в*), напротив, из-за повышения «степени некорректности» задачи получаются широкие доверительные интервалы, делающие точность восстановления неприемлемой. Значение $\sigma_{\Delta N/\Delta z} = 10$ (рис. 2*б*) соответствует «оптимальной» (в данном случае) регуляризации. Таким образом, байесов подход к восстановлению вертикального профиля озона с помощью кусочно-однородной модели продемонстрировал высокую чувствительность к параметрам, задающим класс решения. По этой причине задача выбора оптимальных значений таких параметров в условиях ограниченной априорной информации о профиле концентрации представляется затруднительной.

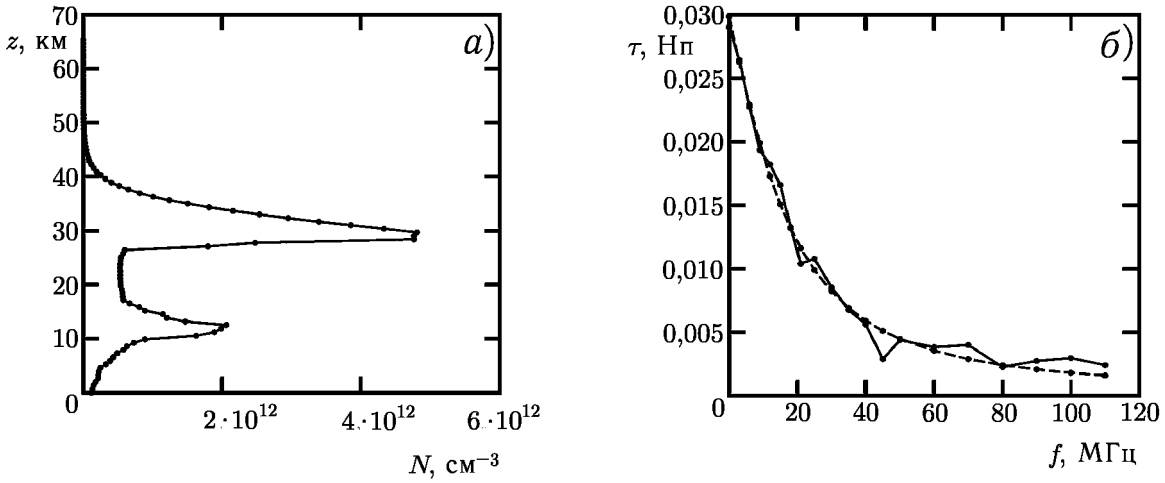


Рис. 1. Модельная зависимость концентрации озона от высоты (*а*) и спектр оптической толщины озона (*б*), рассчитанный по модельному профилю с помощью (1). Пунктирная линия — не зашумлённый спектр, сплошная линия — спектр, содержащий шум с $\sigma = 10^{-3}$ Нп

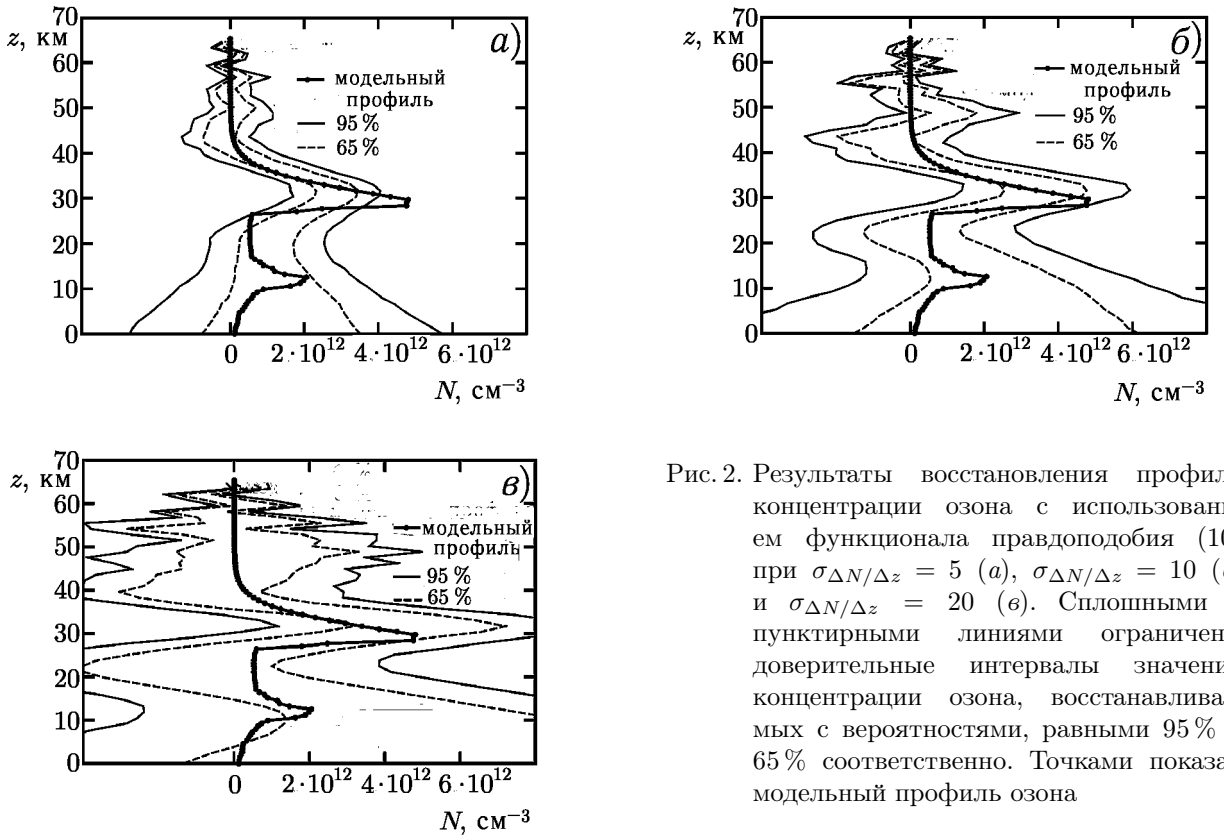


Рис. 2. Результаты восстановления профиля концентрации озона с использованием функционала правдоподобия (10) при $\sigma_{\Delta N/\Delta z} = 5$ (*а*), $\sigma_{\Delta N/\Delta z} = 10$ (*б*) и $\sigma_{\Delta N/\Delta z} = 20$ (*в*). Сплошными и пунктирными линиями ограничены доверительные интервалы значений концентрации озона, восстанавливаемых с вероятностями, равными 95 % и 65 % соответственно. Точками показан модельный профиль озона

Рис. 3 демонстрирует результат восстановления профиля озона в рамках той же модели (5), но с другим типом регуляризации, не допускающим отрицательных значений концентрации. Функционал правдоподобия при таком способе восстановления описывается выражением (11). На рис. 3*а* и *б* показаны результаты восстановления для моделей, включающих 20 и 50 атмосфер-

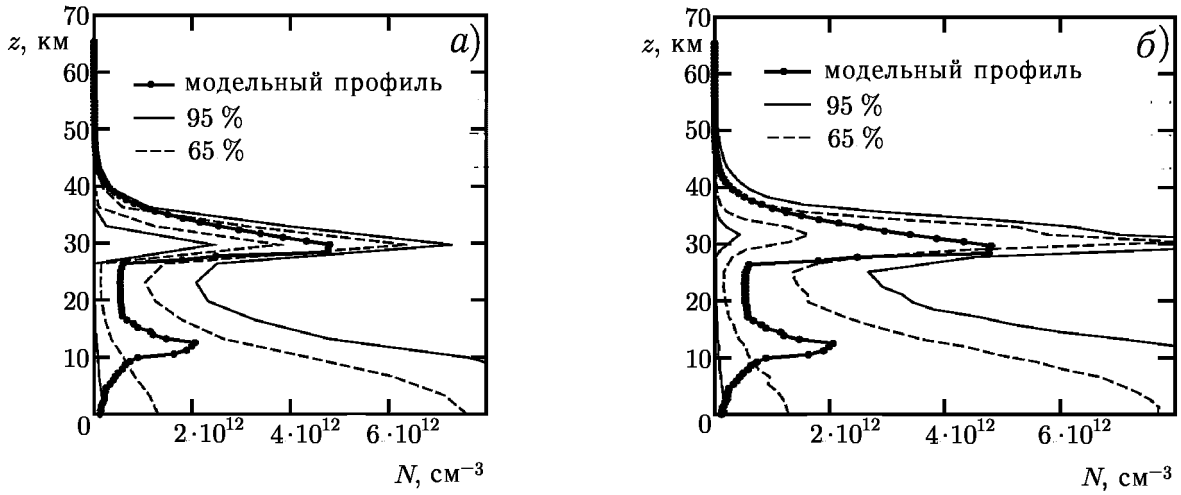


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но с использованием функционала правдоподобия (11) при $n = 20$ (*а*) и $n = 50$ (*б*)

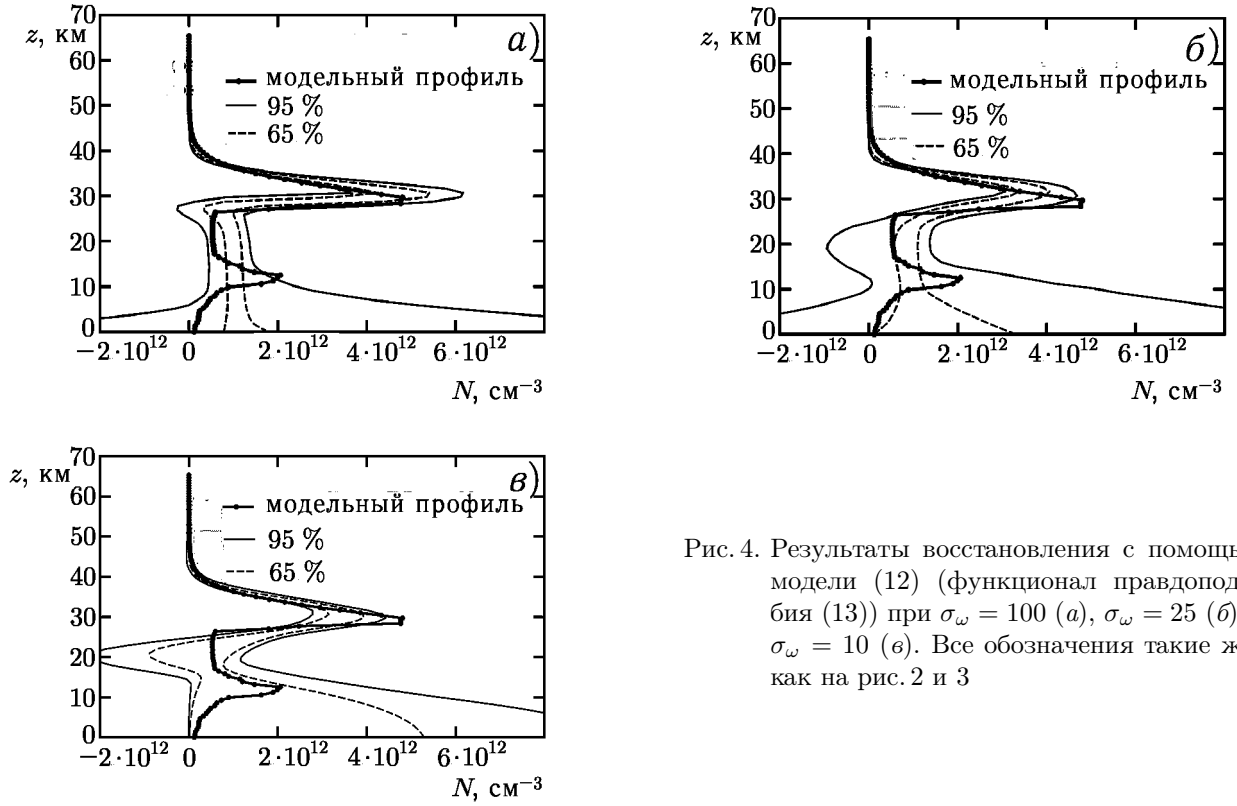


Рис. 4. Результаты восстановления с помощью модели (12) (функционал правдоподобия (13)) при $\sigma_\omega = 100$ (*а*), $\sigma_\omega = 25$ (*б*) и $\sigma_\omega = 10$ (*в*). Все обозначения такие же, как на рис. 2 и 3

ных слоёв соответственно. Видно, что увеличение количества слоёв n приводит к ухудшению точности восстановления, что является следствием «ослабления» регуляризации. Тем не менее даже такая минимальная регуляризация позволяет восстановить локальные возмущения профиля, хотя и с низкой точностью.

На рис. 4 показаны результаты восстановления с помощью модели на основе искусственной нейронной сети (12) с функционалом правдоподобия (13). Количество нейронов m было выбрано равным пяти, что соответствует пяти допускаемым участкам монотонности у восстанавливаемых профилей. Была исследована зависимость восстановления от среднеквадратичного разброса σ_ω априорного распределения параметров $\boldsymbol{\omega}$, определяющих степень гладкости профиля. С увеличением этого параметра от 10 (рис. 4*в*) до 100 (рис. 4*а*) требования к гладкости решения становятся менее жёсткими, и при $\sigma_\omega = 100$ с хорошей точностью воспроизводится резкое изменение концентрации на высотах $27 \div 30$ км. Однако на «изрезанность» профиля данный параметр не влияет, поскольку последняя регулируется только количеством нейронов m (соответствующая регуляризация, как уже отмечалось, учтена в самой модели). Таким образом, априорное распределение параметров в данной модели ограничивает лишь величину локальных возмущений профиля, в отличие, например, от кусочно-однородной модели, где регуляризация определяла «изрезанность» решения во всём диапазоне восстанавливаемых высот. Такое, с нашей точки зрения, более оптимальное использование априорной информации, позволяет, как видно из рис. 4, с лучшей, чем в случае кусочно-однородной модели, точностью воспроизводить локальные возмущения профиля концентрации озона.

4. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В данной работе предложен метод восстановления вертикальных профилей концентраций химических составляющих атмосферы по данным пассивных радиометрических измерений. В основе метода лежит байесов подход к решению некорректных обратных задач. Метод позволяет, опираясь на информацию о шуме, неизбежно присутствующем в данных измерений, и используя известные априори свойства профиля, построить распределения вероятности для искомой величины во всём интервале зондируемых высот.

Возможности метода продемонстрированы применительно к задаче восстановления вертикального профиля концентрации атмосферного озона по модельному спектру оптической толщины в одной из линий излучения озона. В процессе восстановления использовались модели, основанные на двух различных аппроксимациях профиля — кусочно-однородной аппроксимации и аппроксимации функцией в виде искусственной нейронной сети.

Для модели, использующей кусочно-однородную аппроксимацию, в рамках байесова подхода рассмотрены два способа учёта априорной информации о профиле (регуляризации задачи). Первый способ позволяет получить решения с заданным классом гладкости. Показано, что при таком способе регуляризации результаты восстановления обладают высокой чувствительностью к величине параметра регуляризации: при ослаблении требований к гладкости решения (т. е. допущении более изрезанных профилей) растёт неопределённость восстановления, в противном случае увеличивается систематическое смещение оценок. Второй, предложенный авторами способ восстановления, использующий очевидные физические предположения о неотрицательности концентрации, является более грубым по отношению к величине параметров регуляризации, но обеспечивает меньшую точность восстановления. По-видимому, сочетание этого способа регуляризации с первым оказалось бы более эффективным. Другая модель, предложенная в данной работе, предполагает аппроксимацию профиля функцией в виде нейронной сети. Восстановление профиля с помощью такой модели обеспечивает более полное, чем в случае кусочно-однородной модели, использование априорной информации о профиле, а именно даёт возможность отделить параметры регуляризации, определяющие число участков монотонности решения от параметров, отвечающих за гладкость профиля. Тем самым достигается лучшая, чем при использовании кусочно-однородной модели, точность восстановления локальных возмущений профиля.

Авторы благодарны И. В. Кузнецову, В. Г. Рыскину, А. А. Швецову за плодотворные дискуссии и К. П. Гайковичу за полезное обсуждение.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 02–02–16540 и 03–05–64311) и Программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Физика атмосферы: электрические процессы, радиофизические методы исследований» (проекты 2.2 и 2.3)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ерухимова Т. Л., Суворов Е. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44, № 1–2. С. 140.
2. Гайкович К. П., Кропоткина Е. П., Соломонов С. В. // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1999. Т. 35, № 1. С. 86.
3. Моченёва О. С., Ерухимова Т. Л., Суворов Е. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1995. Т. 38, № 8. С. 751.
4. Randegger A. K. // Pure Appl. Geophys. 1980. V. 118. P. 1 052.
5. Hofmann D. J., Oltmans S. J., Harris J. M., et al. // J. Geophys. Res. D. 1997. V. 102, No. 7. P. 8 931.
6. Waters J. W. // Microsc. Opt. Tech. Lett. 1991. V. 4. P. 2.
7. Тихонов А. Н. // Докл. АН СССР. 1963. Т. 151. С. 501.
8. Rodgers C. D. // J. Geophys. Res. D. 1990. V. 95, No. 5. P. 5 587.
9. Tamminen J., Kyrola E. // J. Geophys. Res. D. 2001. V. 106, No. 13. P. 14 377.
10. Козлов В. П., Турчин В. Ф., Малкевич М. С. // УФН. 1970. Т. 102, вып. 3. С. 345.
11. Таунс Ч., Шавлов А. Радиоспектроскопия. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. 756 с.
12. Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P. Numerical Recipes. Cambridge University Press, 1989. P. 499.
13. Gaikovich K. P. // Digest of IGARSS'94, Pasadena, USA, August 8–12, 1994. V. 4. P. 1 901.
14. Hornik K., Stinchcombe M., White H. // Neural Networks. 1989. V. 2. P. 359.
15. Nardi B., Bellon W., Oolman L. D., Deshler T. // Geophys. Res. Lett. 1999. V. 26, No. 6. P. 723.
16. Gilks W. R., Wild P. // Appl. Statistics. 1992. V. 41, No. 2. P. 337.
17. Hasting W. K. // Biometrica. 1970. V. 57. P. 97.

Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
3 июня 2003 г.

BAYESIAN APPROACH TO RETRIEVAL OF VERTICAL OZONE PROFILE FROM THE RADIOMETRY MEASUREMENTS DATA

Ya. I. Molkov, D. N. Mukhin, E. V. Suvorov, A. M. Feigin

The new technique for retrieval of vertical concentration profile of atmospheric ozone from ground-based radiometry data is proposed. The technique is based on the Bayesian approach to a solution of inverse problems and includes as the milestone determination of probability distribution of ozone concentration in the probed altitude region. To find this additional assumptions about measurement noise as well as some a priori information on the retrieved profile are used. The technique is used for comparison of retrieval results obtained with the different (both well known, and newly suggested) ways of approximation and regularization of retrieved profiles. Principal ability to indicate by the method of the ozone profile modifications resulting from the ozone hole formation is demonstrated by means of model examples.

УДК 551.510

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОЗОНА В СТРАТОСФЕРЕ И МЕЗОСФЕРЕ НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

С. В. Соломонов, Е. П. Кропоткина, С. Б. Розанов

Представлены результаты наблюдений стратосферного и мезосферного озона на миллиметровых волнах. Показано, что методы дистанционного зондирования на миллиметровых волнах важны для изучения физических и химических процессов, играющих существенную роль в истощении озонного слоя. Примеры полученных с помощью спектрорадиометра ФИАН результатов наблюдений озона на частоте 142,2 ГГц иллюстрируют высокую эффективность радиофизических методов для исследований озоносферы.

ВВЕДЕНИЕ

Радиофизические методы дистанционного зондирования земной атмосферы, основанные на измерении собственного теплового радиоизлучения атмосферных газов на миллиметровых и субмиллиметровых волнах, открыли новые возможности в изучении атмосферы и её озонного слоя [1–3]. Ещё в 50-х и начале 60-х годов в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН) были выполнены пионерские работы по радиоастрономии и аэрономии в миллиметровом диапазоне длин волн [1]. Важный вклад в это направление внесли также исследования в ведущих отечественных организациях — НИРФИ, ИПФ РАН, ИРЭ РАН, МГТУ и др. [1, 2]. В НИРФИ, а затем в ИПФ РАН впервые в нашей стране были выполнены исследования оптических толщин атмосферы на частотах спектральных линий озона и других малых газовых составляющих в указанных областях спектра [1, 2]. В ФИАН были выполнены первые исследования субмиллиметрового излучения атмосферы Земли с аэростатов и спутников [1], заложены основы мониторинга озонного слоя в миллиметровом диапазоне длин волн над Москвой и проводятся регулярные наблюдения вертикального распределения озона с поверхности Земли в двухмиллиметровом окне прозрачности атмосферы [4]. В данной работе рассмотрен ряд актуальных задач радиофизических исследований озоносферы и приведены примеры, иллюстрирующие важность и результативность таких исследований.

1. ЗАДАЧИ РАДИОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ОЗОНОСФЕРЫ

Цель радиофизических исследований озонного слоя заключается в том, чтобы дать ответы на вопросы об изменениях в озоносфере и их причинах. Важными задачами радиофизических исследований озоносферы на миллиметровых волнах с поверхности Земли являются изучение изменений вертикального распределения озона с различными временны́ми масштабами под влиянием таких факторов естественного происхождения, как циркуляция, излучение, химические и тепловые процессы в атмосфере, а также взаимодействие атмосферы Земли с космосом. Влияние атмосферной динамики на озон является одной из важнейших проблем озоносферы. Сильная изменчивость атмосферы усложняет решение этой проблемы. Актуальной задачей является изучение влияния на озоносферу техногенных факторов. Особенно важно знать закономерности изменений в озонном слое над такими густонаселёнными областями, как Московский и другие

регионы средних широт, т. е. там, где возможное истощение защитного озонного слоя может привести к серьёзным последствиям для здоровья большого количества людей. В задачи радиофизических исследований входит оценка изменений в озоносфере, выявление связи этих изменений с другими параметрами атмосферы, исследование закономерностей наблюдаемых изменений атмосферного озона, изучение условий распространения субмиллиметровых и миллиметровых волн в изменяющейся земной атмосфере. Поскольку воздействия естественных и техногенных факторов на озоносферу могут на разных высотах протекать по-разному и иметь различные характерные времена (известны, например, суточные, сезонные, межгодовые изменения в атмосфере, влияние 11-летнего гелиоцикла), то и для изучения ожидаемых откликов озоносферы на эти процессы необходимо исследовать вариации содержания озона в широком диапазоне характерных времён и высот (от нижней стратосферы до мезосферы), что как раз и обеспечивают методы дистанционного зондирования на миллиметровых волнах с поверхности Земли.

Новые данные о вертикальном распределении озона важны для создания современной модели озоносферы, учитывающей влияние на атмосферный озон указанных выше факторов естественного и антропогенного происхождения. Известная справочная модель озоносферы COSPAR [5] построена по спутниковым данным, полученным в конце 70-х—начале 80-х годов, когда ещё не были известны аномальные явления в озоносфере. Сопоставление новых данных с этой моделью может послужить оценкой изменений в озоносфере за период, прошедший после этих спутниковых измерений.

Важной практической задачей являются синхронные подспутниковые наблюдения озонного слоя для проверки (валидации) результатов наблюдений из космоса.

Для решения этих задач в ФИАН созданы спектральная приёмная аппаратура с высокой чувствительностью и высокоэффективная методика наблюдений и обработки информации [4, 6, 7], что обеспечивает надёжные результаты наблюдений и однородные по качеству ряды экспериментальных данных в течение многолетнего периода мониторинга озоносферы.

2. АППАРАТУРА И МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Спектрорадиометр ФИАН для дистанционного зондирования атмосферного озона состоит из трёх основных частей: малошумящего супергетеродинного приёмника с амплитудной модуляцией сигнала, двух анализаторов спектра и персонального компьютера с интерфейсными модулями и программным обеспечением [6]. Анализаторы спектра созданы в ИПФ РАН при участии ФИАН. В первом смесителе спектрорадиометра используется планарный диод с барьером Шоттки типа AA138B-3, разработанный в НИИПП (г. Томск). Отличительными чертами используемого смесителя [8] являются низкая шумовая температура и малые потери преобразования, простота и надёжность конструкции, подтверждённая многолетним опытом его эксплуатации в составе спектрорадиометра, возможность глубокого охлаждения (по крайней мере, до азотных температур), низкий требуемый уровень мощности гетеродина. Спектрорадиометр установлен в лабораторном помещении перед радиопрозрачным окном. Квазиоптический антенный блок приёмника обеспечивает приём сигнала от озоносферы под оптимальным зенитным углом наблюдения, который зависит от метеоусловий и обычно составляет $60 \div 70^\circ$. Ширина осесимметричных гауссовых диаграмм направленности входных каналов приёмника составляет около $1{,}5^\circ$ по уровню -3 дБ при диаметре входных линз 120 мм. Конструктивные особенности спектрорадиометра и разработанная методика калибровки и наблюдений, подробно изложенные в [6], позволили практически полностью исключить искажение спектров озона из-за стоячих волн в высокочастотных трактах. С учётом потерь в антенном блоке однополосная шумовая температура спектрорадиометра составляет около 700 К при охлаждении входных каскадов и примерно 1 500 К без их охлаждения.

В спектрорадиометре имеется широкополосный канал, с помощью которого измеряется полная мощность сигнала, соответствующая фоновому излучению тропосферы, данные о котором используются для определения ослабления спектральной линии озона в тропосфере. В компьютере происходит накопление сигналов и запись полученного спектра на жёстком и гибком дисках для последующей обработки.

Результаты спектральных измерений пересчитываются с учётом измеренного ослабления в тропосфере и используются для восстановления вертикального распределения озона по методике [7]. Диапазон зондируемых высот составляет от 15 до 75 км, а при ночных наблюдениях мезосферного озона — примерно до 95 км [4, 7, 9]. Используемые при восстановлении вертикального распределения озона данные о температуре в нижней и средней стратосфере были взяты из результатов спутникового зондирования и радиозондирования над Москвой, а в более высоких слоях экстраполировались к средним климатическим значениям. При наблюдениях ночного мезосферного озона на миллиметровых волнах данные о температуре воздуха на высотах мезопаузы в слое примерно от 80 до 90 км были получены из синхронных измерений ближнего ИК излучения гидроксила из той же области неба [9], выполнявшихся на Звенигородской станции ИФА РАН. Погрешность восстановленного профиля содержания озона не хуже $5 \div 7\,\%$ для высот $20 \div 50$ км и не превышает $20 \div 30\,\%$ в слоях $50 \div 75$ км и $15 \div 20$ км, а для ночного мезосферного озона не превышает $30\,\%$ на высотах от 80 до 95 км. В области высот $75 \div 80$ км, где расположен относительный минимум содержания озона, погрешность может достигать $50\,\%$. Спектрорадиометр ФИАН был включён в состав глобальной озонометрической сети по международным программам DYANA (1990 г.), CRISTA/MAHRSI (1994 и 1997 гг.), SOLVE 2000 (1999–2000 гг.). Результаты дистанционного зондирования озонного слоя над Москвой хорошо согласуются с озонозондовыми и спутниковыми данными [4].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Регулярные наблюдения атмосферного озона над Московским регионом в миллиметровом диапазоне длин волн проводятся в ФИАН изложенными выше методами с 1987 г. Построено высотно-временно́е распределение содержания озона. Зарегистрирована изменчивость содержания озона различного временно́го масштаба. Прежде всего отметим сезонные изменения распределения стратосферного озона. Например, на высоте 35 км усреднённое содержание озона имеет минимум отношения смеси в декабре и максимум — в тёплое полугодие. Причиной, вызывающей годовой ход содержания озона, является сезонная изменчивость атмосферных процессов (динамика и фотохимия), влияющих на озон [10]. Анализ показал, что наблюдавшиеся сезонные изменения содержания озона качественно соответствуют данным справочной модели озоносферы [5]. Вместе с тем было обнаружено заметное систематическое отклонение результатов измерений на миллиметровых волнах от этой модели, наиболее существенное в холодные полугодия. В отдельные периоды содержание озона на высотах от 25 до 45 км уменьшалось на $30 \div 45\,\%$ по сравнению со справочной моделью. Такие аномальные явления, как правило, совпадали по времени с некоторым уменьшением (обычно на $10 \div 15\,\%$) общего содержания озона, измеренного над Московским регионом оптическими методами в Центральной аэрологической обсерватории. Помимо годового хода содержания озона, на миллиметровых волнах зарегистрированы также более быстрые изменения, образующие «шум» озоносферы с характерными временами вариаций от нескольких дней до нескольких недель. Обнаруженной при этом закономерностью явилось увеличение размаха таких колебаний содержания озона при переходе от лета к зиме. Например, на высоте 35 км летом такие отклонения содержания озона от средних значений составляют $\pm(15 \div 20)\,\%$, а зимой вариации возрастают примерно до $\pm 40\,\%$. Для выяснения причин таких

изменений вертикального распределения озона были проанализированы данные аэрологического зондирования в отечественных и зарубежных обсерваториях и спутниковые данные (карты потенциальной завихренности, данные о высотах геопотенциальной поверхности на разных уровнях давлений в стратосфере и другие параметры стратосферы). Анализ показал, что обнаруженные изменения распределения озона вызваны динамикой атмосферы, переносом воздушных масс с различным содержанием озона. Обнаружена связь между содержанием озона на высотах 15÷45 км с динамическими характеристиками атмосферы. Например, коэффициенты корреляции между содержанием озона на указанных высотах и потенциальной завихренностью на изэнтропической поверхности на высоте около 30 км достигали 0,9 (по абсолютной величине) в холодное полугодие, что указывает на сильное влияние динамики атмосферы на стратосферный озон на высотах меньше 45 км. Активизация динамических процессов, развитие планетарных волн как раз и приводит к отмеченному выше увеличению переменности содержания озона в этот период года. Известно, что именно в холодное полугодие в стратосфере и мезосфере возникает и развивается полярный стратосферный вихрь, в изолированной центральной области которого происходит разрушение озона [10]. Была установлена связь содержания стратосферного озона с перемещениями полярного стратосферного вихря. Представленный на рис. 1 пример иллюстрирует деформацию вертикального профиля содержания озона под влиянием процессов в полярном стратосферном вихре при его приближении к Москве. 30 ноября 1999 года стратосфера над Москвой оказалась внутри вихря и характеризовалась высокими значениями потенциальной завихренности и пониженным содержанием озона. Мониторинг озоносферы в миллиметровом диапазоне длин волн позволил изучить эволюцию вертикального распределения озона под влиянием атмосферных процессов в течение каждого года наблюдений, а также исследовать межгодовые особенности высотно-временного распределения озона. Оказалось, что это распределение от года к году испытывает значительные изменения, которые, в свою очередь, обусловлены межгодовой изменчивостью динамических процессов в атмосфере. Было обнаружено, в частности, что наиболее продолжительное и значительное уменьшение озона, особенно на высотах 25÷45 км (на 40÷45 % по сравнению со справочной моделью), произошло в холодные периоды 1995–1996 гг. и 1999–2000 гг. Зимой 1999–2000 гг. такое пониженное содержание озона сохранялось с непродолжительными перерывами в течение почти 3-х месяцев — с середины ноября 1999 г. до середины февраля 2000 г. Вместе с тем оказалось, что в указанные годы формировался очень глубокий и устойчивый полярный вихрь.

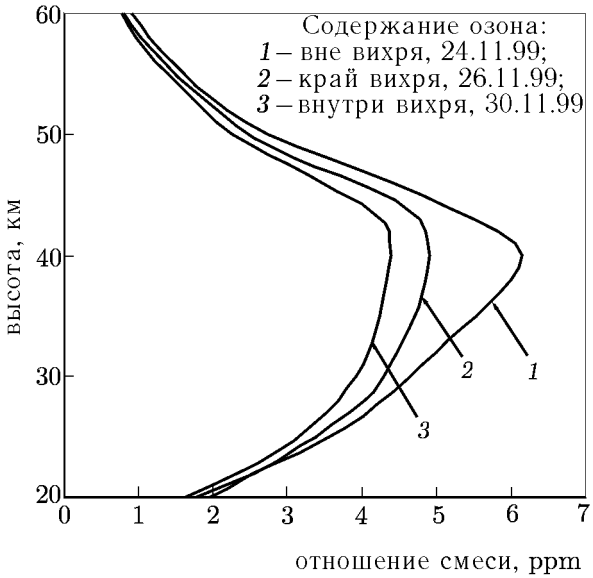


Рис. 1. Влияние полярного стратосферного вихря на вертикальное распределение озона над Москвой по наблюдениям на миллиметровых волнах 24, 26 и 30 ноября 1999 года. Содержание озона дано в единицах отношения смеси ppm, или в 10^{-6}

Зарегистрирован суточный ход распределения мезосферного озона, характеризуемый значительным увеличением содержания озона ночью, что соответствует выводам фотохимической теории. Вместе с тем зарегистрирована переменность содержания ночного озона в интервале высот 65÷75 км с периодами 2 и 4 часа. Это явление может быть связано с внутренними гравитационными волнами.

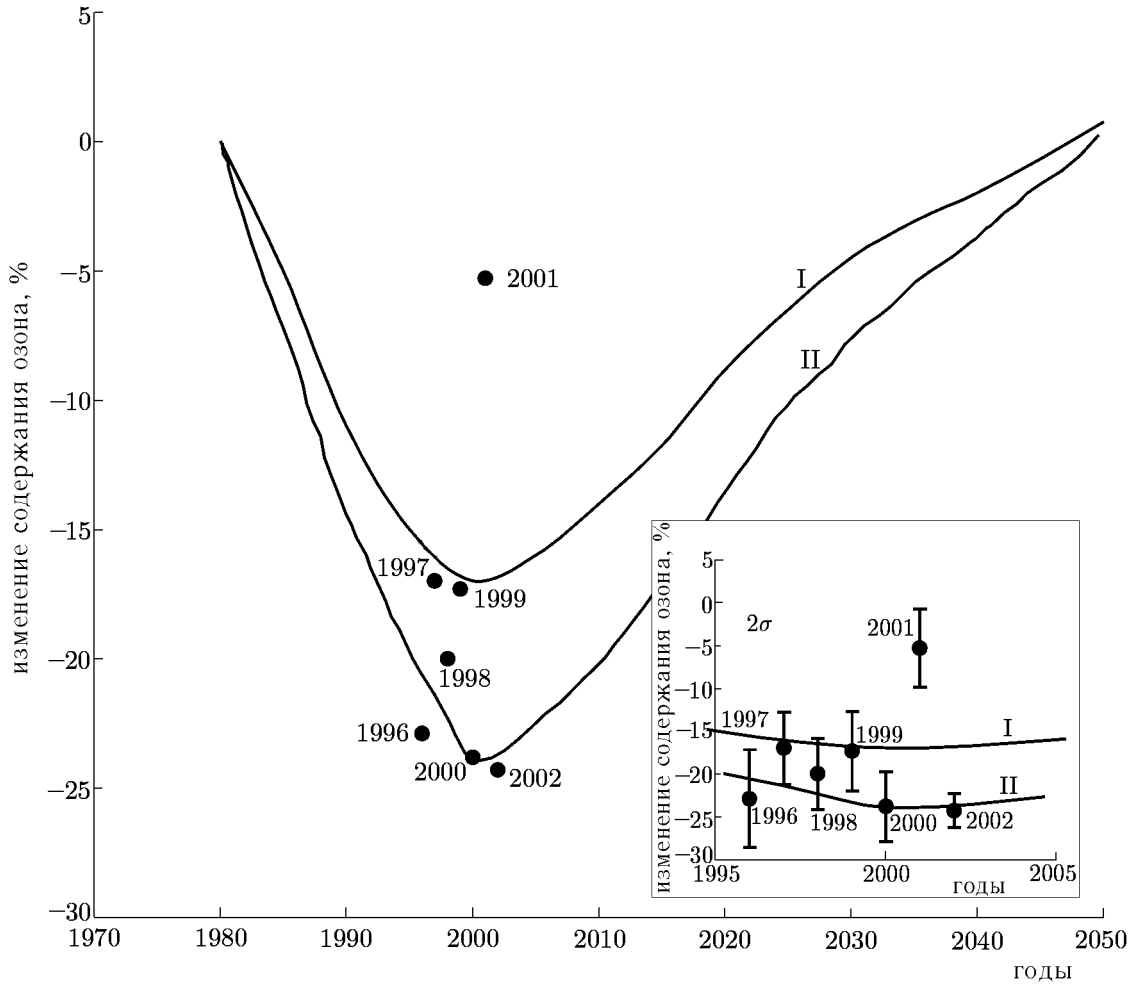


Рис. 2. Изменение содержания озона на высоте 40 км в марте над Москвой из сопоставления результатов измерений на миллиметровых волнах со справочной моделью [5] (обозначено точками). Линиями I и II показаны результаты расчёта из [13]

Обнаружено влияние планетарных волн на ночной озон в области высот мезопаузы, в результате которого содержание озона на этих высотах изменялось в пределах от 1,5 до 8 ppm. Установлены связи между содержанием озона в этой области верхней атмосферы и характеристиками нижней и средней стратосферы (потенциальной завихренностью, высотами геопотенциальных поверхностей, общим содержанием озона и др.). Эти связи проявлялись в периоды перемещений полярного вихря над Московским регионом во время активизации планетарных волновых процессов, которые, как известно [11, 12], охватывая слои от нижней стратосферы до термосферы, могут влиять на мезосферный озон, изменяя вертикальный перенос атомарного кислорода и водорода, участвующих вместе с озоном в химических реакциях в верхней атмосфере. Таким образом, озон может служить индикатором процессов переноса как в стратосфере до высот порядка 45 км, так и на высотах мезопаузы в верхней атмосфере.

Отмеченные выше отличия вертикальных профилей озона, полученных на основе наблюдений на миллиметровых волнах в последние годы, от справочной модели [5] могут быть связаны с долговременной убылью озона со времени спутниковых измерений, результаты которых положены в основу этой модели. Обнаруженное уменьшение содержания озона в стратосфере вполне согласу-

ется с данными других экспериментов [10]. Причиной истощения озонного слоя на высотах около 40 км считается [10] разрушение озона в каталитическом цикле с участием хлора техногенного происхождения. Для проверки существующих прогнозов изменений в озоносфере были проанализированы отличия среднемесячных значений содержания озона, измеренных на миллиметровых волнах над Москвой в последние годы, от данных указанной модели озоносферы. В качестве примера на рис. 2 представлены отличия от модели [5] среднемесячных значений содержания озона на высоте 40 км, полученных на основе наблюдений в миллиметровом диапазоне длин волн в марте в отдельные годы. Эти отличия можно рассматривать как оценку убыли озона с 1980 г. (за время после спутниковых измерений в 1978–1983 гг.). Доверительные интервалы сооответствуют вероятности 0,95. На этом же рисунке нанесены прогнозировавшиеся согласно [13] изменения содержания озона на высоте 40 км в марте на средних широтах для двух возможных сценариев загрязнения атмосферы. За исключением марта 2001 г., указанные изменения содержания озона на высоте 40 км относительно модели [5] находятся в пределах $-(17 \div 25)\,\%$. Особенность динамических процессов в марте 2001 г. (стратосферное потепление) привела к заметному отклонению соответствующей точки от наметившейся закономерности. Полученные на миллиметровых волнах результаты наблюдений изменений в озоносфере показывают важность дальнейшего мониторинга озоносферы в этом диапазоне длин волн для исследования долговременных изменений в озонном слое.

Перспективным является создание в нашей стране и в ближнем зарубежье наземной сети обсерваторий для мониторинга озоносферы на миллиметровых волнах. Важны комплексные наблюдения на миллиметровых волнах озона, окиси хлора, азотных и других газовых составляющих, подготовка к таким наблюдениям ведётся [4].

Таким образом, радиофизические методы позволяют внести существенный вклад в исследование озоносферы и происходящих в ней изменений.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность членам-корреспондентам РАН И. И. Собельману и А. Г. Литваку, профессорам В. Г. Божкову, К. П. Гайковичу, Ю. А. Пирогову, А. И. Семёнову и А. А. Черникову за поддержку данной работы, а также научным сотрудникам ФИАН А. Н. Лукину и В. Н. Леонову за участие в работе и сотрудникам ИПФ РАН А. М. Штанюку и П. Л. Никифорову за работу по созданию анализаторов спектра. Работа выполнена при поддержке Совета ФЦП «Интеграция» и Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 99–02–18132, 03–02–17436 и 00–05–64976), а также Совета по грантам Президента РФ для поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (гранты № 00–15–96586 и НШ-1254.2003.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Развитие радиоастрономии в СССР / Под ред. А. Е. Саломоновича. М.: Наука, 1988.
2. Спектральные исследования космического и атмосферного излучения / Под ред. А. Г. Кислякова. Горький: ИПФ АН, 1979.
3. Atmospheric remote sensing by microwave radiometry / Ed. by M. A. Janssen. New York: J. Wiley and Sons, 1993.
4. Соломонов С. В. // Успехи современной радиоэлектроники. 2003. № 1. С. 9.
5. Keating G. M, Chiou L. S., Hsu N. C. // Adv. Space Res. 1996. V. 18, No. 9–10. P. 11.
6. Соломонов С. В., Розанов С. Б., Кропоткина Е. П., Лукин А. Н. // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45, № 12. С. 1 519.
7. Гайкович К. П., Кропоткина Е. П., Соломонов С. В. // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 1999. Т. 35, № 1. С. 86.

8. Розанов С. Б. // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41, № 3. С. 362.
9. Соломонов С. В., Кропоткина Е. П., Семёнов А. И. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2001. № 10. С. 30.
10. Scientific Assessment of Ozone Depletion in 1998: Report No. 44 of World Meteorological Organization, Global Ozone Research and Monitiring Project. Geneva, 1999.
11. Allen M., Lunine J. I., Yung Y. L. // J. Geophys. Res. D. 1984. V. 89, No. 3. P. 4 841.
12. Перминов В. И., Кропоткина Е. П., Баканас В. В., и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 2002. Т. 42, № 6. С. 814.
13. Scientific Assessment of Ozone Depletion in 1991: Report No. 25 of World Meteorological Organization, Global Ozone Research and Monitiring Project. Geneva, 1992.

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

Поступила в редакцию
6 мая 2003 г.

STUDY OF THE VERTICAL OZONE DISTRIBUTIONS IN THE STRATOSPHERE AND MESOSPHERE AT MILLIMETER WAVES

S. V. Solomonov, E. P. Kropotkina, and S. B. Rozanov

We present the results of stratospheric and mesospheric ozone observations at millimeter waves. It is shown that the microwave remote sounding methods are important for studying the physical and chemical processes playing a significant role in the ozone-layer depletion. Examples of the results of ozone observations at 142.2 GHz by the LPI spectrometer illustrate the high efficiency of radiophysical techniques for atmospheric ozone research.

УДК 621.382.2

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ СМЕСИТЕЛЯ НА ПЛАНАРНОМ ДИОДЕ ШОТТКИ В 1,5-МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

С. Б. Розанов[1], *В. Г. Божков*[2], *В. И. Перфильев*[2], *С. Ю. Турыгин*[3]

Дано описание конструкции волноводного смесителя на планарном диоде Шоттки для частот около 200 ГГц и измерительного стенда для исследования его характеристик. В качестве гетеродина использовалась лампа обратной волны с удвоителем частоты. Представлены результаты измерений потерь преобразования и шумовой температуры смесителя при комнатной температуре в зависимости от частоты и мощности гетеродина.

ВВЕДЕНИЕ

Приёмники со смесителями на диодах с барьером Шоттки (ДБШ) являются наиболее распространёнными приёмными устройствами в коротковолновой части миллиметрового и в субмиллиметровом диапазонах длин волн. В последние два десятилетия достигнуты значительные успехи в разработке планарных ДБШ и различных конструкций балансных и субгармонических смесителей на их основе с использованием монолитной и гибридно-интегральной технологий [1–6]. Сейчас на частотах примерно до 150 ГГц лучшие балансные смесители практически не уступают однодиодным смесителям на сотовых ДБШ, а для 180÷250 ГГц различие составляет всего 1÷2 дБ по потерям преобразования и около 1,5 раз по шумовой температуре [1–8].

Для спектральных измерений в радиоастрономии и при исследовании атмосферы в ряде случаев предпочтительным оказывается использование однодиодных волноводных смесителей, в которых волноводный настроечный поршень может создавать дополнительную к внешнему однополосному фильтру режекцию верхней боковой полосы. В работах [5, 9] в миллиметровом диапазоне длин волн были предложены конструкции однодиодных смесителей, в которых планарный ДБШ устанавливался на подложке в E-плоскости волновода. Простая конструкция смесителя 2-миллиметрового диапазона длин волн с прижимными контактами к балочным выводам диода была предложена в ФИАН [10]. Исследования этого смесителя с диодами АА138В-3, разработанными в НИИПП [11], показали, что его параметры находятся на уровне лучших смесителей на сотовых и планарных ДБШ [10, 12]. С 1994 года такой смеситель успешно используется в спектрометре ФИАН для исследований атмосферного озона на частоте 142 ГГц [13].

В данной работе представлены результаты разработки и исследования характеристик смесителя 1,5-миллиметрового диапазона длин волн на планарном ДБШ, созданного на основе конструкции [10] и предназначенного для использования в новом спектрометре ФИАН для дистанционного зондирования окиси хлора и других малых газовых составляющих атмосферы Земли на частотах около 200 ГГц [14, 15].

1. КОНСТРУКЦИЯ СМЕСИТЕЛЯ

Волноводный смеситель 1,5-миллиметрового диапазона длин волн в основном аналогичен по своей конструкции смесителю 2-миллиметрового диапазона [10] с соответствующим уменьшением размеров волновода и фильтровых элементов. Волноводный канал образуется двумя симметричными относительно его E-плоскости латунными деталями с гальваническим золотым покрытием

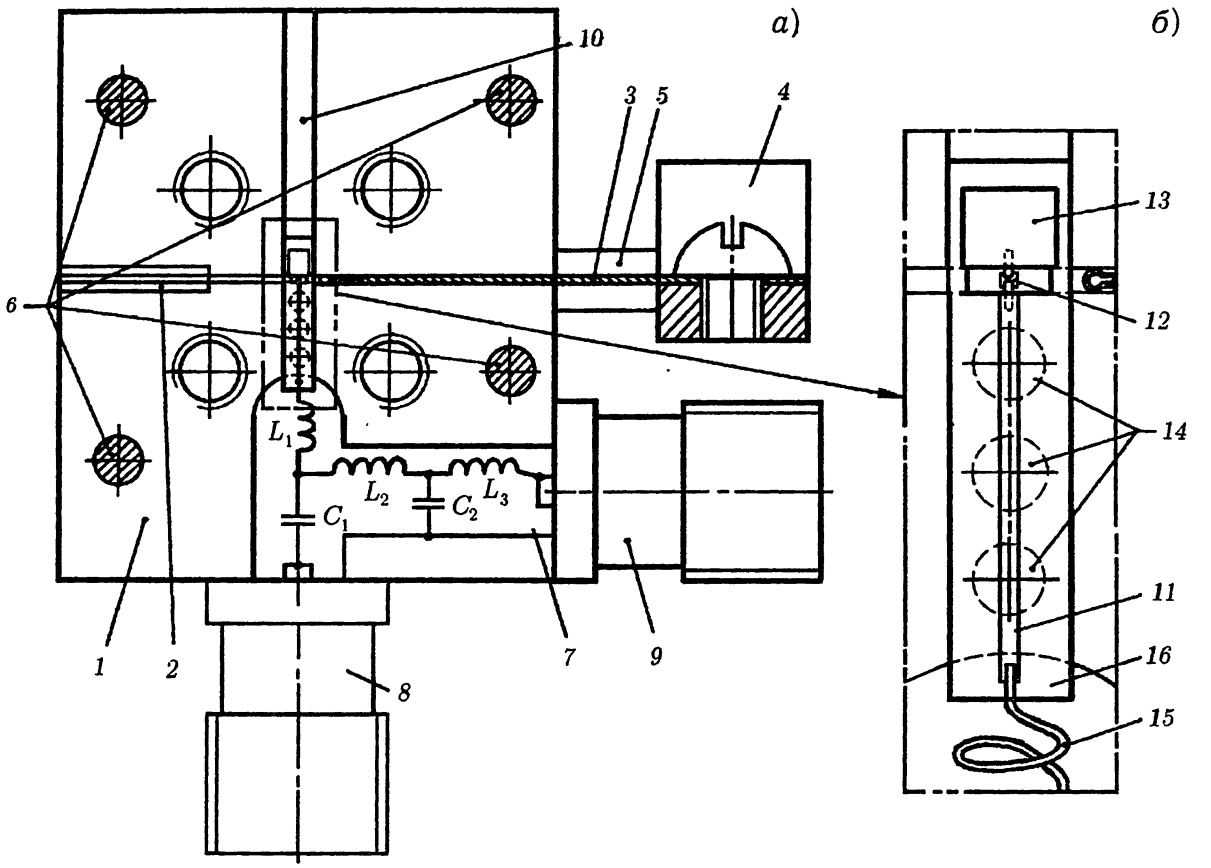


Рис. 1. Разрез смесителя в E-плоскости волновода (*а*) и детали монтажа диода (*б*): *1* — половина волноводного блока, *2* — волноводный трансформатор, *3* — поршень, *4* — держатель поршня, *5* — направляющая поршня, *6* — штифты, *7* — полость для цепей постоянного тока и ПЧ, *8* — разъём для сигнала ПЧ, *9* — разъём для постоянного тока, *10* — канал полосковой линии, *11* — медная полоска, *12* — диод, *13* — контакт с корпусом, *14* — отверстия ФНЧ, *15* — согласующая индуктивность, *16* — нижний изолятор полосковой линии. Верхний изолятор не показан

(см. рис. 1*а*). Диод устанавливается поперёк волновода уменьшенного сечения 1,1 × 0,24 мм. Переход от волновода стандартного сечения 1,1 × 0,55 мм на входном фланце смесителя к волноводу меньшего сечения осуществляется с помощью трансформатора с крестообразным поперечным сечением и расширением в H-плоскости волновода [16]. Настройка смесителя производится петлеобразным контактным поршнем из медной фольги. Для подачи на диод постоянного смещения и вывода сигнала на промежуточной частоте (ПЧ) используются разъёмы СР-50-727ФВ. Размеры корпуса смесителя 19 × 19 × 16,5 мм. Детали монтажа диода в смесителе показаны на рис. 1*б*. Контакт с балочными выводами диода происходит при сжатии двух половин волноводного блока. Симметричная полосковая линия для вывода сигнала ПЧ и задания тока смещения проходит между тремя парами отверстий с диаметром 0,4 мм и глубиной 0,2 мм в деталях волноводного блока, образуя 7-секционный фильтр нижних частот (ФНЧ). Схема цепей ПЧ и постоянного тока ясна из рис. 1*а*. Выходной импеданс диода согласуется с входным сопротивлением предварительного усилителя ПЧ (ПУПЧ), равным 50 Ом, с помощью индуктивности и ёмкости ФНЧ и навесной индуктивности L_1. В исследованном нами смесителе, предназначенном для работы с ПЧ $F_0 = 3{,}75$ ГГц [14], определённые из расчёта ширина полоска в ФНЧ и индуктивность L_1 составляют 0,076 мм и 3,3 нГн соответственно.

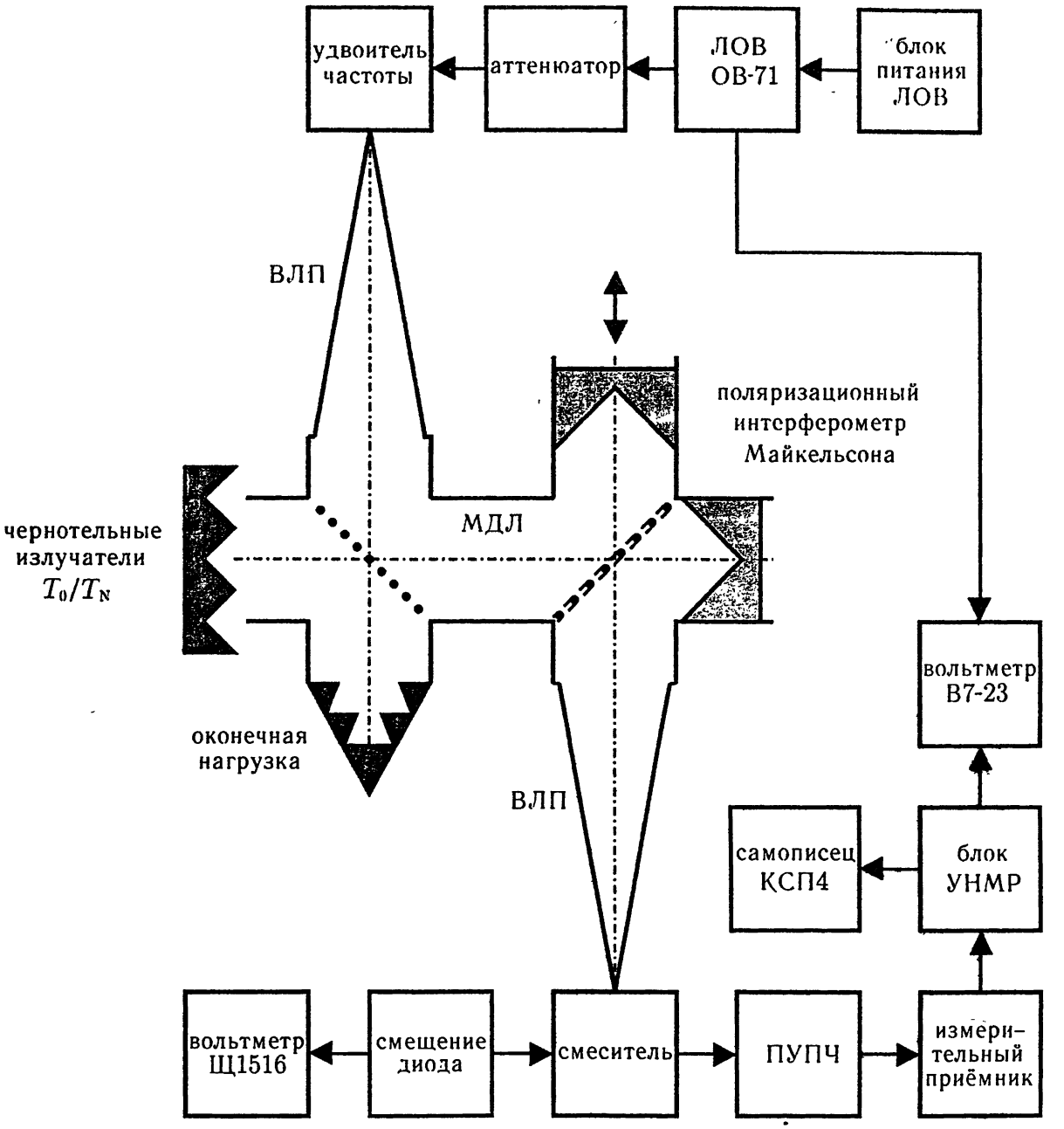


Рис. 2. Блок-схема лабораторного приёмника 1,5-миллиметрового диапазона длин волн

В смесителе был установлен диод с балочными выводами типа AA138B-3 [11] с барьерной ёмкостью $C_0 = 2$ фФ, полной ёмкостью $C_\Sigma = 10$ фФ, параметром идеальности вольт-амперной характеристики $\eta = 1{,}16$ и последовательным сопротивлением на постоянном токе $R_s = 7{,}3$ Ом, что соответствует критической частоте диода $F_c = 10{,}9$ ТГц.

2. УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК СМЕСИТЕЛЯ

Исследования смесителя проводились в составе лабораторного приёмника (см. рис. 2) при комнатной температуре. Колебания гетеродина и шумовой сигнал складывались в ортогональных

поляризациях на проволочной решётке и подводились к смесителю через полуволновой поляризационный интерферометр Майкельсона на основе металло-диэлектрического лучевода (МДЛ) с диаметром 20 мм и пирамидальный волноводно-лучевой переход (ВЛП), разработанный в ИРЭ НАНУ, г. Харьков [17]. Источниками сигнала являлись тёплый и холодный чернотельные излучатели из угленаполненного поролона. Тёплый излучатель находился при комнатной температуре $T_0 = 293$ К, а холодный охлаждался жидким азотом и имел яркостную температуру $T_N = 86 \pm 2$ К. Выходной разъём смесителя стыковался с ферритовым вентилем на входе ПУПЧ без кабеля с помощью соединительной муфты. Сигнал с выхода предварительного усилителя ПЧ поступал в модуляционный измерительный приёмник диапазона 3,4÷4,0 ГГц, управляемый блоком УНМР, разработанным в СКБ ИРЭ РАН. Сигнал с выхода синхронного детектора блока УНМР, соответствующий мощности сигнала ПЧ на выходе смесителя, регистрировался самописцем КСП4 и цифровым вольтметром В7-23. Коэффициент отражения от выхода смесителя на ПЧ измерялся панорамным прибором Р2-78 (на рис. 2 не показан) при отстыкованном ПУПЧ.

3. ГЕТЕРОДИН С УДВОИТЕЛЕМ ЧАСТОТЫ

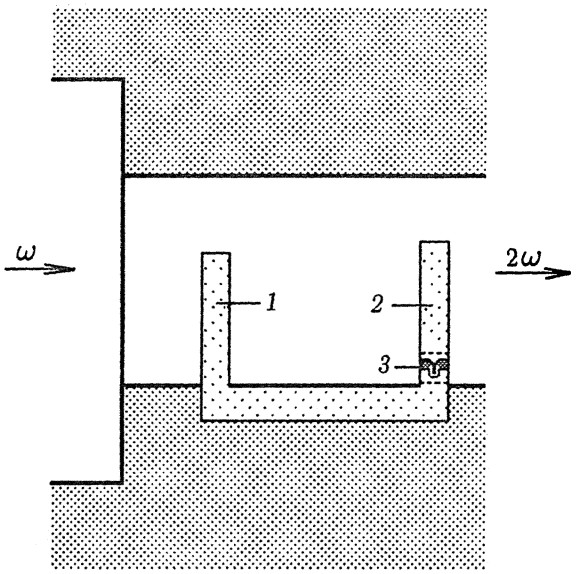


Рис. 3. Разрез удвоителя частоты в E-плоскости волновода: *1* — возбуждающий штырь, *2* — балка варикапа, *3* — варикап; ω — круговая частота накачки

Гетеродином при измерениях служила лампа обратной волны (ЛОВ) ОВ-71 с удвоителем частоты. Удвоитель [18] был собран на основе варикапа с балочными выводами специальной формы. Ёмкость варикапа при нулевом напряжении составляла 0,08 пФ, коэффициент перекрытия по ёмкости достигал 2, пробивное напряжение составляло 12÷14 В. При мощности ЛОВ около 15 мВт мощность сигнала на выходе удвоителя составляла 1÷2 мВт в полосе 194÷211 ГГц. С учётом потерь во входном тракте мощность гетеродина на фланце смесителя была примерно вдвое меньше (см. рис. 4*а*). При сужении полосы выходных частот до 2 ГГц мощность сигнала на выходе удвоителя может быть увеличена до 5÷7 мВт. Оптимизация параметров варикапа позволяет достичь КПД удвоителя 40÷50 % в заданном диапазоне выходных частот при заданной мощности входного сигнала.

Конструктивно удвоитель частоты представляет собой волноводный канал с сечением 1,1× ×0,55 мм, в E-плоскости которого установлены штырь-антенна для частоты накачки, одновременно являющийся режектором для второй гармоники, и варикап (рис. 3). Расстояние между штырём и варикапом подобрано так, что на частоте второй гармоники излучённая варикапом и отражённая от штыря волны складываются синфазно. Параметры балки варикапа с учётом размеров штыря и стыка с запредельным для основной частоты волноводом подбираются так, что на частоте накачки они образуют резонансный контур.

4. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СМЕСИТЕЛЯ

Двухполосная шумовая температура $T_{пр}$ лабораторного приёмника определялась стандартным методом по отношению Y уровней сигнала на выходном вольтметре в случаях, когда источ-

ником сигнала на входе приёмника служили тёплый и холодный чернотельный излучатели:

$$Y = (T_{\text{пр}} + T_0)/(T_{\text{пр}} + T_{\text{N}}). \quad (1)$$

Шумовая температура супергетеродинного приёмника определяется известным соотношением

$$T_{\text{пр}} = L_{\text{вх}}\,(T_{\text{см}} + L_{\text{см}} T_{\text{ПЧ}}) + (L_{\text{вх}} - 1)\,T_0, \quad (2)$$

где $L_{\text{вх}}$ — входные потери приёмника (до смесителя), $T_{\text{см}}$ и $L_{\text{см}}$ — двухполосные шумовая температура и потери преобразования смесителя, $T_{\text{ПЧ}}$ — шумовая температура предварительного усилителя ПЧ.

Входные потери лабораторного приёмника $L_{\text{вх}}$ измерялись для монохроматического сигнала методом двух проходов. Для этого ВЛП, соединяющий интерферометр со смесителем, переставлялся на тот вход поляризатора, где размещались чернотельные излучатели (см. рис. 2), а на его место устанавливался подвижный 90-градусный уголковый отражатель, ориентированный под углом 45° к плоскости рис. 2. С помощью детекторной головки, устанавливаемой сначала на волноводный фланец переставленного ВЛП, а затем на волноводный выход удвоителя частоты, измерялись два уровня мощности гетеродина, отношение которых соответствует квадрату коэффициента передачи входного тракта. При этом предполагалось, что два ВЛП идентичны, потери в поляризаторе при проходе и отражении излучения одинаковы, а потери во вспомогательном уголковом отражателе отсутствуют. Для уменьшения интерференционных эффектов вспомогательный уголковый отражатель при измерениях перемещался вдоль оси лучевода в пределах длины волны излучения.

Измерения $L_{\text{вх}}$ были проведены в 29 точках диапазона частот 186÷232 ГГц со средним шагом 1,6 ГГц. Входные потери в целом линейно уменьшаются с 3 дБ на частоте 186 ГГц до 1,4 дБ на 232 ГГц. Наблюдавшиеся на некоторых участках диапазона осцилляции величины $L_{\text{вх}}$, превышающие ±0,5 дБ, могут быть связаны с неоднородностями в секциях МДЛ и их стыков с ВЛП. При двухполосных измерениях с шириной полосы ПЧ около 0,6 ГГц такие осцилляции на зависимости $T_{\text{пр}}(F_{\text{г}})$ не проявились, поэтому в качестве оценки потерь $L_{\text{вх}}$ использовалось их значение на частоте гетеродина $F_{\text{г}}$, полученное линейной интерполяцией в указанных выше пределах.

Калибровка сигнала ПЧ в градусах яркостной температуры проводилась без расстыковки смесителя и предварительного усилителя ПЧ при нулевом напряжении на диоде и выключенном гетеродине. При этом смесительный диод практически полностью отражает излучение согласованной нагрузки в нерабочем плече вентиля в сторону усилителя, так что уровень сигнала на ПЧ соответствует шумовой температуре на выходе смесителя $T_0 + T_{\text{ПЧ}}$. Шумовая температура предварительного усилителя ПЧ, измеренная с помощью тёплой и холодной коаксиальных нагрузок, составляет $T_{\text{ПЧ}} = 102 \pm 6$ К. По величине отклика приёмника на перепад яркостных температур излучения $T_0 - T_{\text{N}}$ на его входе сразу можно определить полные потери для сигнала $L_{\text{вх}} L_{\text{см}}$ и, зная $L_{\text{вх}}$, вычислить потери преобразования смесителя $L_{\text{см}}$. Далее из формулы (2) определяется шумовая температура смесителя $T_{\text{см}}$.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Зависимости двухполосных потерь преобразования и шумовой температуры смесителя, а также мощности гетеродина $P_{\text{г}}$ на фланце смесителя от частоты гетеродина $F_{\text{г}}$ показаны на рис. 4. Видно, что для частот $F_{\text{г}} = 190$÷210 ГГц потери преобразования и шумовая температура смесителя не превосходят 4,8 дБ и 670 К соответственно. Лучшие значения, полученные при $F_{\text{г}} =$ $= 195{,}4$ ГГц, составляют $L_{\text{см}} = 3{,}8 \pm 0{,}4$ дБ и $T_{\text{см}} = 460 \pm 70$ К. Указанные погрешности связаны

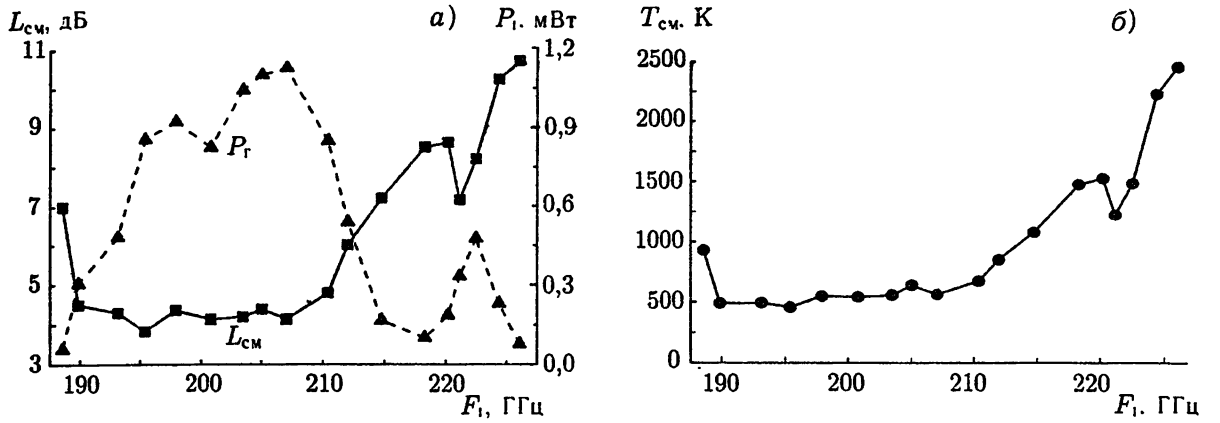


Рис. 4. Зависимости двухполосных потерь преобразования смесителя и мощности гетеродина (*а*), а также двухполосной шумовой температуры смесителя (*б*) от частоты гетеродина

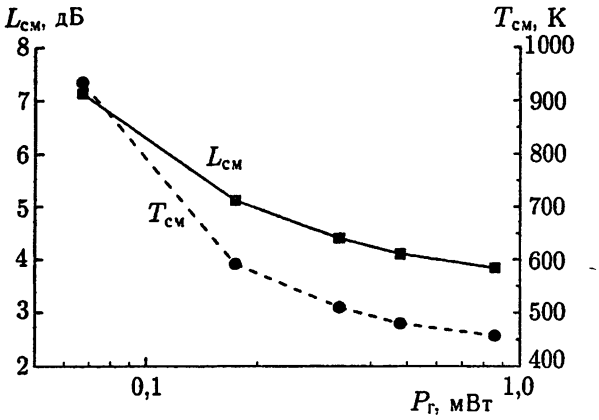


Рис. 5. Зависимость двухполосных потерь преобразования и шумовой температуры смесителя от мощности гетеродина для частоты гетеродина 195,4 ГГц

в основном с ошибкой определения входных потерь $L_{вх}$, составляющей $\pm(0{,}3 \div 0{,}4)$ дБ. Ошибки измерения величин $T_{ПЧ}$, T_N, а также откликов приёмника значительно меньше влияют на точность определения параметров смесителя. Соответствующие им вклады составляют $\pm 0{,}07$; $\pm 0{,}04$ и $\pm 0{,}04$ дБ для $L_{см}$ и ± 11; ± 3 и ± 3 К для $T_{см}$.

Ход кривых $T_{см}(F_г)$ и $L_{см}(F_г)$ оказался тесно коррелирован с частотной зависимостью мощности гетеродина $P_г(F_г)$, что указывает на недостаточность уровня мощности гетеродина $P_г \approx \approx 1$ мВт для оптимальной работы смесителя. Это подтверждается зависимостями параметров смесителя от мощности гетеродина (рис. 5), ход которых указывает на то, что оптимальный уровень $P_г = 2 \div 4$ мВт, а значения $T_{см}$ и $L_{см}$ могут быть несколько уменьшены по сравнению с полученными результатами при увеличении мощности гетеродина. Отметим, что в 2-миллиметровом диапазоне длин волн наилучшие характеристики смесителя [10] достигались при $P_г = 2 \div 3$ мВт. Из рис. 4 видна также тенденция к росту $L_{см}$ и $T_{см}$ при повышении частоты.

Для частоты гетеродина $F_г = 195{,}4$ ГГц и токов диода 0,6; 1,0 и 1,4 мА были измерены зависимости коэффициента отражения на выходе смесителя G_0 от промежуточной частоты. Во всей полосе ПЧ 3,4÷4,0 ГГц значения G_0 не превосходят 0,066 (КСВН $\leq 1{,}7$), а минимум G_0 практически точно приходится на расчётную частоту 3,75 ГГц. Наименьшее значение $G_0 = 0{,}002$ (КСВН = 1,1) было получено при токе 0,6 мА на частоте 3,79 ГГц. Это показывает высокую эффективность согласования смесителя со входом ПУПЧ.

В табл. 1 сведены лучшие известные авторам результаты для неохлаждаемых смесителей на сотовых и планарных ДБШ на частотах 180÷250 ГГц. Из табл. 1 видно, что рассматриваемый однодиодный смеситель 1,5-миллиметрового диапазона длин волн на планарном ДБШ близок по своим параметрам к лучшим монолитным балансным смесителям [2] и совсем немного уступает смесителям на сотовых ДБШ [7, 8].

Таблица 1

Параметры смесителей различных типов на ДБШ на частотах 180÷250 ГГц

Тип смесителей	Частота, ГГц	$T_{см}$, К	$L_{см}$, дБ	F_0, ГГц	Ссылка
однодиодные на сотовых ДБШ	180	750	5,7	3,95	[7]
	233	730	5,9	1,4	[8]
однодиодные на планарных ДБШ	195	920*	6,8*	3,7	данная работа
	207	1120*	7,1*	3,7	данная работа
балансные на планарных ДБШ	188	1140*	7,3*	1,8	[2]
	205	1230*	7,4*	1,8	[2]
двухдиодные субгармонические на планарных ДБШ	240	980*	8,0*	2,0	[6]

В табл. 1 приведены однополосные шумовая температура и потери преобразования смесителя. Звёздочкой отмечены удвоенные двухполосные значения.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и исследован при комнатной температуре смеситель 1,5-миллиметрового диапазона длин волн на диоде Шоттки с балочными выводами AA138B-3. В качестве гетеродина при измерениях использовалась лампа обратной волны с удвоителем частоты. Характеристики смесителя близки к лучшим результатам для смесителей на ДБШ в этом диапазоне. Двухполосные потери преобразования и шумовая температура смесителя составляют $L_{см} = 3{,}8 \pm 0{,}4$ дБ и $T_{см} = 460 \pm 70$ К соответственно при частоте гетеродина 195,4 ГГц и его мощности около 1 мВт. Эти параметры могут быть улучшены при повышении мощности гетеродина до 2÷4 мВт.

При охлаждении смесителя до 20 К можно ожидать снижения его шума примерно втрое [1, 12], и приёмник с таким смесителем может иметь однополосную шумовую температуру около 600 К при использовании входных квазиоптических узлов с малыми потерями. Это позволит регистрировать линию излучения атмосферной окиси хлора на частоте 204,35 ГГц с ожидаемой яркостной температурой 0,03÷0,1 К при времени накопления сигнала до 2 часов и частотном разрешении 5 МГц, а также спектры излучения других малых газовых составляющих атмосферы на частотах около 200 ГГц [15].

В дальнейшем предполагается также провести сравнение полученных экспериментальных данных с результатами компьютерного моделирования характеристик смесителя с целью дальнейшей оптимизации его конструкции и режимов работы.

Авторы выражают благодарность к. ф.-м. н. С. В. Соломонову и к. ф.-м. н. Е. П. Кропоткиной (ФИАН) за постоянное внимание к работе, а также проф. Ю. А. Пирогову (МГУ) за поддержку работы в рамках ФЦП «Интеграция». Работа была частично поддержана РФФИ (грант № 03-02-17436) и Советом по грантам Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (грант № НШ-1254.2003.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Божков В. Г., Вдовин В. Ф., Воронов В. Н. и др. // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37, № 4. С. 736.

2. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Романовская В. Н. и др. // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41, № 7. С. 876.
3. Abramov V. V. W-band mixer-preamplifier: Научно-техн. отчёт СКБ ИРЭ РАН от 15 февраля 1999 г.
4. Boheim M., Schmidt L.-P., Ritter J., et al. // Proc. 24th Europ. Microwave Conf., Cannes, Sept. 5–8, 1994. Cannes: Nexus, 1994. V. 1. P. 664.
5. Archer J. W., Batchelor R. A., Smith C. J. // IEEE Trans. MTT. 1990. V. 38, No. 1. P. 15.
6. Mehdi I., Marazita S. M., Humphrey D. A., et al. // IEEE Trans. MTT. 1998. V. 46, No. 12. P. 2036.
7. Siegel P. H., Kerr A. R. // IEEE Trans. MTT. 1984. V. 32, No. 12. P. 1579.
8. Erickson N. R. // IEEE Trans. MTT. 1985. V. 33, No. 11. P. 1179.
9. Garfield D. G., Mattauch R. J., Weinreb S. // IEEE Trans. MTT. 1991. V. 39, No. 1. P. 1.
10. Розанов С. Б. // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41, № 3. С. 362.
11. Наливайко Б. А., Берлин А. С., Божков В. Г. и др. Полупроводниковые приборы. Сверхвысокочастотные диоды: Справочник / Под ред. Б. А. Наливайко. Томск: МГП «РАСКО», 1992.
12. Rozanov S. B., Lukin A. N., Solomonov S. V. // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1998. V. 19, No. 2. P. 195.
13. Соломонов С. В., Розанов С. Б., Кропоткина Е. П., Лукин А. Н. // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45, № 12. С. 1519.
14. Розанов С. Б., Соломонов С. В., Игнатьев А. Н. // Труды XX Всерос. конф. по распростр. радиоволн, Нижний Новгород, 2–4 июля 2002 г. Н. Новгород: НИРФИ, 2002. С. 360.
15. Игнатьев А. Н., Кропоткина Е. П., Пирогов Ю. А., Розанов С. Б. // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, № 6. С. 679.
16. Siegel P. H., Peterson D. W., Kerr A. R. // IEEE Trans. MTT. 1983. V. 31, No. 6. P. 473.
17. Кулешов Е. М. // Электроника и радиофизика ММ и субММ волн: Сб. статей. / Под. ред. А. Я. Усикова. Киев: Наукова думка, 1986. С. 140.
18. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Куркан К. И., Перфильев В. И. // Электронная промышленность. 2001. № 5. С. 77.

[1] Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва;
[2] ФГУП «Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов», г. Томск;
[3] ФГУП «Специальное конструкторское бюро Института радиотехники и электроники РАН», г. Фрязино, Россия

Поступила в редакцию
20 мая 2003 г.

DEVELOPMENT AND STUDY OF A PLANAR SCHOTTKY-DIODE MIXER FOR THE 1.5 mm WAVEBAND

S. B. Rozanov, V. G. Bozhkov, V. I. Perfiliev, and S. Yu. Turygin

We describe the design of a waveguide planar Schottky-diode mixer for frequencies of about 200 GHz and a measurement system for testing the mixer performance. A backward-wave oscillator with a frequency doubler was used as the local oscillator. The results of room-temperature measurements of the mixer conversion losses and noise temperature as functions of the frequency and power of the local oscillator are presented.

УДК 621.372.85

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ БАЛАНСНОГО СМЕСИТЕЛЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН С ШИРОКОПОЛОСНЫМ ВЫХОДОМ ПО ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЧАСТОТЕ

А. В. Андросов, В. И. Криворучко

В статье рассматриваются особенности конструкции и работы балансного смесителя (БС) миллиметрового диапазона длин волн с широкополосным выходом по промежуточной частоте (ПЧ). При этом частота гетеродина лежит в непосредственной близости от полосы ПЧ. Задача сводится к увеличению развязки в цепи гетеродин — ПЧ при уменьшении потерь преобразования смесителя в широкой полосе промежуточных частот. В результате работы была реализована конструкция смесителя со следующими параметрами: полоса по входу смесителя 26÷40 ГГц; полоса по выходу ПЧ 0÷18 ГГц; потери преобразования 6÷8 дБ; развязка гетеродин — ПЧ 10÷20 дБ. Была исследована схема смесителя, основанная на комбинации волноводно-щелевой, копланарной и микрополосковой линий передач.

Основным узлом преобразовательного модуля, определяющим его чувствительность и динамический диапазон, является входной (сигнальный) смеситель миллиметрового диапазона длин волн. В качестве базовой была принята концепция балансного смесителя, основным достоинством которого является способность подавлять амплитудно-модулированный шум гетеродина. Другие преимущества балансного смесителя заключались в том, что он работает при относительно малых мощностях гетеродина (5÷10 мВт), имеет повышенную помехоустойчивость, высокую развязку между сигнальным и гетеродинным входами, что позволяет уменьшить мощность гетеродина, просачивающуюся на вход.

Важной задачей, которую нужно решить при конструировании смесителя, является выбор линии передачи для КВЧ сигнала. Существует несколько определяющих критериев для оценки линии передачи с точки зрения построения гибридно-интегральных схем (ГИС):

— затухание КВЧ сигнала на отрезке линии;

— технологичность изготовления ГИС;

— совместимость с активными полупроводниковыми приборами;

— реализуемость всех основных элементов КВЧ тракта на данном типе линии;

— сочетаемость (согласуемость) этих элементов друг с другом и со стандартным волноводом.

Была исследована конструкция смесителя, основанная на комбинации волноводно-щелевой, копланарной и микрополосковой линий передачи. В основу конструкции данного смесителя положены следующие соображения. Одно из основных требований к малошумящим приёмным устройствам — максимальное снижение потерь сигнала во входных цепях. Кроме того, линия передачи во входном тракте должна обеспечивать низкое волновое сопротивление (порядка 50÷100 Ом) для оптимального согласования со смесительными диодами. Этим требованиям в большой степени удовлетворяет двусторонняя симметричная волноводно-щелевая линия. На её основе достаточно просто реализуются основные узлы балансного смесителя: волноводно-щелевые переходы в цепях сигнала и гетеродина и 180-градусный мост. Один из вариантов такого моста — свёрнутый мост на двусторонней симметричной волноводно-щелевой и копланарной линиях передачи, который и применяется в данной конструкции. Переходы от волновода к волноводно-щелевой линии выполняются по закону близкого к оптимальному плавного согласования [1].

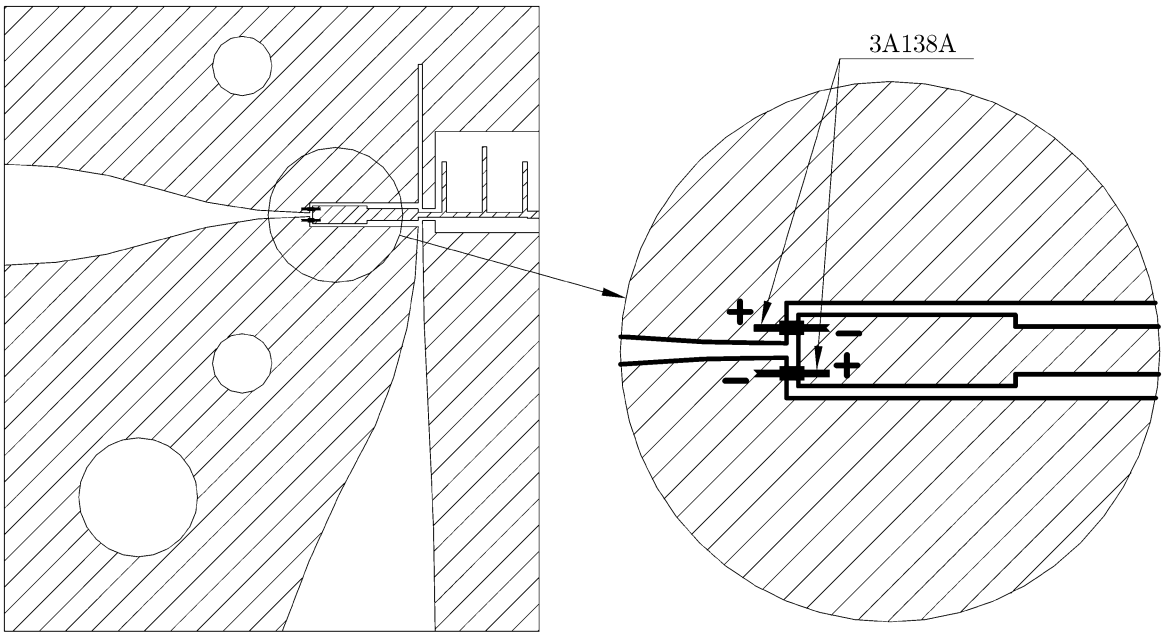


Рис. 1. Топология платы балансного смесителя

Корпус смесителя выполнен с заужением волновода в месте расположения копланарной линии. Гибридно-интегральная схема, содержащая смеситель с установленными на плату смесительными диодами, зажимается в E-плоскости прямоугольного волновода, сформированного в половинках корпуса. Вход сигнала и гетеродина волноводный, выход ПЧ — коаксиальный. В качестве активных элементов используются смесительные диоды типа 3А138А. Топология платы БС показана на рис. 1.

В результате работы была реализована конструкция смесителя со следующими параметрами:
— полоса по входу смесителя 26÷40 ГГц;
— полоса по выходу ПЧ 0÷18 ГГц;
— потери преобразования 6÷8 дБ;
— развязка гетеродин-ПЧ 10÷20 дБ;
— развязка сигнал-гетеродин больше 20 дБ;
— КСВН по входу сигнала меньше 2;
— КСВН по входу гетеродина (частота $f_{\text{гет}} = 22$ ГГц) 1,7;
— верхняя граница линейности амплитудной характеристики смесителя 1 мВт.

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ БАЛАСНОГО СМЕСИТЕЛЯ

Поскольку частота гетеродина лежит в непосредственной близости от верхней границы полосы ПЧ, имеет место просачивание некоторой части мощности гетеродина в канал ПЧ и, соответственно, просачивание части мощности сигнала ПЧ в канал гетеродина. Для предотвращения такого просачивания волновод в тракте гетеродина был выполнен с заужением в области пересечения волновода с микрополосковой линией ПЧ. Указанное заужение сформировало фильтр верхних частот в виде запредельного волновода для ПЧ. Кроме того, в тракте вывода ПЧ был установлен фильтр низких частот, рассчитанный с помощью программы «Microwave Office» и обладающий частотой отсечки 18,5 ГГц. На рис. 2 показана амплитудно-частотная характеристика этого фильтра.

Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика фильтра низких частот

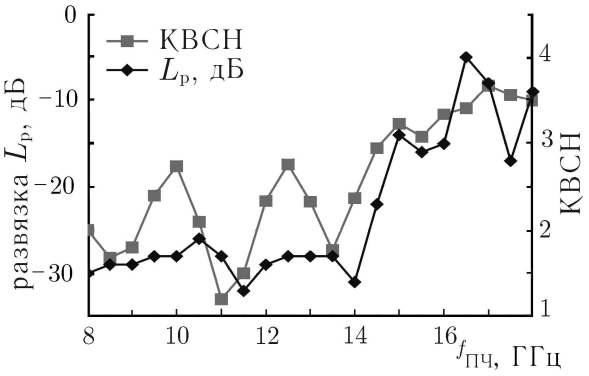


Рис. 3. КСВН по промежуточной частоте и развязка в цепи гетеродин-ПЧ

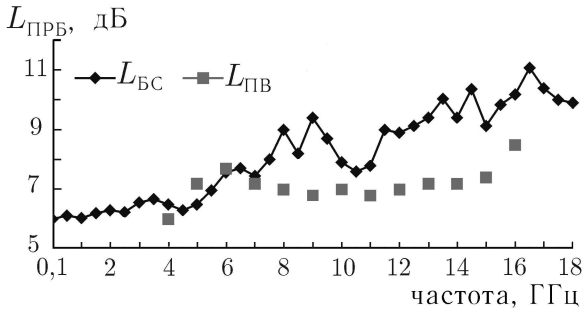


Рис. 4. Потери преобразования балансного смесителя ($L_{БС}$) и повышающего преобразователя частоты ($L_{ПВ}$) при $f_{ПЧ} = 22$ ГГц

На рис. 3 показан экспериментально полученный график зависимости развязки в цепи гетеродин-ПЧ от промежуточной частоты $f_{ПЧ}$. Из графика видно, что имеет место просачивание примерно одной десятой части энергии сигнала ПЧ в диапазоне $f_{ПЧ} = 14{,}5 \div 18$ ГГц. На частотах $f_{ПЧ} = 8 \div 14$ ГГц развязка в цепи гетеродин-ПЧ составила более 25 дБ.

Данный БС может быть использован в качестве повышающего преобразователя частоты, когда, например, сигнальный вход становится гетеродинным, а выход ПЧ — входом сигнала. Потери преобразования такого устройства приведены на рис. 4.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rudolf P. Hecken // IEEE Trans. On, Microwave Theory And Techniques. 1972. No. 11. P. 734.

ФГУП «НПП «ИСТОК», г. Фрязино, Россия

Поступила в редакцию
2 июля 2003 г.

OPERATIONAL FEATURES OF MILLIMETER-WAVE BALANCED MIXER WITH A BROADBAND INTERMEDIATE-FREQUENCY OUTPUT

A. V. Androsov and V. I. Krivoruchko

We consider operational and structural features of the millimeter-wave balanced mixer with a broadband intermediate-frequency (IF) output. In this case, the heterodyne frequency is in the close vicinity of the IF band. The problem is reduced to an increase in isolation in the heterodyne-IF circuit along with a decrease in the mixer conversion loss in the broad IF band. As a result, we realized the mixer design with the following parameters: the mixer input band is 26−40 GHz; the IF output band is 0−18 GHz; the conversion loss is 6−8 dB; and the heterodyne-IF isolation is 10−20 dB. The mixer circuit based on the combination of waveguide-slotted, coplanar, and microstrip transmission lines is studied.

УДК 621.372.85

ПРИЁМНЫЙ РАДИОМЕТРИЧЕСКИЙ МОДУЛЬ 5-МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН С МАЛОШУМЯЩИМ УСИЛИТЕЛЕМ НА ВХОДЕ

В. И. Криворучко

В статье рассматривается конструкция малогабаритного супергетеродинного радиометрического приёмника модуляционного типа с малошумящим транзисторным усилителем (МШУ) на входе. При коэффициенте шума МШУ 3,5 дБ флуктуационная чувствительность радиометрического приёмного модуля в диапазоне входных частот 56÷60 ГГц составила 0,025 К при постоянной времени 1 с.

Радиометрические приёмники миллиметрового диапазона длин волн до недавнего времени строились в основном по супергетеродинной схеме со смесителем на входе. Шумовые параметры смесителя и определяли чувствительность радиометрического приёмника. Коэффициент шума существующих смесителей миллиметрового диапазона длин волн, измеренный в двухполосном режиме при комнатной температуре, составляет 4÷8 дБ в зависимости от частотного диапазона. Так, для 5-миллиметрового диапазона длин волн коэффициент шума балансного смесителя составляет 5÷6 дБ. Дальнейшее снижение коэффициента шума приёмника и, как следствие, улучшение чувствительности радиометра возможно за счёт применения на входе малошумящего усилителя. В последнее время появились полупроводниковые кристаллы для малошумящих усилителей миллиметрового диапазона длин волн. В табл. 1 приведены параметры некоторых из них. В связи с этим появилась возможность использовать эти усилители во входных цепях радиометрических приёмников. В данной статье описывается радиометрический модуль с усилителем на кристалле CHA2 157 фирмы UMS.

Таблица 1

Тип прибора	Фирма-производитель	Диапазон частот, ГГц	Коэффициент шума, дБ	Коэффициент усиления, дБ	Выходная мощность, дБм
CHA2 157	«United Monolithic Semiconductors» (UMS)	55÷60	3,5	10	15
ALH382-0	TRW	57÷65	3,8	21	12

Радиометрический модуль по принципу действия представляет собой модуляционный радиометр 5-миллиметрового диапазона длин волн. В основе работы радиометра лежит принцип модуляции принимаемого сигнала с последующим синхронным детектированием и получением напряжения, пропорционального радиояркостной температуре наблюдаемого объекта.

На рис. 1 изображена структурная схема радиометрического приёмного модуля.

Радиотепловой сигнал миллиметрового диапазона с антенного устройства поступает на модулятор, который модулирует сигнал с частотой около 1 кГц. Через ферритовый вентиль сигнал поступает на малошумящий усилитель КВЧ, который усиливает сигнал на 10 дБ. Далее сигнал поступает на балансный смеситель, который преобразует его в сигнал промежуточной частоты

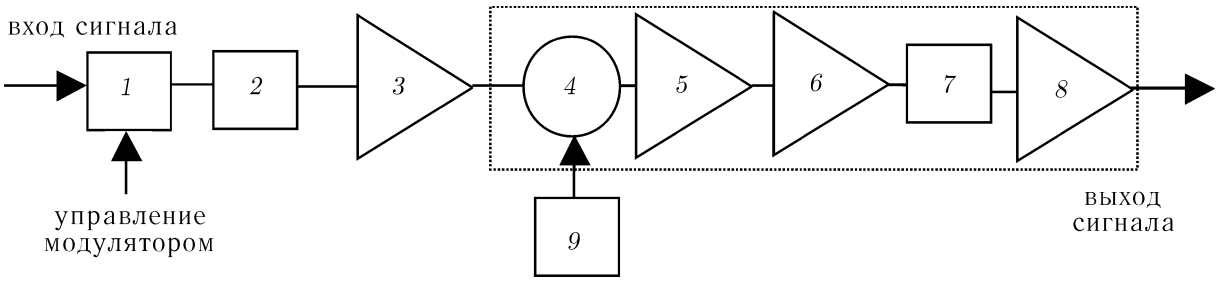


Рис. 1. Структурная схема радиометрического модуля: *1* — p—i—n-модулятор, *2* — ферритовый вентиль (ФВ), *3* — малошумящий усилитель КВЧ (МШУ), *4* — балансный смеситель (БС), *5* — предварительный усилитель промежуточной частоты, *6* — усилитель промежуточной частоты (УПЧ), *7* — квадратичный детектор (КД), *8* — видеоусилитель (ВУ), *9* — генератор-гетеродин (ГГ)

в диапазоне 100÷2 000 МГц. Сигнал промежуточной частоты усиливается сначала на 20 дБ предварительным усилителем промежуточной частоты, а затем ещё на 20 дБ усилителем промежуточной частоты (УПЧ). После УПЧ сигнал детектируется квадратичным детектором и усиливается видеоусилителем с дифференциальным выходом ещё на 20 дБ. Сигнал с выхода радиометрического модуля поступает на дифференциальный усилитель и далее на синхронный детектор.

При изготовлении радиометрического модуля использовались p—i—n-модуляторы поглощающего типа на распределённой n—i—p—i—n-структуре. Потери модулятора в режиме пропускания составили 0,5÷1 дБ, а в режиме запирания 20÷30 дБ. КСВН модулятора изменялся от 1,2 до 1,3.

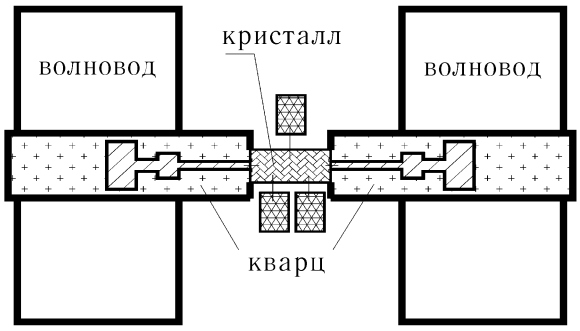


Рис. 2. Монтажная схема усилителя

В радиометрическом модуле использовался ферритовый вентиль типа ФВВН1-40Б производства НТК АО «Фаза», г. Ростов-на-Дону. Прямые потери вентиля составили не более 0,5 дБ, развязка не менее 20 дБ.

Как отмечалось выше, в радиометрическом модуле использовался усилитель КВЧ на кристалле CHA2 157 фирмы UMS. Параметры усилителя следующие:

— диапазон рабочих частот 55÷60 ГГц;

— коэффициент шума 3,5 дБ;

— коэффициент усиления 10 дБ;

— выходная мощность (по уровню компрессии −1 дБ) 15 дБм;

— питание: +3,3 В (ток 80 мА) и −0,2 В (ток меньше 3 мА).

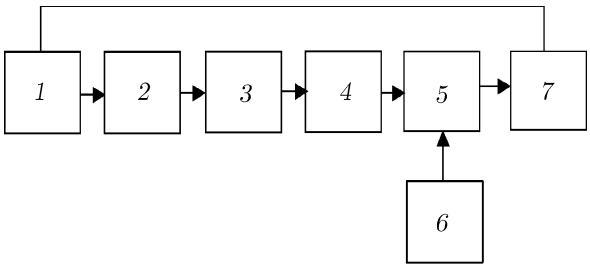


Рис. 3. Блок-схема измерительной установки: *1* — генератор шума 5-миллиметрового диапазона длин волн, *2* — измеряемый усилитель, *3* — полосно-пропускающий фильтр, *4* — ферритовый вентиль, *5* — балансный смеситель, *6* — генератор-гетеродин Г4-142, *7* — панорамный измеритель коэффициентов шума и передачи Х5-29

Усилитель КВЧ имеет волноводный вход и волноводный выход. Кристалл усилителя смонтирован в металлическом корпусе, состоящем из двух половинок. В каждой половинке сделаны волноводные каналы сечением $3{,}6 \times 1{,}8$ мм. В одной из половинок между волноводными каналами устанавливается кристалл усилителя. Возбуждение волновода осуществляется с помощью волноводно-микрополоскового перехода, который

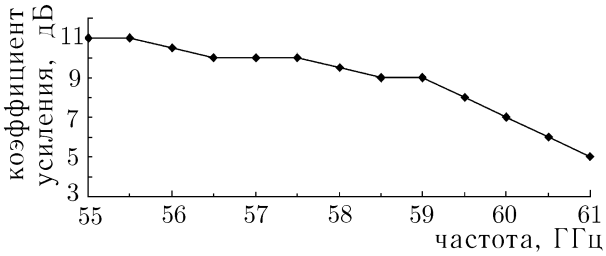


Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления усилителя 5-миллиметрового диапазона длин волн от частоты входного сигнала

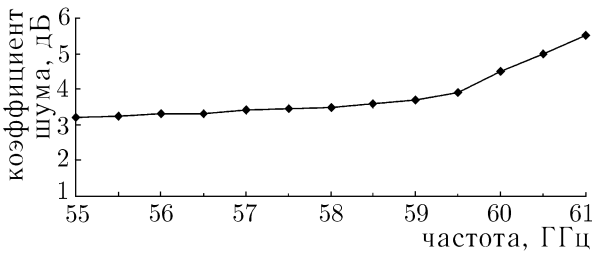


Рис. 5. Зависимость коэффициента шума усилителя 5-миллиметрового диапазона длин волн от частоты входного сигнала

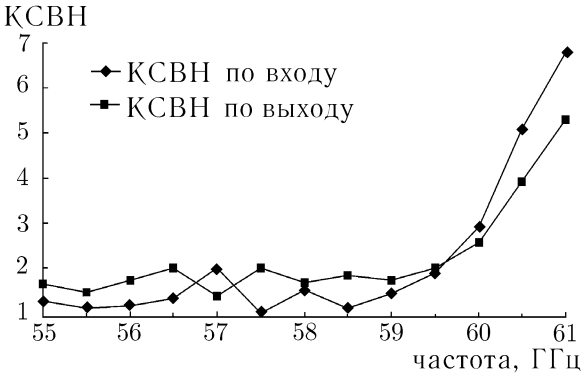


Рис. 6. Частотная зависимость КСВН усилителя

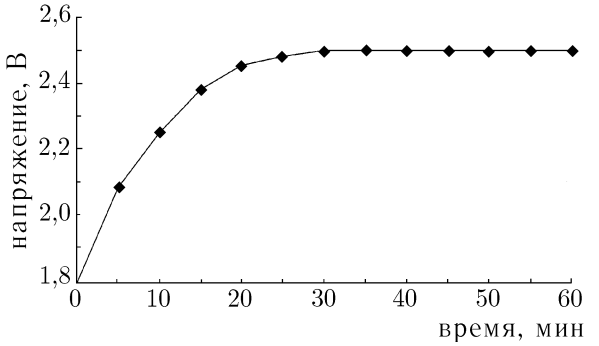


Рис. 7. Зависимость выходного напряжения синхронного детектора от времени работы радиометрического модуля

изготовлен на кварцевой подложке методом фотолитографии. Толщина кварцевой подложки 0,15 мм. Вносимые потери такого волноводно-микрополоскового перехода в полосе рабочих частот составили не более 0,5 дБ. На рис. 2 приведена монтажная схема усилителя.

Измерение параметров усилителя осуществлялось на установке, блок-схема которой приведена на рис. 3. На этой установке были исследованы частотные зависимости коэффициентов шума и передачи усилителя на микросхеме CHA2 157, приведённые на рис. 4 и 5. На рис. 6 показана частотная зависимость КСВН усилителя.

В радиометрическом модуле использовался балансный смеситель в гибридно-интегральном исполнении. Была реализована схема смесителя, основанная на комбинации волноводно-щелевой, копланарной и микрополосковой линий передачи. Конструкция смесителя была описана в [1, 2]. Потери преобразования смесителя в диапазоне частот 55÷60 ГГц составили 6÷7 дБ. Смеситель применялся совместно с усилителем промежуточной частоты, коэффициент шума которого в полосе частот 0,1÷2 ГГц составил 2÷3 дБ, а коэффициент передачи 40 дБ. В квадратичном детекторе использовались детекторные диоды типа 3А206 и операционные усилители типа OP213FS.

Особенностью конструкции является то, что БС, УПЧ, КД и ВУ выполнены в одном общем корпусе, к которому непосредственно присоединяются МШУ, p—i—n-модулятор, ФВ и ГГ. Благодаря такой конструкции за счёт равномерного перераспределения температуры по блокам радиометрического модуля удалось повысить долговременную стабильность его работы и сократить время выхода на рабочий режим. Одновременно с этим снизилась масса модуля и габаритные размеры. На рис. 7 показан выход радиометрического модуля на рабочий режим.

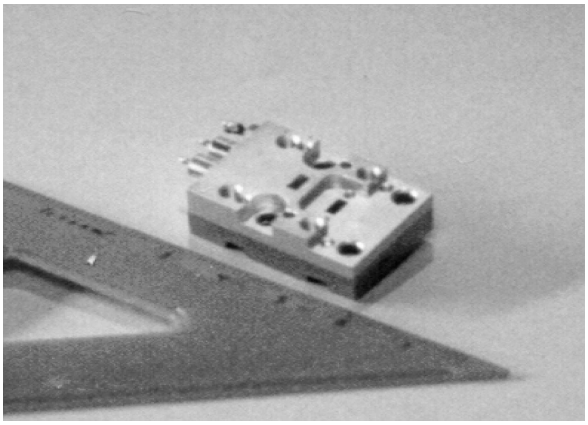


Рис. 8. Фотография МШУ 5-миллиметрового диапазона длин волн

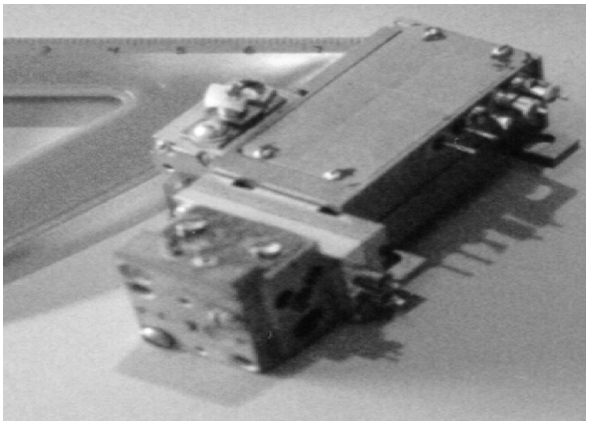


Рис. 9. Фотография радиометрического модуля 5-миллиметрового диапазона длин волн с МШУ на входе

Изготовленный радиометрический модуль имеет следующие параметры:
— полоса пропускания по входу 56÷60 ГГц;
— сквозной коэффициент усиления 60 дБ;
— частота гетеродина 58 ГГц;
— полоса пропускания по промежуточной частоте 0,1÷2 ГГц;
— флуктуационная чувствительность (при постоянной времени 1 с) 0,025 К;
— динамический диапазон 1 000 К;
— время выхода на рабочий режим не более 30 мин;
— питание: +12 В (ток 150 мА) — усилитель КВЧ, УПЧ, КД, ВУ;
− 12 В (ток 10 мА) — усилитель КВЧ, УПЧ, КД, ВУ;
+ 5 В (ток 0,7 А) — гетеродин.

На рис. 8 приведена фотография малошумящего усилителя 5-миллиметрового диапазона длин волн, на рис. 9 — фотография радиометрического модуля с МШУ на входе.

В экспериментах с радиометрическим модулем малошумящий усилитель отсоединялся, и измерялась флуктуационная чувствительность модуля без усилителя на входе. При этом флуктуационная чувствительность составляла 0,05 К при постоянной времени 1 с. Таким образом, применение малошумящего усилителя на входе радиометрического модуля позволило повысить чувствительность в два раза. Дальнейшее улучшение чувствительности возможно за счёт охлаждения малошумящего усилителя КВЧ радиометрического модуля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Амирян Р. А., Криворучко В. И., Потуренко В. А., Ефремчиков Н. С. // Тезисы докладов на XIX Научно-технической конференции. Ч. 1. М.: НПО «Альтаир», 1991. С. 45.
2. Амирян Р. А., Криворучко В. И., Потуренко В. А., Ефремчиков Н. С. // Тезисы докладов на XXI Всесоюзной конференции «Радиоастрономическая аппаратура», Ереван, 1989. С. 7.

ФГУП «НПП «ИСТОК»,
г. Фрязино Московской области, Россия

Поступила в редакцию
2 июля 2003 г.

FIVE-MILLIMETER WAVELENGTH-BAND RADIOMETRIC RECEIVER WITH LOW-NOISE INPUT AMPLIFIER

V. I. Krivoruchko

We consider the structure of a small-size superheterodyne modulation-type radiometric receiver with low- noise transistor amplifier (LNTA) at the input. With LNTA noise coefficient 3.5 dB, the fluctuation sensitivity of radiometric receiving unit was 0.025 K in the input-frequency range 56−60 GHz for the time constant 1 s.

УДК 621.385.6

ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ МОЩНЫХ СВЧ ИМПУЛЬСОВ

В. Г. Андреев [1], *В. А. Вдовин* [2], *А. А. Карабутов* [1]

Предложен метод регистрации огибающей СВЧ импульсов наносекундной длительности, основанный на эффекте генерации звуковых импульсов при поглощении электромагнитной волны. Показано, что для точного воспроизведения формы огибающей короткого СВЧ импульса необходимо обеспечить поглощение электромагнитной волны в слое с толщиной много меньше расстояния, на которое распространяется звук за время, равное длительности импульса. С этой целью был исследован процесс термоакустической генерации в тонких металлических плёнках, нанесённых на кварцевую подложку. Измерения, проведённые для излучения с длиной волны 8 мм, показали, что коэффициент поглощения имеет максимум при толщине алюминиевой плёнки 22÷25 Å. Максимальный коэффициент поглощения составил 49 % при падении волны со стороны кварцевой подложки. Принципиально важным оказалось то, что коэффициент отражения волны при этом не превышал 44 %, в то время как алюминиевая пластинка отражала практически всё (99,8 %) падающее на неё излучение. Наблюдаемые явления в тонких металлических плёнках теоретически объяснены с позиций аномального скин-эффекта. Описана экспериментальная установка для исследования эффекта генерации ульразвуковых сигналов мощными СВЧ импульсами.

ВВЕДЕНИЕ

Задача регистрации формы и энергии СВЧ импульса представляется актуальной в условиях сильных электромагнитных помех, возникающих при работе мощных релятивистских генераторов, которые используют в качестве инжекторов электронов сильноточные ускорители [1, 2]. Сложность измерения таких СВЧ импульсов определяется высоким уровнем их мощности, малой длительностью и широким спектром. При этом требуется учитывать и особенность работы этих генераторов — режим редко повторяющихся (однократных) импульсов, что требует определения основных характеристик в течение одного импульса. Поэтому для регистрации СВЧ излучения необходимо использовать либо малочувствительные быстродействующие датчики мощности с широким динамическим диапазоном и выходным сигналом порядка десятков вольт (для уверенной регистрации скоростным осциллографом), либо чувствительные тепловые датчики интегральной (для всего импульса) энергии СВЧ излучения.

В качестве датчиков мощности и энергии СВЧ излучения в однократных импульсах могут быть использованы вакуумные диоды, полупроводниковые детекторы на горячих носителях, калориметрические измерители энергии импульсов и др. [3].

Применение вакуумного диода в качестве СВЧ детектора возможно только в диапазоне длин волн более 10 см, где его резонансные свойства несущественны. Калориметрические измерители обычно используются для регистрации излучения с большой энергией в импульсе. Высокочувствительные калориметры для регистрации импульсов с энергией $10^{-2} \div 10^{-1}$ Дж представляют собой сложное техническое устройство и трудны в изготовлении. Использование для этих целей полупроводниковых детекторов на горячих носителях, работа которых основана на эффекте объёмного детектирования, требует применения жидкого азота.

В данной работе предлагается использовать термоакустический эффект [4] для создания принципиально нового детектора микроволнового излучения. Подобные устройства уже применяются

для регистрации импульсов лазерного излучения в видимом и инфракрасном диапазонах [5]. При определённых условиях акустический импульс, возникающий при термоакустическом преобразовании, может полностью воспроизвести исходный СВЧ импульс.

1. ТЕПЛОВОЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА СВЧ ИМПУЛЬСОМ

Предположим, что импульс микроволнового излучения падает на границу двух сред (см. рис. 1). СВЧ импульс проходит через среду *1*, прозрачную для электромагнитного излучения. На границе раздела двух сред часть падающего излучения отражается, а оставшаяся часть проходит в поглощающий слой (заштрихованная область).

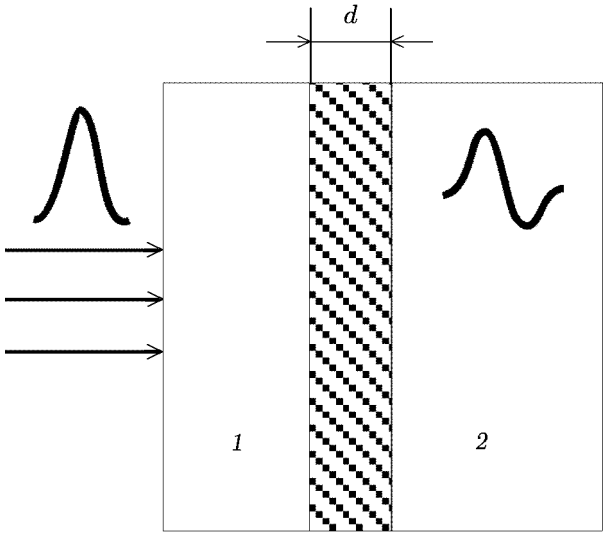


Рис. 1

(Как будет показано в разделе 2, в качестве поглощающей среды используются тонкие металлические плёнки). Кратковременное облучение поглощающей среды микроволновым излучением вызовет мгновенное выделение тепла в поглощающем слое с толщиной d. Если длительность СВЧ импульса $\tau_{\rm rf}$ много меньше времени релаксации тепловой энергии, то на границе поглощающего слоя образуется волна сжатия, что приведёт к образованию акустических волн, которые распространяются от границы поглотителя в жидкости *2*. Будем считать, что поперечные размеры D поглощающей области много больше толщины d поглощающего слоя, в этом случае будем учитывать только продольные волны.

Рассмотрим случаи условий жёсткой и свободной границ. Если акустический импеданс прозрачной среды много больше импеданса поглотителя: $(\rho c)_{\rm tr} \gg (\rho c)_{\rm ab}$, то выполняются условия жёсткой границы (здесь ρ — плотность среды, c — скорость звука в среде). В противном случае, при $(\rho c)_{\rm tr} \ll (\rho c)_{\rm ab}$, выполняются условия свободной границы.

Рассмотрим подробно случай условий жёсткой границы как наиболее важный при детектировании формы импульса. Когда микроволновый импульс имеет гауссовую форму:

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp[-(t/\tau_{\rm rf})^2],$$

термоакустический импульс описывается следующим аналитическим выражением [4]:

$$p(\tau) = \frac{c_0^2 \beta \alpha E_{\rm a}}{4 c_p} \exp\left[\left(\frac{\alpha c_0 \tau_{\rm rf}}{2}\right)^2\right] \times \\ \times \left\{\exp(\alpha c_0 \tau)\left[1 - \Phi\left(\frac{\tau}{\tau_{\rm rf}} + \frac{\alpha c_0 \tau_{\rm rf}}{2}\right)\right] + \exp(-\alpha c_0 \tau)\left[1 + \Phi\left(\frac{\tau}{\tau_{\rm rf}} - \frac{\alpha c_0 \tau_{\rm rf}}{2}\right)\right]\right\}, \quad (1)$$

где α — коэффициент поглощения энергии СВЧ излучения, c_0 — скорость звука в поглощающей среде, β и c_p — температурный коэффициент объёмного расширения и удельная теплоёмкость

поглощающей среды соответственно, $E_{\rm a}$ — плотность энергии СВЧ излучения на границе поглощающей среды,

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int\limits_0^x \exp(-t^2)\,{\rm d}t$$

— функция ошибок. Выражение (1) показывает, что акустический импульс давления в случае генерации с условием жёсткой границы имеет форму однополярного симметричного импульса сжатия.

Рассмотрим два интересных с практической точки зрения случая:

1) Когда длительность СВЧ импульса много меньше времени распространения акустического сигнала в поглощающем слое: $\tau_{\rm rf} \ll (\alpha c_0)^{-1}$, профиль акустического импульса полностью определяется коэффициентом поглощения СВЧ излучения и не зависит от формы облучающего импульса. Этот эффект лежит в основе термоакустической спектроскопии материалов. Измеряя временной профиль термоакустического импульса, можно получить характеристики пространственного распределения коэффициента поглощения энергии СВЧ излучения в поглощающей среде. Этот принцип используется в новом методе диагностики рака груди, в рамках которого коэффициент поглощения лазерного излучения на длине волны 1 мкм определяется по форме термоакустического импульса [5].

2) Когда длительность СВЧ импульса много больше времени распространения акустического сигнала в поглощающем слое: $\tau_{\rm rf} \gg (\alpha c_0)^{-1}$, что равносильно условию поглощения микроволнового излучения в очень тонком слое, профиль термоакустического импульса полностью соответствует форме падающего СВЧ импульса. Можно оценить, что для СВЧ импульса длительностью 5 нс толщина поглощающего слоя должна быть менее 1 мкм: $1/\alpha \le 1$ мкм. В этом случае в качестве поглотителей можно использовать проводящие материалы.

Амплитуда давления акустического импульса пропорциональна поглощённой энергии СВЧ излучения и зависит от тепловых свойств поглощающей среды:

$$P_{\rm ac} = \frac{\beta c_0^2 \alpha E_{\rm a}}{2c_p} = \Gamma \alpha E_{\rm a}/2. \qquad (2)$$

Параметр $\Gamma = \beta c_0^2/c_p$ определяет эффективность термоакустического преобразования в различных средах (для алюминия $\Gamma = 2{,}1$).

Используя формулу (2), можно получить, что амплитуда давления акустического импульса, возбуждаемого в алюминиевой пластине площадью 3 см^2 при облучении её СВЧ импульсом с энергией 1 мДж, может достигать $P_{\rm ac} = 0{,}5$ бар.

Энергия СВЧ импульса определяется по спектру акустического сигнала, возбуждённого в поглощающей среде. Низкочастотные компоненты термоакустического сигнала пропорциональны общей поглощённой энергии [6], следовательно, энергия СВЧ импульса может быть вычислена по низкочастотной составляющей спектра термоакустического импульса.

2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНОК В КАЧЕСТВЕ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ

Использование металлов в качестве поглотителей СВЧ излучения сопряжено с определёнными трудностями. Например, коэффициент отражения электромагнитной волны от металла мало отличается от единицы. Так, для алюминия при нормальном падении волны коэффициент отражения составляет 0,998. Это означает, что эффективность термоакустического преобразования

при использовании металлов будет сравнительно малой, и, следовательно, чувствительность датчиков будет недостаточной для регистрации маломощных импульсов.

В данной работе впервые в качестве поглотителей СВЧ излучения предлагается использовать тонкие металлические плёнки. Специфические свойства таких плёнок при взаимодействии их с электромагнитным излучением были замечены давно. Особенно такие свойства наблюдаются при прохождении излучения через металлическую плёнку с толщиной много меньше толщины скин-слоя. Несмотря на то, что ослабления электрического поля в плёнке из-за малости её толщины практически не происходит, плёнка оказывается сильно отражающей и имеет максимум поглощения. Это явление можно объяснить проявлением аномального скин-эффекта [7]. В случае, когда толщина плёнки сравнима с длиной свободного пробега электронов в толстом слое металла, длина свободного пробега в ней определяется в основном не взаимодействием с кристаллической решёткой, а отражениями от границ.

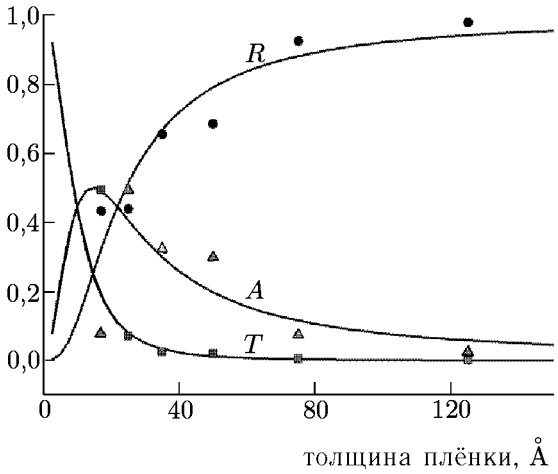


Рис. 2

Детальное теоретическое исследование оптических свойств металлических плёнок для случая нормального падения волн СВЧ и радиодиапазонов было дано в работе [8]. Анализ ограничивался диапазоном частот, для которых толщина скин-слоя значительно превышает среднюю длину свободного пробега электронов проводимости при комнатной температуре. Поскольку для большинства металлов средняя длина свободного пробега электронов при комнатных температурах лежит в пределах 100÷500 Å, рассмотрение относилось к области длин волн более 1 мм. Кроме того, предполагалось, что плёнка представляет собой сплошной слой. Было показано, что коэффициент отражения стремится к 1 при толщине плёнки порядка 100 Å, а коэффициент поглощения имеет максимум, равный 0,5, при толщине плёнки порядка 15 Å.

На рис. 2 представлены теоретические зависимости коэффициентов отражения (R), пропускания (T) и поглощения (A) алюминиевой плёнки от её толщины (сплошные линии), полученные по следующим формулам [8]:

$$R = \frac{1}{(1+h/d)^2}\,, \qquad T = \frac{1}{(1+d/h)^2}\,, \qquad A = \frac{2}{(\sqrt{h/d}+\sqrt{d/h})^2}\,, \tag{3}$$

где d — толщина плёнки, $h = c/(2\pi\sigma)$, σ — проводимость металла. Формулы получены для слоистой структуры вакуум—металл—вакуум. Учёт коэффициентов преломления среды типа кварцевого стекла не приводит к существенным изменениям, меняя лишь величину максимального поглощения. С учётом краевых эффектов проводимость металла выражается следующим образом:

$$\sigma(d) = \begin{cases} \sigma_0\,[1 - l_0/(4d)], & d < l_0; \\ \sigma_0\,(d/l_0)\,[3/4 + (1/2)\ln(l_0/d)], & d > l_0, \end{cases} \tag{4}$$

где σ_0 — удельная проводимость при постоянном токе, а l_0 — средняя длина свободного пробега электрона в бесконечно толстом образце. Для алюминия $\sigma_0 = 3{,}54 \cdot 10^{17}$ ед. СГС, $l_0 = 150$ Å при комнатной температуре. Из формул (3) следует, что коэффициенты R, T и A не зависят от частоты и определяются только свойствами самого металла.

Экспериментальное исследование свойств металлических плёнок в СВЧ диапазоне проводилось с использованием алюминиевой плёнки, нанесённой на поверхность кварцевого стекла. Исследуемые плёнки алюминия были получены методом термического испарения в вакууме. Плёнки напылялись на кварцевые стёкла с толщиной 2,3 мм. Выбор алюминия в качестве материала для напыления объяснялся следующими соображениями. Прочность сцепления алюминиевых плёнок со стеклом очень велика, эти плёнки являются довольно твёрдыми и стойкими по отношению к коррозии из-за постоянного наличия самопроизвольно возникающей на воздухе поверхностной плёнки окиси алюминия (последнее обстоятельство было существенно, поскольку в эксперименте плёнки контактируют с водой). Равномерная толщина плёнки на поверхности стекла достигалась путём использования точечного испарителя, расположенного на большом расстоянии от подложки. Это позволило получить плёнки с разбросом по толщине не более 5 %. Толщина плёнки контролировалась профилометром «Talystep» с точностью до 5 Å.

Схема измерений характеристик плёнок с использованием генератора Р2-65 позволяла одновременно фиксировать коэффициенты отражения и прохождения излучения. Коэффициент поглощения A рассчитывался по формуле $A = 1 - R - T$, где $R = P_{\text{отр}}/P_{\text{пад}}$, $T = P_{\text{пр}}/P_{\text{пад}}$; $P_{\text{пад}}$, $P_{\text{отр}}$ и $P_{\text{пр}}$ — мощность падающего, отражённого и прошедшего излучения соответственно.

Экспериментальные значения коэффициентов R, T и A в зависимости от толщины плёнки для случая, когда излучение падало со стороны кварцевой подложки (что соответствует слоистой структуре стекло—плёнка—воздух), показаны на рис. 2 символами •, ■ и ▲ соответственно. Измерения, проведённые на длине волны 8 мм, показали, что коэффициент поглощения имеет максимум при толщине алюминиевой плёнки $22 \div 25$ Å, равны 49 %. Принципиально важным является то, что коэффициент отражения волны при этом не превышает 44 %. Полученные экспериментальные результаты и теоретические кривые имеют хорошее соответствие. Для плёнок с толщиной до 30 Å наблюдается небольшое расхождение экспериментальных и теоретических данных и смещение максимума поглощения. Это может быть объяснено следующим образом. При малой толщине плёнки сильно сказываются два фактора. Во-первых, плёнки с толщиной до 15 Å состоят из окиси алюминия. Во-вторых, до 50 Å проявляется «островковая» структура металлических плёнок. Оба этих фактора существенно влияют на проводимость (уменьшают её). Это влияние можно учесть, подставляя в формулу (4) не σ_0, а $k\sigma_0$, где $k < 1$.

Таким образом, напыленные на стеклянной подложке плёнки алюминия можно использовать в качестве поглотителей в датчиках импульсов СВЧ излучения.

3. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В качестве источника импульсов СВЧ излучения использовался релятивистский генератор поверхностной волны миллиметрового диапазона [9]. В качестве инжектора электронов применялся электронный мини-ускоритель, разработанный на основе серийного рентгеновского аппарата «МИРА-2Д» [10]. Кольцевой катод со взрывной эмиссией позволял получать импульсы тока с амплитудой $0{,}5 \div 0{,}7$ кА, ускоряющим напряжением 150 кВ и длительностью по половинной амплитуде до 5 нс. Электронный пучок взаимодействовал с резонансной замедляющей системой типа диафрагмированного волновода. Диаметр волновода, период структуры, толщина и внутренний диаметр диафрагм выбирались таким образом, чтобы обеспечить синхронизм пучка вблизи π-вида колебаний низшей симметричной моды E_{01} [9]. В пространстве взаимодействия могло размещаться до 30 периодов диафрагмирующих вставок. Изменение количества вставок позволяло оптимизировать мощность выходного излучения и изменять диаграмму направленности [11]. Эта установка обеспечивала импульсы излучения мощностью до 3 МВт с длиной волны порядка 8 мм. Длительность огибающей СВЧ импульсов составляла порядка 5 нс, что определялось дли-

тельностью импульса тока. Энергия импульса не превышала 5 мДж. Импульс СВЧ излучения выводился в воздух и направлялся в специально сконструированную ячейку, где осуществлялось преобразование энергии СВЧ излучения в акустический импульс.

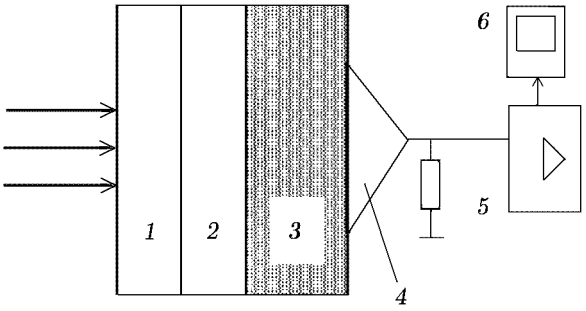


Рис. 3

На рис. 3 показан общий вид схемы измерений. В качестве поглотителя микроволнового излучения с длиной волны 8 мм использовалась тонкая алюминиевая плёнка (*2*), нанесённая на поверхность кварцевого стекла (*1*) с толщиной 2,3 мм. Кварцевое стекло имело коэффициент пропускания 60 %, что обеспечивало достаточный уровень энергии на поверхности алюминиевой плёнки. Эксперименты проводились с плёнками с толщиной от 20 до 75 Å. Плёнка граничила с водой (*3*), где распространялся возбуждённый акустический сигнал. Толщина водного слоя выбиралась равной нескольким миллиметрам, чтобы обеспечить необходимую задержку между возбуждённым акустическим сигналом и мощной электромагнитной помехой, сопровождающей генерацию СВЧ импульса.

Для детектирования акустического сигнала использовался широкополосный ($1 \div 100$ МГц) пьезопреобразователь на основе кристалла ниобата лития $LiNbO_3$ (*4*). Преобразователь работал в режиме короткого замыкания: электрический заряд, вызываемый мгновенным акустическим давлением, измерялся электродами, помещёнными на заднюю поверхность пьезокристалла. Толщина кристалла была больше пространственной длины детектируемого акустического сигнала. Преобразователь был нагружен на сопротивление 50 Ом, чтобы обеспечить быстрый разряд его собственной ёмкости. Сигнал преобразователя усиливался широкополосным усилителем (*5*) и регистрировался цифровым осциллографом «Tektronix THS 220» (*6*).

Чувствительность ультразвукового преобразователя была сравнительно небольшой и составляла 30 мВ/бар. Предполагалось, что максимальный сигнал должен быть около 15 мВ. Временна́я задержка акустического сигнала относительно СВЧ импульса складывалась из времени распространения звука в слое воды и в ультразвуковом преобразователе. В нашем эксперименте суммарное время задержки составляло 3,4 мкс. Уровень помех, создаваемый электронным ускорителем в момент генерации СВЧ импульса, был порядка нескольких десятков вольт и быстро спадал во времени, тем не менее наводка существенно превышала уровень сигнала, рассчитанного теоретически. Увеличение толщины водяного слоя с целью увеличения задержки не увенчалось успехом в виду роста затухания ультразвука в воде. В настоящее время планируется модернизировать схему эксперимента и применить тонкоплёночный пьезополимерный датчик с увеличенной чувствительностью.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 01–02–17344).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974. 256 с.
2. Вдовин В. А., Корженевский А. В., Черепенин В. А. // Изв. РАН. Сер. Физ. 1997. Т. 61, № 12. С. 2 276.
3. Белоусов В. И., Зеленцов В. И., Офицеров М. М. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 275.
4. Гусев В. Э., Карабутов А. А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.

5. Oraevsky A. A., Karabutov A. A., Andreev V. G., Esenaliev R. O. // Proc. SPIE. 1999. V. 3 597. P. 352.
6. Андреев В. Г., Вдовин В. А., Карабутов А. А. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2002. Т. 66, № 12. С. 1 750.
7. Reuter G. E. H., Sondheimer E. H. // Proc. Roy. Soc. A. 1948. V. 195, No. 1 042. P. 336.
8. Каплан А. Е. // Радиотехника и электроника. 1964. Т. 9, № 10. С. 1 781.
9. Афонин А. М., Вдовин В. А., Канавец В. И. и др. // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 31, вып. 1. С. 118.
10. Ельчанинов А. С., Коровин С. Д., Месяц Г. А. и др. // Докл. АН СССР. 1984. Т. 279, № 3. С. 624.
11. Вдовин В. А., Соколов С. А., Черепенин В. А. // ЖТФ. 1988. Т. 58, вып. 8. С. 1 635.

[1] Московский госуниверситет им. М. В. Ломоносова;
[2] Институт радиотехники и электроники РАН,
г. Москва, Россия

Поступила в редакцию
20 мая 2003 г.

THERMOACOUSTIC METHOD FOR DETECTION OF POWERFUL MICROWAVE PULSES

V. G. Andreev, V. A. Vdovin, and A. A. Karabutov

We propose a method for detection of the envelope of a microwave nanosecond pulse, which is based on the effect of generation of sound pulses resulting from absorption of electromagnetic waves. We show that to reproduce exactly the envelope shape of a short microwave pulse, it is necessary that the wave is absorbed in a layer of thickness much less than the product of the sound speed and the pulse duration. In searching for conditions ensuring this, we study the process of thermoacoustic generation in thin metal films deposited on quartz substrates. Measurements performed at a wavelength of 8 mm show that the absorption coefficient is maximum if the aluminum-film thickness is 22–25 Å. The maximum absorption coefficient amounts to 49% if the wave is incident from the quartz-substrate side. It is important that in this case, the wave reflection coefficient does not exceed 44%, whereas an aluminum plate reflects almost completely (99.8%) the incident-wave power. The phenomena observed in thin metal films are explained theoretically in terms of the anomalous skin effect. An experimental setup for a study of generation of ultrasonic signals by powerful microwave pulses is described.

УДК 622.59

КВАЗИОПТИЧЕСКИЙ РАЗДЕЛИТЕЛЬ КАНАЛОВ С ЧАСТОТНО-ИЗБИРАТЕЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ДЛЯ ПРИЁМНИКА МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

А. В. Козьмин

Описана квазиоптическая система разделения каналов двухканального приёмника радиотелескопа РТ-7,5 МГТУ им. Баумана. Рассмотрены вопросы конструирования частотно-избирательных поверхностей и методика измерения их частотных характеристик. Приведены схемы квазиоптической системы разделения каналов, стенда для измерений и частотные характеристики изготовленных частотно-избирательных поверхностей.

При разработке многодиапазонных приёмников миллиметрового диапазона длин волн возникает вопрос о способе разделения частотных каналов. С точки зрения обеспечения минимальных потерь явное преимущество здесь имеют квазиоптические методы с применением гауссовых пучков. Единственным способом, обеспечивающим малые потери и позволяющим разделить электромагнитную волну в пространстве на несколько лучей, каждый из которых содержит отфильтрованный по частоте сигнал, относящийся к определённому частотному диапазону, является применение частотно-избирательных поверхностей (ЧИП) [1].

Для двухканального приёмника радиотелескопа РТ-7,5 (каналы приёма излучения с длиной волны $\lambda = 2{,}2$ и 3,2 мм) была разработана квазиоптическая система разделения каналов (рис. 1). В каждом канале используется скалярный рупорный облучатель с круглой апертурой, заканчивающийся чебышевским переходом на прямоугольный волновод. Внутренняя поверхность облучателя специальной формы [2, 3] позволяет получить гауссов пучок с малым уровнем боковых лепестков. Размеры облучателей получены масштабированием на требуемые диапазоны описанного в [2] облучателя с соблюдением рекомендаций [3]. Облучатели обоих диапазонов имеют диаграммы направленности одинаковой ширины. С помощью кварцевой линзы ширина пучков согласуется с диаметром контррефлектора при уровне сигнала -13 дБ на его краю. Частотное разделение осуществляется с помощью ЧИП нормального типа, отражающей волну с длиной 2,2 мм и пропускающей волну с длиной 3,2 мм. Нормаль к ЧИП образует угол 30° с оптической осью антенны. Расстояния a, b и c на рис. 1 связаны соотношением $a = b + c$.

Анализ и расчёт ЧИП осуществлялся с помощью специальной компьютерной программы, разработанной Соколовым П. В. в МГТУ им. Баумана, которая до этого была опробована в диапазоне сантиметровых длин волн и показала хорошую точность [1]. Программа позволяет проводить анализ зависимостей модуля и фазы коэффициентов отражения и прохождения от частоты для заданной геометрии рассеивающих элементов ЧИП и параметров её подложки. В основе программы лежит математическая модель, разработанная в соответствии с [4]; интегральные уравнения решаются методом Галёркина.

Помимо обеспечения необходимых частотных характеристик, основным требованием к ЧИП, используемым в радиометрах, является минимум поляризационных искажений, поэтому было решено использовать рассеивающие элементы типа «иерусалимский крест» (см. рис. 2), которые обеспечивают необходимые частотные характеристики и приемлемые поляризационные искажения [5].

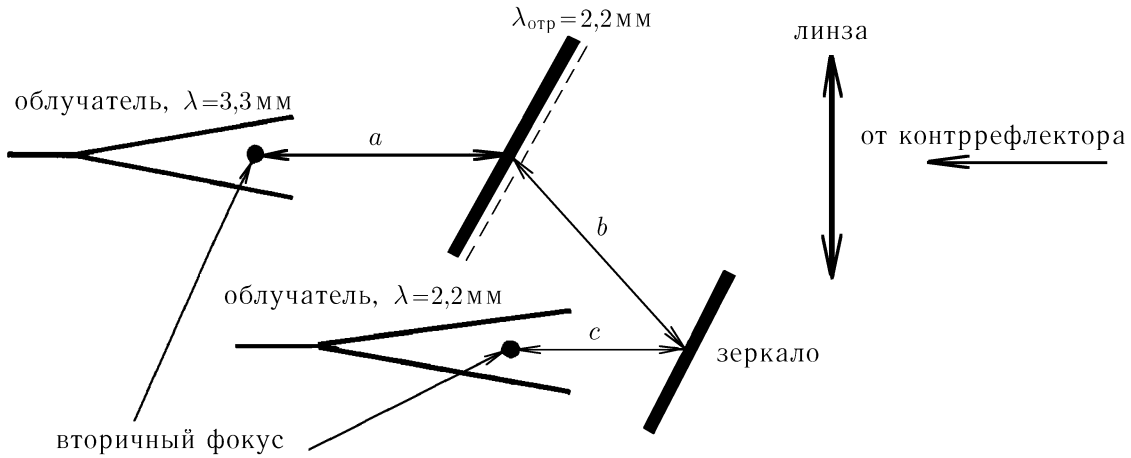


Рис. 1. Схема системы разделения каналов двухканального приёмника

Для проверки достоверности результатов, получаемых при работе программы анализа ЧИП, был проведён контрольный расчёт частотных характеристик ЧИП с исходными данными, приведёнными в [5]. Полученные характеристики сравнивались с экспериментальными результатами этой работы. При этом выяснилось, что резонансные частоты, рассчитанные с помощью программы, и значения, приведённые в [5], совпадают с точностью до 2 %. Форма рассчитанных частотных характеристик близка к результатам измерений [5]. Наибольшие расхождения имеются для инверсной ЧИП при падении волны TE-поляризации (под TE(TM)-поляризацией понимается случай, когда вектор электрического поля **E** (магнитного поля **H**) падающей волны перпендикулярен плоскости падения).

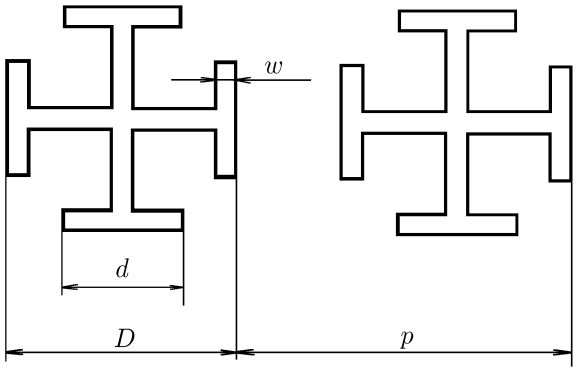


Рис. 2. Элемент частотно-избирательной поверхности («иерусалимский крест»)

Образцы ЧИП для применения в радиотелескопе были рассчитаны с помощью указанной программы и изготовлены методом фотолитографии. ЧИП для миллиметрового диапазона длин волн были изготовлены в России, по-видимому, впервые.

Наши измерения частотных характеристик ЧИП при различных размерах рассеивающих элементов и данные [5] позволяют сделать вывод о том, что наилучшее совпадение расчёта и результатов эксперимента получается при определённых соотношениях между геометрическими размерами рассеивающих элементов. Близкими к оптимальным являются случаи, когда $d/D = 0{,}54 \div 0{,}6$ и $w/D = 0{,}12$ (см. рис. 2). При указанных соотношениях получается наименьшая разница между резонансными частотами при падении волн TM- и TE-поляризации. Учитывая вышесказанное, на полиимидной подложке толщиной 50 мкм были изготовлены ЧИП с размерами $p = 1{,}07$ мм, $D = 0{,}6$ мм, $d = 0{,}35$ мм, $w = 0{,}07$ мм (см. рис. 2); толщина металлизации 10 мкм.

Измерения частотных характеристик ЧИП проводились в ФИАН в диапазоне $129{,}8 \div 143{,}6$ ГГц на специально разработанном стенде. В связи с тем, что при измерении характеристик ЧИП в свободном пространстве возникает сильная интерференция, делающая невозможным определение коэффициентов отражения, в стенде используются полые диэлектрические лучеводы (ПДЛ). Схема стенда приведена на рис. 3. Для измерения характеристик использовался перестраиваемый

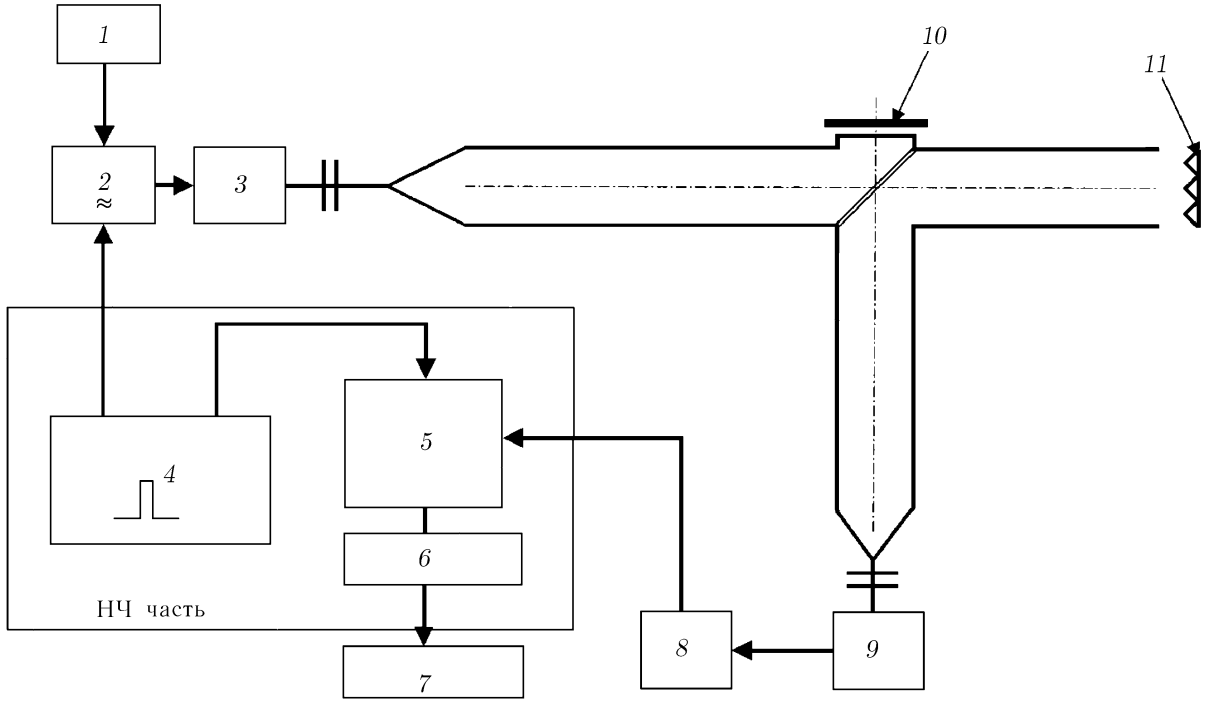


Рис. 3. Схема стенда для измерения частотных характеристик ЧИП: *1* — блок питания, *2* — генератор миллиметрового диапазона длин волн, *3* и *9* — перестраиваемые аттенюаторы, *4* — низкочастотный генератор ($F = 1\,000$ Гц, $Q = 2$), *5* — ключ и интегратор, *6* — усилитель, *7* — регистратор, *8* — квадратичный детектор, *10* — исследуемая ЧИП, *11* — согласованная нагрузка

генератор указанного диапазона, подключённый к полому диэлектрическому лучеводу, в котором формируется волна EH_{11}.

К ПДЛ подсоединялась камера с диэлектрической плёнкой, расположенной под углом 45° к оси ПДЛ. Около половины мощности волны проходит через плёнку и направляется по ПДЛ к согласованной нагрузке. Другая половина мощности отражается, попадает на исследуемый образец (ЧИП или экран), отражается, проходит через плёнку и поступает через ПДЛ на детекторную головку. Для повышения точности измерений волна, создаваемая генератором, модулируется меандром с частотой $F = 1\,000$ Гц и скважностью $Q = 2$. Для уменьшения помех используется синхронное детектирование.

Для определения коэффициентов отражения сравнивались напряжения на выходе квадратичного детектора при отражении волны от металлического зеркала и от ЧИП. Для определения коэффициентов отражения при наклонном падении волны ЧИП помещалась в угловую секцию ПДЛ под углом 45° к оси пучка. Для определения коэффициентов прохождения (измерялись только при нормальном падении) сравнивалось напряжение на выходе квадратичного детектора без ЧИП и с ЧИП, помещённой перед приёмным рупором.

Для ЧИП с приведёнными выше размерами на частоте 136,6 ГГц уровень отражённой компоненты при нормальном падении составляет около −0,75 дБ, а коэффициент прохождения — около −18 дБ. Вид частотных зависимостей коэффициентов отражения и прохождения при нормальном падении зависит от поляризации незначительно. Сравнивая сумму мощностей прошедшей и отражённой волн с мощностью падающей волны, можно видеть, что потери в ЧИП на резонансной частоте (137,5 ГГц) составляют около 13 % от мощности падающей волны и снижаются при уменьшении частоты (рис. 4). Следует отметить, что ЧИП была изготовлена на подложке с достаточно

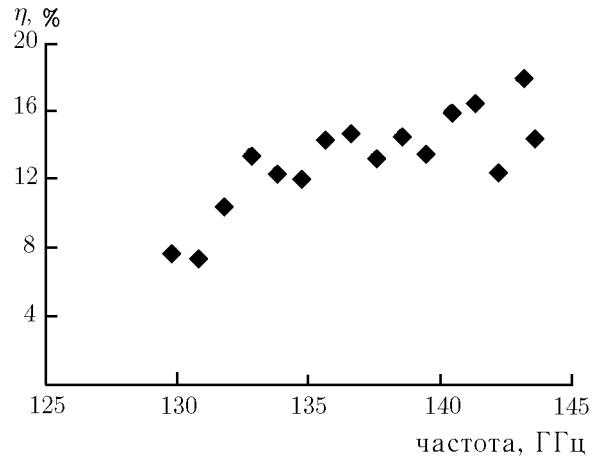


Рис. 4. Зависимость потерь мощности падающей волны η в ЧИП от частоты

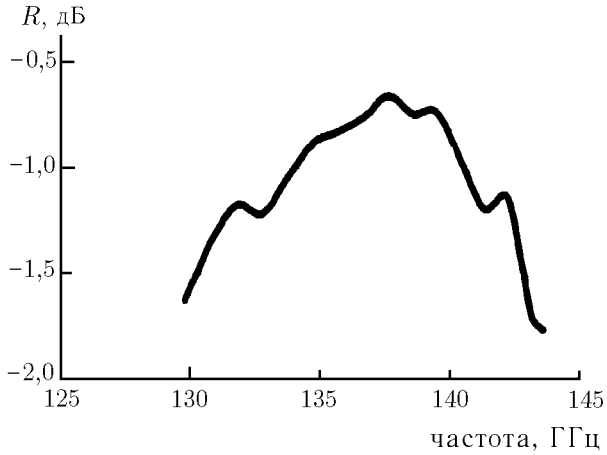


Рис. 5. Частотная зависимость коэффициента отражения R при нормальном падении

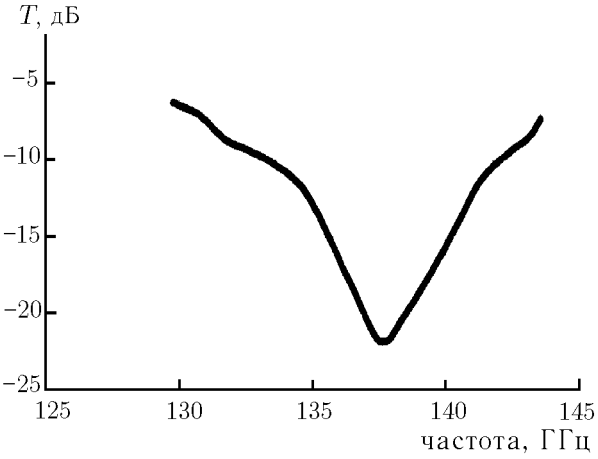


Рис. 6. Частотная зависимость коэффициента прохождения T при нормальном падении

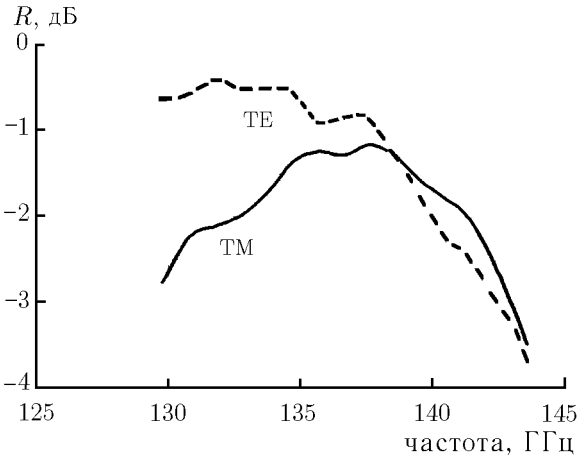


Рис. 7. Частотная зависимость коэффициента отражения R при падении под углом 45° волн TE- и TM-поляризации

большой для миллиметрового диапазона длин волн толщиной. Так, в [5] рекомендуется изготавливать ЧИП для диапазона 100 ГГц на подложке с толщиной 12 мкм. По данным, приведённым в [5], при толщине подложки 36 мкм потери составляют около 11 %. В ходе измерений также было выяснено, что потери слабо зависят от того, какой стороной («лицом» или подложкой) расположена ЧИП по отношению к падающей волне.

Измерения при угле падения 45° показали зависимость частотных характеристик ЧИП от поляризации волны. Так, коэффициент отражения при падении волны TE-поляризации на частоте 136,6 ГГц составляет −0,85 дБ, а в случае TM-поляризации равен −1,28 дБ.

Частотные характеристики изготовленной ЧИП приведены на рис. 5–7.

В трёхмиллиметровом диапазоне длин волн отражение от ЧИП и потери оценивались путём помещения ЧИП между приёмным рупором канала, рассчитанного на приём излучения с $\lambda = 3{,}2$ мм, и нагретым чернотельным излучателем. По разнице сигналов на выходе радиометра при наличии частотно-избирательной поверхности и без неё делался вывод о коэффициенте отражения и потерях в ЧИП. Эксперимент показал, что в указанном диапазоне отражение от ЧИП и потери в сумме не превышают 0,4 дБ.

В настоящее время двухканальный приёмник с описанной выше квазиоптической системой разделения каналов установлен на радиотелекопе РТ-7,5 и используется для солнечных наблюдений.

Автор выражает благодарность Соколову П. В. за предоставленную программу для расчёта ЧИП и Розанову С. Б. за предоставленное оборудование и участие в измерениях характеристик ЧИП.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бей Н. А., Соколов П. В. // Вестник МГТУ. Сер. Приборостроение. 1994. № 4. С. 34.
2. Розанов С. Б. Квазиоптический интерферометр диапазона 2 мм скорректирующими линзами: Препринт № 125 ФИАН. Москва, 1986.
3. Thomas B. M. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1978. V. 26, No. 2. P. 367.
4. Mittra R., Chan C. H., Cwik T. // Proceedings of the IEEE. 1988. V. 76, No. 12. P. 1 593.
5. Irimajiri Y., Takano T. // National Astronomical Observatory Reprint No. 136. P. 123.

МГТУ им. Н. Э. Баумана, г. Москва, Россия

Поступила в редакцию
21 июня 2003 г.

QUASIOPTICAL DIPLEXER WITH A FREQUENCY-SELECTIVE SURFACE FOR A MILLIMETER-WAVE RECEIVER

A. V. Koz'min

We describe a quasioptical diplexer for the two-channel receiver of an RT-7.5 radiotelescope of the N. É. Bauman Moscow State Technical University. The issues of design of frequency-selective surfaces and methods for measuring their frequency characteristics are discussed. Diagrams of the quasioptical diplexer and the measuring bench are given along with the frequency characteristics of manufactured frequency-selective surfaces.

УДК 621.382

АКТИВНАЯ МИКРОПОЛОСКОВАЯ АНТЕННА С ДИОДОМ ГАННА

В. Е. Любченко, В. Д. Котов, Е. О. Юневич

Экспериментально исследована генерация в непрерывном режиме электромагнитного излучения диодом Ганна, интегрированным в микрополосковую логопериодическую антенну, в диапазоне частот от 25 до 60 ГГц. Микрополосковая антенна была расположена на диэлектрической подложке с толщиной около четверти длины волны и металлизированной обратной стороной. Показано, что выходная мощность излучения такой антенны достигает 5 мВт, что составляет более 50 % мощности, получаемой от аналогичных диодов в волноводном резонаторе. Режим генерации менялся от одномодового до шумоподобного в зависимости от толщины диэлектрика и мог быть синхронизирован внешним излучением. Такая квазиоптическая конструкция на диоде Ганна удобна для суммирования мощности отдельных излучателей в открытом резонаторе и представляет большой интерес для терагерцового диапазона.

ВВЕДЕНИЕ

Освоение диапазона крайне высоких частот, соответствующего длинам волн от 10 до 1 мм, наталкивается на ряд трудностей. С одной стороны, с ростом частоты уменьшается мощность твердотельных источников. С другой стороны, у волноводных резонаторов, успешно применяемых на более низких частотах, падает добротность из-за увеличения потерь, а уменьшение геометрических размеров одномодовых металлических волноводов и резонаторов резко повышает требования к точности механической обработки и, соответственно, увеличивает их стоимость. В то же время развитие линий связи, систем распознавания и визуализации объектов и других областей применения устройств, работающих в миллиметровом диапазоне длин волн, требует создания источников излучения, обладающих высокой эффективностью, малыми габаритами и весом, высокой надёжностью и низкой стоимостью, совместимых с квазиоптическими линиями передачи. Наилучшим образом этим требованиям удовлетворяют активные микрополосковые антенны, т. е. генераторы, совмещённые с антеннами, поскольку они лишены потерь в подводящих линиях, просты по конструкции и изготавливаются методами печатных технологий. Активные антенны позволяют решить и проблему снижения мощности отдельного твердотельного генератора по мере увеличения частоты путём суммирования мощности большого числа маломощных источников излучения. Одним из конструктивных решений этой проблемы является использование открытых резонаторов [1, 2]. Обладая высокой добротностью, что важно для получения узкого спектра и высокого КПД генерации, они в то же время могут являться нагрузкой большого числа элементарных излучателей, обеспечивая их синхронизацию и суммирование мощностей. Синхронизация может осуществляться посредством внешнего источника синхронизирующего сигнала [3] или за счёт слабой взаимной связи между отдельными излучателями [4].

В миллиметровом диапазоне длин волн в качестве активного элемента широко применяются двух-электродные приборы — диоды Ганна или лавинно-пролётные диоды, а в качестве антенн — симметричные вибраторы [5]. При этом диод Ганна может объединить в одном устройстве функции генератора и смесителя с низкими потерями [6].

1. КОНСТРУКЦИЯ АКТИВНОЙ АНТЕННЫ

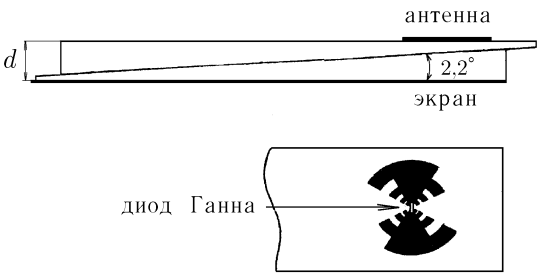


Рис. 1. Конструкция одиночной логопериодической антенны-генератора

В данной работе исследовался излучатель, состоящий из микрополосковой антенны логопериодического типа и диода Ганна (ДГ), включённого непосредственно в её плечи (см. рис. 1). Логопериодическая антенна, расчёт параметров которой приведён, например, в [7], имеет рабочую полосу частот в несколько октав, что позволяет проводить исследования условий генерации излучения ДГ в широком диапазоне частот, в т. ч. на гармониках.

В настоящей работе исследования проводились в диапазоне частот 25÷60 ГГц. Для того, чтобы антенна излучала в одном направлении, а также с целью повышения добротности системы обратная сторона подложки металлизировалась. Область между плоскостью антенны и экраном служила резонатором, который перестраивался путём изменения толщины диэлектрика d. Это, с одной стороны, обеспечивает условия для генерации ДГ на одной из частот, определяемой как параметрами самого ДГ, так и частотной характеристикой антенны, а с другой — позволяет производить плавную подстройку генератора на максимальную мощность. Логопериодическая антенна характерна тем, что имеет центральное расположение пика излучаемой мощности, преимущественно линейную поляризацию излучения и низкий уровень кросс-поляризации [8]. Проведённые ранее исследования такой антенны в качестве приёмной [9] показали, что при определённой толщине диэлектрика её диаграмма направленности может быть весьма узкой (с угловой шириной главного лепестка порядка 10°), что важно при использовании антенны как излучателя.

В качестве диэлектрика использовались две пластинки из поликора с толщиной 1 мм, сошлифованные под малым углом, что позволяло изменять толщину слоя диэлектрика от 0,4 до 1 мм. В качестве источника излучения использовались диоды Ганна в микрокорпусном исполнении с малым рабочим током (порядка 100 мА), обеспечивающие минимальную рассеиваемую мощность (около 0,5 Вт). При этом диоды имели динамическое сопротивление порядка 200 Ом, что обеспечивало хорошее согласование с антенной (расчётный импеданс приблизительно 180 Ом). Микрокорпус ДГ припаивался непосредственно к одному плечу антенны. Положительный электрод золотой фольгой соединялся с другим плечом. Опыт показал, что диоды при таком подключении находятся в нормальном тепловом режиме и могут непрерывно работать длительное время.

2. ИЗМЕРЕНИЯ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫ-ГЕНЕРАТОРА

Мощность сигнала измерялась непосредственно измерителем мощности Я2М-64 через рупорную антенну с расстояния 30 см, при котором наличие рупора не влияет на генерацию излучения диодом Ганна. Однако при этом измеряется только мощность излучения антенны-генератора в направлении главного максимума излучения. Для того, чтобы рассчитать полную мощность излучения, необходимо разделить измеренную мощность на коэффициент направленного действия (КНД). Для вычисления последнего необходимо, вообще говоря, знание трёхмерной диаграммы направленности, что предполагает достаточно сложные измерения и вычисления. Однако для приближённой оценки излучаемой мощности можно ограничиться (особенно для сравнительно остронаправленных антенн) приближённым методом определения КНД через ширину главного лепестка диаграммы направленности в E- и H-плоскостях [10]. Тогда полная излучаемая антен-

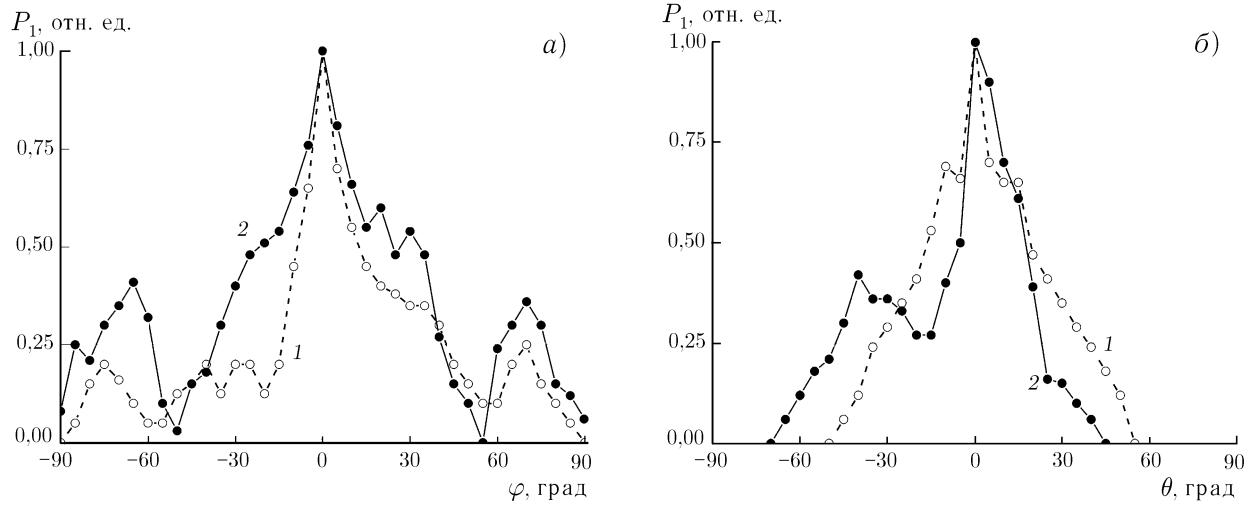


Рис. 2. Диаграмма направленности активной антенны в E- и H-плоскостях (*а* и *б* соответственно) при $d = 0{,}12\lambda$ (кривые *1*) и $d = 0{,}25\lambda$ (кривые *2*)

ной мощность равна [11]

$$P_0 = P_1 \left(\frac{4\pi R}{\lambda}\right)^2 \frac{1}{G_0 G_1},$$

где P_1 — измеренная приёмной антенной мощность, G_0 и G_1 — коэффициенты направленного действия передающей и приёмной антенны соответственно, R — расстояние между приёмной и передающей антеннами, λ — длина волны излучения. КНД приёмной (рупорной) антенны определялся исходя из её геометрических размеров.

Результаты измерений показали, что мощность генерации ДГ с логопериодической антенной близка к мощности, получаемой от такого же диода в волноводном резонаторе. При этом мощность генерации крайне чувствительна к расстоянию d между антенной и металлическим экраном (см. рис. 1), и при её изменении имеется несколько областей устойчивой генерации. Результаты измерений мощности излучения для одного из образцов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Зависимость параметров сигнала от толщины диэлектрика

Толщина диэлектрика		Частота, ГГц	Мощность, мВт
в мм	в λ		
0,40	0,12	29	1,6
0,40	0,16	39	0,8
0,70	0,21	29	2,5
0,80	0,23	27	5,0
0,95	0,25	26	3,4

От толщины диэлектрика существенным образом зависит и диаграмма направленности (рис. 2), ширина которой по уровню -3 дБ при $d = 0{,}12\lambda$ составляет приблизительно 20° в E-плоскости. Поляризация излучения линейна, уровень кроссполяризации не превышает $-(12 \div 15)$ дБ. Достаточно велик уровень боковых лепестков, особенно при увеличении толщины диэлектрика, что, в первую очередь, связано с возбуждением поверхностных волн [12].

3. ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА КОЛЕБАНИЙ АНТЕННЫ-ГЕНЕРАТОРА

Измерения спектрального состава генерируемых колебаний проводились с помощью спектроанализатора С4-60. Результаты измерений показывают, что при толщине диэлектрика, близкой

к четверти длины волны, спектр излучения довольно чистый, ширина спектральной линии не более 250 кГц, нестабильность частоты не превышает $5 \cdot 10^{-5}$. В то же время при других, «нерезонансных» толщинах диэлектрика сигнал становится многочастотным (например, при $d = 0{,}4$ мм генерация происходит на двух частотах) с расстоянием между спектральными линиями от 30 МГц до нескольких гигагерц и даже шумовым с шириной спектра 50÷300 МГц. Это является следствием довольно сложного взаимодействия автоколебательного процесса в диоде Ганна с внешней цепью (электродинамической структурой). На разных образцах диодов «резонансные» толщины диэлектрика, как и значения частоты и мощности генерации, могут несколько отличаться, однако во всех случаях генерация устойчива при толщине диэлектрика порядка $0{,}25\lambda$ и не зависит от изменения напряжения питания в пределах ±10 % от номинального для пролётного режима колебаний.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ СИНХРОНИЗАЦИИ ДВУХ АНТЕНН-ГЕНЕРАТОРОВ

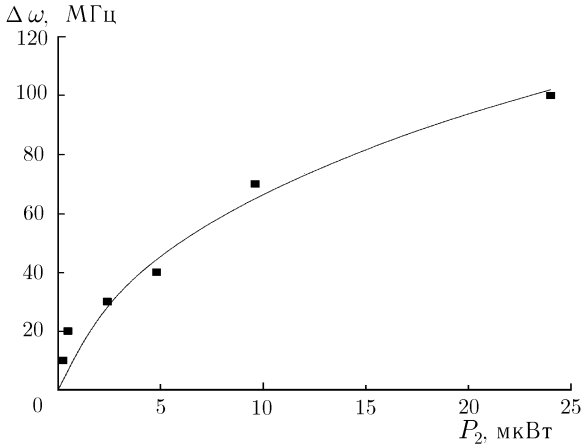


Рис. 3. Зависимость полосы синхронизации ДГ от мощности синхросигнала

Для суммирования мощностей двух генераторов необходимо осуществить их взаимную синхронизацию. В [13] наблюдался эффект суммирования мощностей в решётке из двух антенн-генераторов на полевых транзисторах и широкополосных антеннах типа «галстук-бабочка». Синхронизация осуществлялась через взаимную связь между антеннами.

Поскольку в исследуемых антеннах, судя по виду их диаграмм направленности, возбуждается интенсивная поверхностная волна, была предпринята попытка осуществить взаимную синхронизацию колебаний двух антенн-генераторов поверхностной волной. С этой целью предварительно изучались условия синхронизации исследуемой антенны внешним источником синхросигнала. При этом импульсно-модулированный сигнал стандартного генератора Г4-115 через рупорную антенну подавался на работающую в режиме автоколебаний антенну-генератор. При совпадении частоты сигналов стандартного генератора и антенны-генератора на выходе последнего возникали биения с частотой модуляции, амплитуда которых зависела от мощности синхросигнала и величины расстройки. Таким образом, оказалось возможным определить связь между шириной полосы синхронизации $\Delta\omega$ и мощностью синхросигнала P_2. Эта зависимость изображена на рис. 3 и хорошо совпадает с теоретической кривой, определяемой выражением [14]

$$\Delta\omega = \frac{\omega_0}{Q}\sqrt{\frac{P_2}{P_0}},$$

где ω_0 — частота генерации, Q — добротность контура, P_0 — мощность генерации ДГ. Экспериментально определено, что устойчивая синхронизация наблюдается при мощности синхросигнала порядка $10^{-3}P_0$, при этом полоса синхронизации составляет около 10 МГц.

Для исследования взаимной синхронизации на пластине из поликора с толщиной 1 мм методом фотолитографии были изготовлены две идентичные антенны-генераторы. При этом при одновременной работе обеих антенн-генераторов на экране спектроанализатора наблюдались две спектральные линии на расстоянии около 200 МГц. Изменяя частоту генерации одного из ДГ

изменением напряжения питания, удалось ввести его в полосу синхронизации (примерно 5 МГц) другого диода и захватить его частоту, так что изменение частоты одного из генераторов приводит к синхронному изменению частоты другого. Таким образом, можно сделать вывод, что взаимная синхронизация двух (и более) антенн-генераторов поверхностной волной в принципе возможна, однако для этого требуется выполнение ряда условий. Во-первых, параметры диодов должны быть достаточно близки, чтобы собственные частоты их автоколебаний не различались более чем на несколько десятков мегагерц. При этом мощность синхронизации должна быть порядка 10 мкВт, или около $10^{-2}P_0$, что может быть обеспечено выбором расстояния между диодами путём изменения толщины слоя диэлектрика.

5. ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК

При продвижении в более высокочастотную часть спектра большой интерес представляет возможность генерации ДГ второй гармоники. С этой целью на входе приёмного устройства помещался волноводный фильтр с полосой пропускания 53÷78 ГГц. При этом в режиме генерации первой гармоники (частота 30 ГГц, уровень мощности около 600 мкВт) на выходе фильтра сигнал не обнаруживался. Однако при уменьшении напряжения питания до 4,4 В и соответствующей подстройке путём изменения толщины диэлектрика приёмное устройство регистрировало сигнал с мощностью около 200 мкВт.

ВЫВОДЫ

Таким образом, сверхширокополосная логопериодическая антенна на диэлектрической подложке с металлизированной обратной стороной обладает достаточно большой добротностью и может служить резонатором для эффективной генерации электромагнитного излучения диодом Ганна, сравнимой с генерацией в волноводном резонаторе. В то же время логопериодическая антенна является достаточно узконаправленным излучателем, что в совокупности с возможностью создать на этом же узле детектирование или преобразование частоты с усилением делает её весьма привлекательной для использования в системах связи и других применений. Чувствительность же ДГ к внешней синхронизации даёт основания надеяться на возможность взаимной синхронизации и объединения таких излучателей в матрицу, где эта синхронизация будет осуществляться поверхностными волнами, либо в открытом резонаторе, что позволит суммировать мощности отдельных генераторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фисун А. И., Белоус О. И. // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 1999. № 4. С. 41.
2. York R. A., Popovič Z. B. // Active and Quasi-Optical Arrays for Solid-State Power Combining. New York: Wiley, 1997.
3. Birkeland J., Itoh T. // IEEE Trans. MTT. 1992. V. 40. P. 475.
4. Stephan K. D. // IEEE Trans. MTT. 1986. V. 34. P. 1 017.
5. Biebl E. M. // SBMO/IEEE MTT-S IMOC'97 Proceedings. P. 279.
6. Montiel C. M., Fan L., Chang K. // IEEE Trans. MTT. 1998. V. 46, No. 10. P. 1 546.
7. Huo Y., Taylor G. W., Bansal R. // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 2002. V. 23, No. 6. P. 819.

8. Compton R. C., McPhedran R. C., Popovîć Z., et al. // IEEE Trans on Antennas and Propagation. 1987. V. 35, No. 6. P. 622.
9. Зайцев Н. М., Любченко В. Е., Юневич Е. О. // Радиотехника и электроника. 1998. Т. 43, № 5. С. 568.
10. Фрадин А. З., Рыжков Е. В. Измерение параметров антенн. М.: Связьиздат, 1962. 28 с.
11. Wu X. D., Chang K. // IEEE Trans. MTT. 1995. V. 43, No. 1. P. 26.
12. Лось В. Ф. // Антенны. 2002. № 11 (66). С. 59.
13. Murata M., Matsui T., Tanaka M., Ohmori S. // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium: Digest. 1997. V. 4. P. 2 464.
14. Давыдова Н. С., Данюшевский Ю. З. Диодные генераторы и усилители СВЧ. М.: Радио и связь, 1986.

Институт радиотехники и электроники РАН, г. Фрязино
Московской обл., Россия

Поступила в редакцию
16 мая 2003 г.

ACTIVE MICROSTRIP ANTENNA WITH GUNN DIODE

V. E. Lyubchenko, V. D. Kotov, and E. O. Yunevich

Continuous electromagnetic radiation of a Gunn diode built in a microstrip log-periodic antenna in the frequency range from 25 to 60 GHz is studied experimentally. The microstrip antenna was located on an insulating substrate with a thickness of about a quarter of wavelength and a metallized back side. It is shown that the output radiation power of such an antenna reaches 5 mW, which is over 50% of the power typical of the similar diode in a waveguide cavity. The oscillation regime was varied from single-mode to noise-like, depending on the dielectric thickness and could be synchronized by external radiation. Such a quasioptical structure based on a Gunn diode is convenient for summing up powers from individual oscillators in an open resonator and is of great interest for the terahertz frequency band.

УДК 621.372.8

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ РЕКОМБИНАЦИОННОГО КОНТИНУУМА, ИЗЛУЧАЕМОГО ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ СТОЛБОМ РАЗРЯДА В СМЕСИ ПАРОВ ЦЕЗИЯ С КСЕНОНОМ

И. Э. Абубакиров, М. С. Гитлин, В. В. Зеленогорский

Экспериментально изучена возможность использования рекомбинационного континуума, излучаемого неравновесной плазмой положительного столба газового разряда в смеси паров цезия с ксеноном (Cs—Xe-разряд), для определения пространственного распределения интенсивности СВЧ излучения в реальном масштабе времени. Для визуализации пространственного распределения интенсивности СВЧ излучения был использован однородный плоский слой плотной плазмы положительного столба Cs—Xe-разряда с рабочей апертурой 10×8 см. Источником СВЧ излучения с частотой 35,4 ГГц служил непрерывный магнетрон с мощностью до 20 Вт. Была измерена зависимость интенсивности рекомбинационного континуума от интенсивности падающего на плазму СВЧ излучения. Были проведены эксперименты по визуализации пространственного распределения интенсивности в квазиоптическом СВЧ пучке и моде H_{01} круглого волновода. В результате этих экспериментов было продемонстрировано, что пространственные распределения интенсивности СВЧ излучения, измеренные по интенсивности рекомбинационного континуума, хорошо согласуются с результатами, полученными другими методами. В проведённых экспериментах по визуализации СВЧ излучения было продемонстрировано временно́е разрешение 10 мкс и достигнута чувствительность по энергии около $4 \cdot 10^{-5}$ Дж/см^2.

При создании источников и линий передачи СВЧ излучения, при СВЧ видении объектов в оптически непрозрачных средах, при микроволновой томографии и голографии и т. д. необходимо определение пространственного распределения интенсивности СВЧ излучения [1–6]. В настоящее время для измерения пространственного распределения интенсивности СВЧ излучения невысокой мощности широко используются подвижные полупроводниковые детекторы [4] или решётки полупроводниковых детекторов [6]. Однако с помощью подвижных СВЧ детекторов невозможно определять структуру СВЧ излучения в реальном масштабе времени, а решётки СВЧ детекторов обладают ограниченным пространственным разрешением. Кроме того, полупроводниковые СВЧ детекторы трудно согласовать в полосе частот, и они, как правило, не способны восстанавливаться после СВЧ пробоя. Исследование картины нагрева различных материалов под действием СВЧ излучения с помощью инфракрасной камеры (тепловизора) либо по изменению излучения или поглощения видимого света также позволяет судить о пространственной структуре СВЧ излучения [1, 3, 5, 7]. Основными недостатками тепловых методов регистрации пространственного распределения СВЧ излучения являются низкое быстродействие, равное в лучшем случае 10 мс, и низкая чувствительность по энергии, не превосходящая 10^{-2} Дж/см^2. Метод исследования пространственного распределения интенсивности СВЧ излучения с помощью инфракрасной камеры хорошо зарекомендовал себя при создании источников и линий передачи мощного непрерывного и длинно-импульсного СВЧ излучения [1, 3], однако из-за недостаточной чувствительности этот метод регистрации не используется для измерения пространственной структуры СВЧ излучения, генерируемого источниками невысокой мощности, а также мощными короткоимпульсными СВЧ источниками. Существенным недостатком этого метода является также высокая стоимость инфракрасных камер.

Данная работа посвящена разработке метода исследования динамики пространственного распределения интенсивности СВЧ пучков с помощью рекомбинационного континуума (РК), излучаемого плоским слоем плазмы положительного столба (ПС) разряда постоянного тока в смеси паров цезия с ксеноном (Cs—Xe-разряд) [8]. Этот метод визуализации обладает высокой чувствительностью и быстродействием. Для визуализации СВЧ излучения использовался континуум, который расположен в синей части видимого диапазона [9]. В этой спектральной области высокой светимостью может обладать $6P$-рекомбинационный континуум цезия (длина волны излучаемого света меньше 504 нм) [10–13], рекомбинационный континуум, излучаемый при фоторекомбинации электронов и молекулярных ионов $XeCs^+$ [14] с образованием молекул CsXe в электронных состояниях $A^2\Pi$ и $B^2\Sigma$ [15], а также рекомбинационное излучение ксенона [16]. Интенсивность рекомбинационного континуума прямо пропорциональна концентрациям электронов и соответствующих положительных ионов, которые очень чувствительны к изменению температуры электронов при воздействии СВЧ излучения.

Пространственное разрешение данного метода визуализации ограничивается нелокальностью нагрева электронов под действием СВЧ излучения, вызванной влиянием электронной теплопроводности, диффузионной и термодиффузионной составляющими электрического тока и потока кинетической энергии электронов [11]. Влияние этих факторов уменьшается пропорционально увеличению давления ксенона. Основываясь на одномерном уравнении баланса энергии электронов с учётом электронной теплопроводности, диффузии и термодиффузии, нами было определено, что при давлении ксенона около 50 Торр нелокальность нагрева электронов в ПС Cs—Xe-разряда составляет около 3 мм. Поскольку характерный масштаб неоднородности распределения интенсивности излучения не может быть меньше половины длины волны, при таком давлении ксенона нелокальность нагрева электронов не должна приводить к существенному искажению картины пространственного распределения интенсивности СВЧ излучения с длиной волны 8 и более миллиметров.

Для создания плоского слоя плазмы положительного столба Cs—Xe-разряда использовалась специальная газоразрядная трубка, изображённая на рис. 1 (вид сбоку). В середине газоразрядной трубки был расположен полый прямоугольный параллелепипед, склеенный из кварцевых пластин. Два плоских прямоугольных кварцевых окна *1* с апертурой 10×10 см располагались параллельно друг другу. Эти окна имели малый коэффициент отражения на рабочей частоте и позволяли вводить СВЧ пучок внутрь трубки без искажений. Расстояние между внутренними поверхностями окон равнялось 2 см. Два плоских прямоугольных анода *2* и два накаливаемых катода *3* располагались внутри стеклянных цилиндров *4* и *5* с диаметром 10 см, которые приклеивались к торцам кварцевой кюветы. Расстояние между анодами и катодами составляло 30 см. Каждая пара электродов присоединялась к отдельному источнику тока. Трубка имела запаянные отростки *6*, в которых находились капли цезия. Вверху газоразрядной трубки располагались электрические зонды *7*. Изучение возможности визуализации квазиоптических СВЧ пучков по излучению рекомбинационного континуума Cs—Xe-разряда проводилось на экспериментальной установке, схема которой приведена на рис. 2 (вид сверху). Для достижения необходимого давления паров цезия газоразрядная трубка DT помещалась в термостат *1* и нагревалась с помощью горячего воздуха. Окна термостата представляли собой два плоскопараллельных кварцевых диска с диаметром 20 см. Газоразрядная трубка была наполнена ксеноном при давлении 45 Торр. Источником СВЧ излучения служил непрерывный магнетрон *2* с рабочей частотой 35,4 ГГц, максимальная выходная мощность которого в длинноимпульсном режиме работы (длительность импульса 0,1 с, длительность переднего фронта импульса меньше 1 мкс) была равна примерно 20 Вт. В экспериментах по визуализации квазиоптических СВЧ пучков для формирования СВЧ пучка использовалась пирамидальная рупорная антенна *3* с длиной 50 см и выходной апертурой

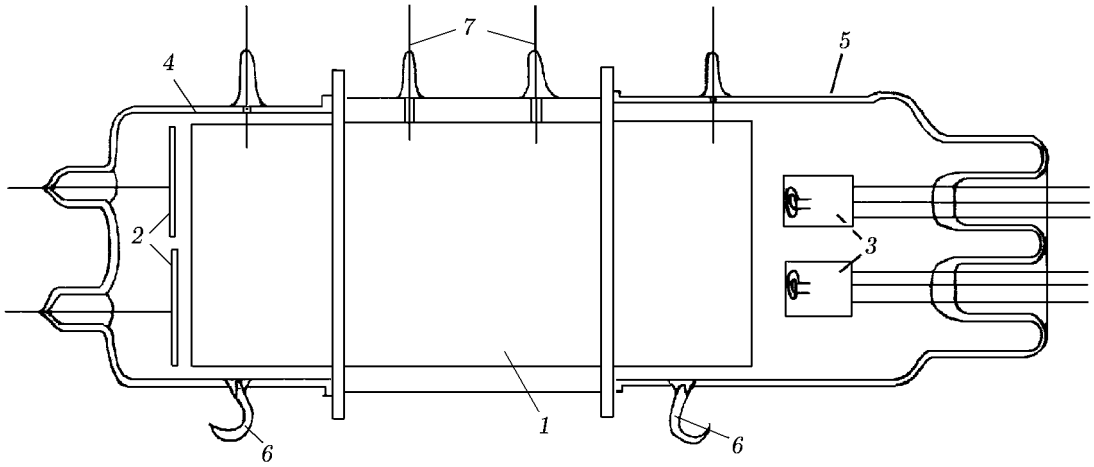


Рис. 1

8×6 см. За рупорной антенной располагались две сферические тефлоновые линзы *4* и *5* с диаметром 20 см и фокусным расстоянием 60 см, которые фокусировали СВЧ пучок в центр слоя плазмы ПС Cs—Xe-разряда.

Для регистрации пространственного распределения интенсивности РК использовалась чувствительная чёрно-белая ПЗС-телекамера CV-450 (*6* на рис. 2) с объективом SE1212, перед которым был установлен набор интерференционных оптических фильтров *7*, пропускающих только излучение РК. Коэффициент пропускания этого набора фильтров составлял $(40\pm10)\,\%$ в диапазоне длин волн $400\div500$ нм и менее 0,1 % вне диапазона $390\div510$ нм. Коэффициент пропускания в диапазоне длин волн $450\div460$ нм, где расположены линии второго резонансного перехода цезия ($7P_{3/2}\to6S_{1/2}$, $7P_{1/2}\to6S_{1/2}$) [9, 10], составлял менее 0,1 %. Телекамера работала в режиме ручной регулировки коэффициента усиления, коэффициент гамма-коррекции был равен единице. Минимальное время экспозиции телекамеры составляло 10 мкс. Момент начала экспозиции телекамеры синхронизовался с началом СВЧ импульса с точностью 0,1 мкс. С выхода телекамеры сигнал поступал на установленную в компьютере 8-битную плату захвата изображения «FlyVideo EZ 98». Для того, чтобы определить изменение интенсивности рекомбинационного континуума $\Delta I(x,y)=I(x,y)-I_0(x,y)$ под действием СВЧ излучения, из пространственного распределения рекомбинационного излучения $I(x,y)$, полученного с помощью телевизионной системы регистрации во время воздействия СВЧ излучения, вычиталось распределение фонового рекомбинационного излучения плазмы ПС Cs—Xe-разряда $I_0(x,y)$, определённое по кадру, предшествующему началу СВЧ импульса; здесь x и y — продольная и поперечная по отношению к

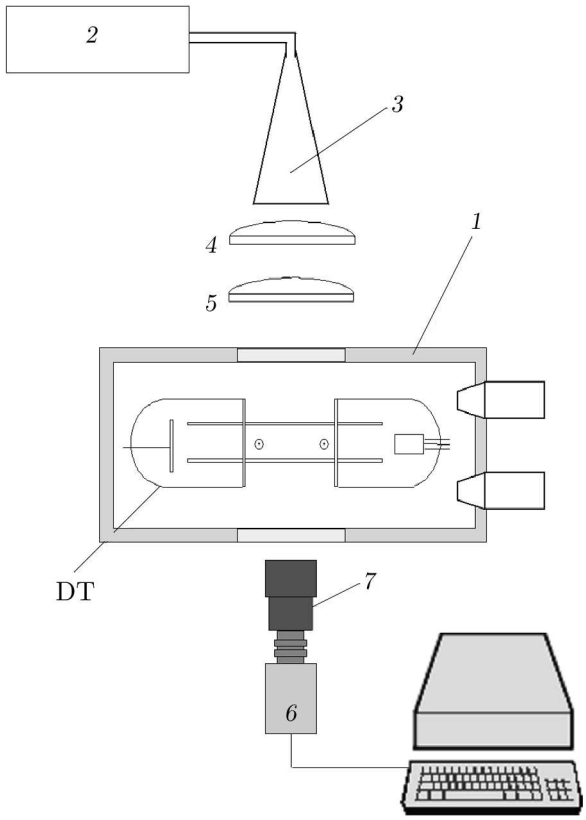


Рис. 2

разрядному току координаты соответственно.

Продольное электрическое поле E в положительном столбе разряда определялось по разности потенциалов между электрическими зондами 7 (см. рис. 1). Функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в диапазоне $0 \div 0{,}7$ эВ и температура электронов T_e в положительном столбе Cs—Xe-разряда определялись по спектру РК [9]. Рекомбинационный континуум регистрировался с помощью монохроматора МДР-4, который на время спектральных измерений устанавливался на месте телекамеры. Эти измерения показали, что в диапазоне энергий электронов $0 \div 0{,}7$ эВ ФРЭЭ в плазме ПС Cs—Xe-разряда близка к максвелловской. По плотности разрядного тока j с использованием результатов измерений E и T_e определялась концентрация электронов в положительном столбе разряда [9]: $N_e = j/[e\mu(T_e)E]$, где $\mu(T_e)$ — подвижность электронов в продольном электрическом поле, рассчитанная для максвелловского вида ФРЭЭ с использованием приведённого в [17] транспортного сечения столкновений электронов с атомами ксенона.

При отсутствии воздействия СВЧ излучения положительный столб Cs—Xe-разряда экспериментально исследовался при температуре трубки $80 \div 110\,^\circ$C (парциальное давление паров цезия $10^{-4} \div 10^{-3}$ Торр) и плотности тока j от 20 до 200 мА/см^2 [18]. При заданном значении разрядного тока в зависимости от температуры стенок трубки наблюдались три различные формы положительного столба. При высокой температуре стенок положительный столб был контрагирован и занимал только часть поперечного сечения газоразрядной трубки. Напряжённость продольного электрического поля и температура электронов имели низкие значения ($E_0 < 0{,}8$ В/см; $T_{e0} < 0{,}3$ эВ), а в спектре излучения разряда наблюдались только линии излучения атомарного цезия и рекомбинационный континуум. При понижении температуры трубки ширина положительного столба увеличивалась, он постепенно заполнял всю рабочую апертуру газоразрядной трубки. При этом заметно увеличивалась напряжённость продольного электрического поля и температура электронов ($E_0 = 1 \div 1{,}4$ В/см; $T_{e0} = 0{,}4 \div 0{,}5$ эВ). Причиной расконтрагирования положительного столба разряда при понижении температуры трубки является уменьшение концентрации атомов цезия в основном электронном состоянии (истощение цезия) в области протекания тока. В отсутствие тока концентрация атомов цезия в заданном сечении газоразрядной трубки приблизительно постоянна и определяется температурой её стенок. При наличии тока происходит обеднение цезием области протекания тока, вызванное ионизацией цезия и амбиполярной диффузией положительных ионов к стенкам трубки [19]. Истощение цезия в области протекания тока ограничивает рост концентрации электронов, который приводит к контракции ПС. При ещё большем охлаждении трубки температура электронов возрастала настолько, что начиналось существенное возбуждение и ионизация не только атомов цезия, но и атомов ксенона, концентрация которых более чем на пять порядков выше концентрации атомов цезия. При низкой температуре газоразрядной трубки (при величине E_0 больше 1,5 В/см) ионизация ксенона приводила к контракции положительного столба Cs—Xe-разряда. При этом возникал ярко светящийся шнур с диаметром примерно $5 \div 10$ мм, в спектре излучения которого присутствовали интенсивные линии излучения атомов ксенона.

Большинство экспериментов по визуализации СВЧ излучения проводились при токе 1,5 А и напряжённости продольного электрического поля в ПС $E_0 = 1{,}0 \div 1{,}2$ В/см (температура газоразрядной трубки $95 \div 100\,^\circ$C). При этих условиях ПС Cs—Xe-разряда представлял собой однородный плоский слой, который заполнял всю рабочую апертуру трубки с размером 10×8 см, а плотность тока j примерно равнялась 100 мА/см^2. Температура электронов в ПС T_{e0} составляла $0{,}4 \div 0{,}45$ эВ, концентрация электронов N_{e0} — примерно $3 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$. Отношение средней частоты упругих столкновений электронов с атомами ксенона ν_m к круговой частоте СВЧ поля ω при данных экспериментальных условиях было равно $\nu_m/\omega = 0{,}15$, и коэффициент поглощения СВЧ излучения в плазме составлял 0,3 см$^{-1}$ [9, 18]. Было проведено экспериментальное исследование

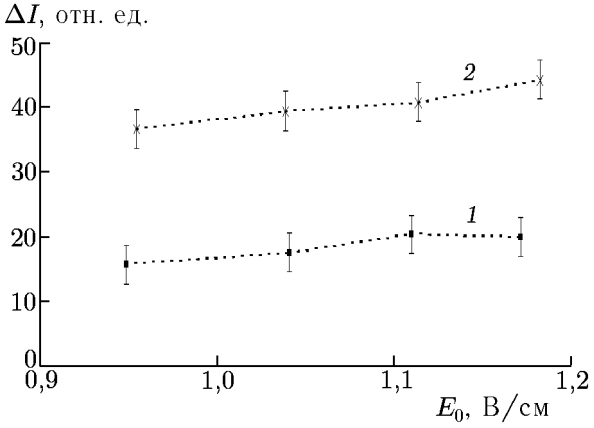


Рис. 3

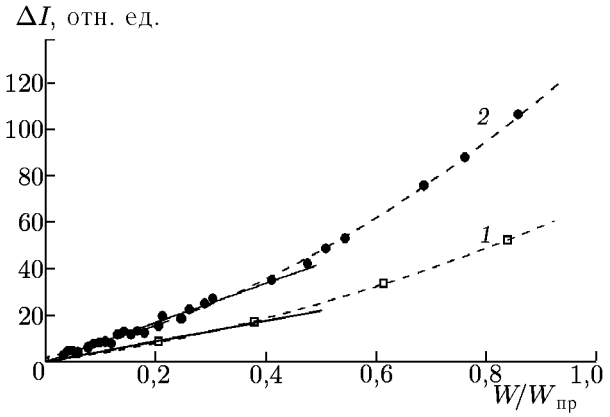


Рис. 4

зависимости ΔI от напряжённости продольного электрического поля в ПС при постоянной мощности падающего на плазму СВЧ излучения. На рис. 3 показаны зависимости изменения интенсивности РК в центре пучка $\Delta I(0,0)$ от E_0, измеренные при интенсивности СВЧ излучения в центре пучка $W(0,0)$, равной 1,5 Вт/см^2 (кривая *1*) и 3 Вт/см^2 (кривая *2*). Эти измерения показали, что величина ΔI слабо зависит от напряжённости продольного электрического поля в ПС. Были измерены зависимости изменения интенсивности РК ΔI от интенсивности падающего на плазму СВЧ излучения W. На рис. 4 приведена зависимость $\Delta I(0,0)$ от относительной интенсивности СВЧ излучения в центре пучка $W(0,0)/W_{\text{пр}}$, где $W_{\text{пр}} = 5$ Вт/см^2. Время экспозиции телекамеры в этих экспериментах составляло 100 мкс (кривая *1*) и 200 мкс (кривая *2*), задержка начала экспозиции по отношению к началу СВЧ импульса была равна 20 мкс. Измерения показали, что в диапазоне значений W от нуля до примерно $W_{\text{пр}}/2$ изменение интенсивности континуума ΔI прямо пропорционально интенсивности СВЧ излучения; при $W > W_{\text{пр}}/2$ зависимость $\Delta I(W)$ становится нелинейной (близкой к кубической). При интенсивности СВЧ излучения, большей $W_{\text{пр}}$, наблюдался СВЧ пробой плазменного слоя, т. е. в области центра СВЧ пучка наблюдалось яркое пространственно-неоднородное свечение плазмы. СВЧ пробой возникал из-за того, что при $W(0,0) > 5$ Вт/см^2 температура электронов возрастала настолько, что начиналось существенное возбуждение и ионизация не только атомов цезия, но и атомов ксенона. Это приводило к развитию ионизационной неустойчивости [20] плазмы ПС Cs—Xe-разряда, и за время порядка 100 мкс концентрация электронов в области максимума интенсивности СВЧ пучка значительно возрастала.

При интенсивности СВЧ излучения, меньшей пробойного уровня, её пространственное распределение может быть определено по распределению вариации интенсивности РК с использованием зависимости ΔI от W (рис. 4). Для проверки предложенного метода визуализации было проведено сравнение пространственного распределения интенсивности СВЧ излучения $W(x,y)$, измеренного с помощью подвижного калиброванного СВЧ диода, и пространственного распределения вариации интенсивности РК $\Delta I(x,y)$, измеренного с помощью телекамеры. На рис. 5 приведены измеренные в фокальной плоскости линзы графики зависимостей от координат x (рис. 5*а*) и y (рис. 5*б*) относительной интенсивности СВЧ пучка $W/W(0,0)$ (толстая линия) и относительной вариации интенсивности РК $\Delta I/\Delta I(0,0)$ (тонкая линия). Эти зависимости измерены при интенсивности СВЧ излучения в центре пучка $W(0,0) \approx 3$ Вт/см^2 (при такой интенсивности СВЧ излучения $\Delta I(0,0)/I_0 \approx 2$). Время экспозиции телекамеры в экспериментах составляло 200 мкс, задержка начала экспозиции по отношению к началу СВЧ импульса была равна 20 мкс. Как следует из рис. 5, измеренные двумя методами распределения совпадают в пределах экспери-

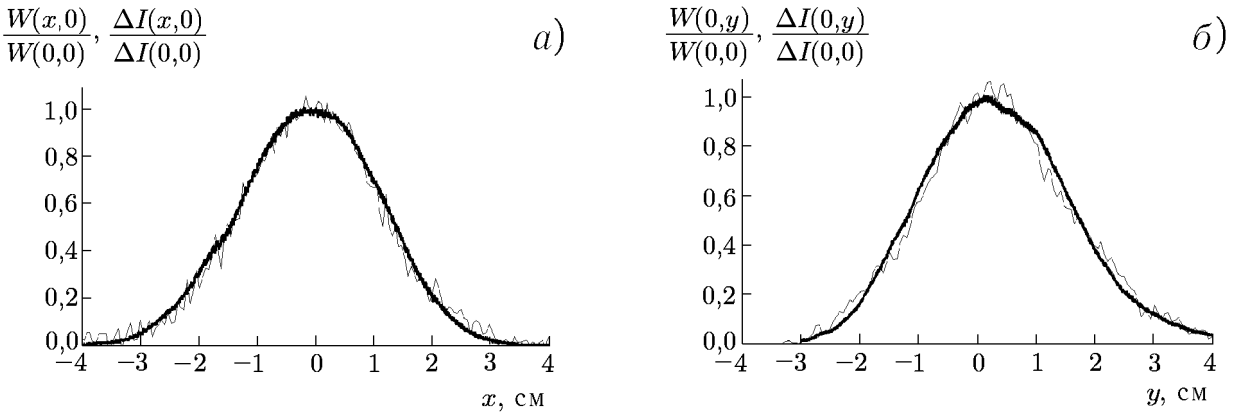


Рис. 5

ментальной ошибки. Если задержка начала экспозиции или время экспозиции были больше или порядка 10 мс, то происходило некоторое искажение получаемого с помощью рассматриваемого метода изображения СВЧ пучка [8]. Для выяснения причины возникновения искажений требуются дальнейшие исследования.

Наряду с определением пространственного распределения интенсивности квазиоптических СВЧ пучков, очень важной задачей является исследование модового состава излучения на выходе СВЧ волноводов и источников СВЧ излучения. Часто рабочими модами генераторов и усилителей миллиметрового излучения, таких, как гиротроны, гироклистроны и т. д., являются азимутально-симметричные моды H_{0n} круглого волновода [3]. Для изучения возможности использования данного метода визуализации для определения модового состава излучения на выходе СВЧ волноводов и источников СВЧ излучения были проведены модельные эксперименты по наблюдению поперечной структуры моды H_{01} круглого волновода. При этом использовался тот же, что и в предыдущих экспериментах, магнетрон с рабочей частотой 35,4 ГГц. Для трансформации моды H_{01} прямоугольного волновода, который расположен на выходе магнетрона, в моду H_{01} круглого волновода применялся преобразователь Марье. Диаметр круглого волновода на выходе преобразователя Марье был равен 1 см. Для увеличения поперечного размера СВЧ пучка использовалась коническая рупорная антенна с углом раскрыва 12° и радиусом раскрыва рупора $R = 2{,}8$ см. Входное окно газоразрядной трубки располагалось вплотную к рупору. На рис. 6 приведено двумерное распределение изменения интенсивности РК под действием СВЧ излучения. Это распределение измерено при максимальной интенсивности СВЧ излучения $W_{\text{m}} \approx$ $\approx$ 3 Вт/см^2, время экспозиции телекамеры составляло 200 мкс, задержка начала экспозиции по отношению к началу СВЧ импульса была равна 20 мкс. На рис. 6 видно, что картина рекомбинационного свечения соответствует структуре моды H_{01} (с небольшой примесью других

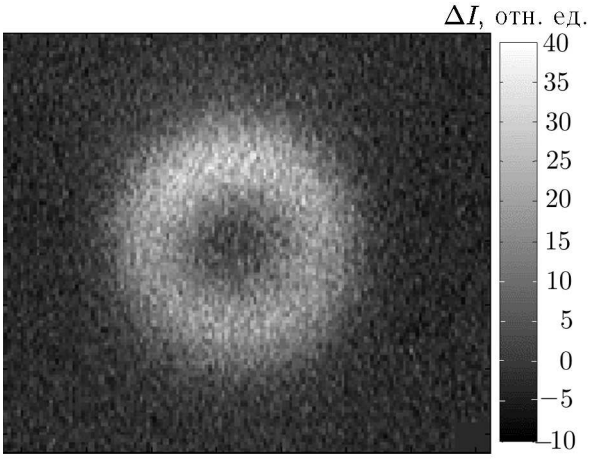


Рис. 6

мод). На рис. 7 приведена зависимость вариации интенсивности рекомбинационного континуума $\Delta I(x,0)$ от продольной по отношению к разрядному току координаты x. Зависимость напряжённости электрического поля $E_\varphi(r)$ СВЧ волны от радиуса r для моды H_{01} круглого волновода описывается функцией Бесселя первого порядка: $E_\varphi(r) \sim J_1(3{,}832r/R)$, где R — радиус волновода [21]. Поглощаемая в разряде мощность пропорциональна квадрату модуля напряжённости электрического поля $|E_\varphi(r)|^2 \propto [J_1(3{,}832r/R)]^2$. Как следует из рис. 7, распределение измеренного изменения интенсивности излучения континуума $\Delta I(x,0)$ (тонкая линия) и зависимость квадрата функции Бесселя первого порядка (толстая линия) достаточно хорошо совпадают. Это сравнение демонстрирует возможность применения предложенного метода для визуализации распределения интенсивности СВЧ излучения на выходе волноводов и источников СВЧ излучения. Недостаточно глубокий минимум интенсивности РК в центре СВЧ пучка связан, по-видимому, с нелокальностью дополнительного нагрева электронов вследствие влияния электронной теплопроводности. Локальность нагрева электронов под действием СВЧ излучения возможно будет повысить в дальнейшем путём увеличения давления ксенона.

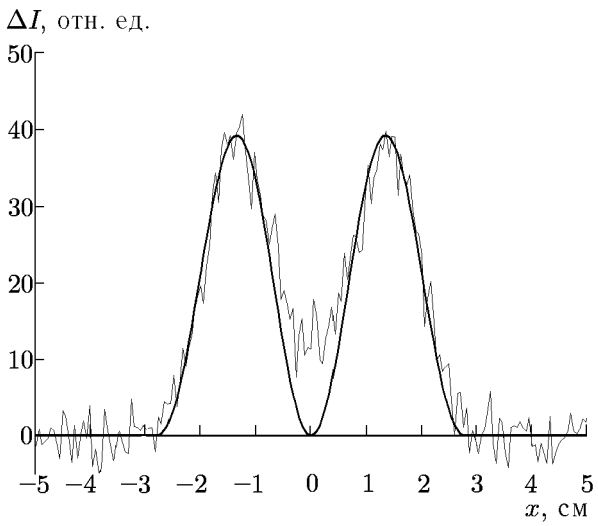


Рис. 7

Характерное время изменения интенсивности рекомбинационного континуума при быстром включении СВЧ излучения, измеренное с помощью фотоумножителя, перед которым был установлен набор интерференционных оптических фильтров, пропускающих только излучение РК, составляло порядка микросекунды, что приблизительно совпадает с временем нагрева электронов под действием СВЧ излучения. Таким образом, временно́е разрешение предложенного метода визуализации СВЧ пучков может достигать нескольких микросекунд. В условиях проведённых нами экспериментов по визуализации распределения интенсивности СВЧ излучения с помощью рекомбинационного континуума временно́е разрешение ограничивалось чувствительностью и минимальным временем экспозиции ПЗС-камеры CV-450. При длительности экспозиции 10 мкс близкое к единице отношение сигнал/шум наблюдалось при интенсивности падающего на плазму СВЧ излучения, приблизительно равной 4 Вт/см^2. Таким образом, в наших экспериментах была достигнута чувствительность по энергии около $4 \cdot 10^{-5}$ Дж/см^2.

Авторы благодарны С. В. Голубеву, А. Г. Литваку и В. Е. Семёнову за интерес к работе, С. М. Тивоненко за помощь в разработке и изготовлении газоразрядной трубки, Б. Г. Бочарову и А. А. Мансветову за модификацию телекамеры CV-450. Работа была частично поддержана РФФИ (грант № 00–02–17757).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kuznetsov S. O., Malygin V. I. // Int. J. Infrared Millim. Waves. 1991. V. 12, No. 11. P. 1 241.
2. Aleksandrov N. L., Chirkov A. V., Denisov G. G. // Int. J. Infrared Millim. Waves. 1997. V. 18, No. 6. P. 1 323.
3. Thumm M. K., Kasparek W. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. V. 30, No. 3. P. 755.

4. Idehara T., Ogawa I., Maeda S., et al. // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 2002. V. 23, No. 7. P. 973.
5. Bolomey J.-C. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1989. V. 37, No. 12. P. 2 109.
6. Волков Л. В., Воронко А. И., Карапетян А. Р. и др. // Квантовая электроника. 2002. Т. 32, № 9. С. 835.
7. Тимофеев Ю. П., Фридман С. А. // Изв. АН. Сер. Физическая. 1979. Т. 43, № 6. С. 1 303.
8. Гитлин М. С., Зеленогорский В. В., Перминов А. О. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28, № 11. С. 1.
9. Богатов Н. А., Гитлин М. С., Дикань Д. А., Лучинин Г. А. Экспериментальное исследование возможности использования положительного столба газового разряда в ксеноне с примесью паров цезия в качестве нелинейной среды для миллиметровых волн: Препринт № 385 ИПФ РАН. Нижний Новгород, 1995. 31 с.
10. Agnew L., Reichelt W. H. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39, No. 7. P. 3 149.
11. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б. Я. Мойжеса, Г. Е. Пикуса. М.: Наука, 1973. 480 с.
12. Wetzer J. M. // Physica C. 1984. V. 123. P. 247.
13. Биберман Л. М., Воробьёв В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
14. Lawless J. L., Lo D. // Appl. Phys. B. 1995. V. 60. P. 391.
15. Pascale J., Vandeplanque J. // J. Chem. Phys. 1974. V. 60, No. 6. P. 2 278.
16. Земцов Ю. К., Скороход Е. П. // Оптика и спектроскопия. 1975. Т. 38, № 3. С. 440.
17. Hunter S. R., Carter J. G., Christophorou L. G. // Phys. Rev. A. 1988. V. 38, No. 11. P. 5 539.
18. Bogatov N. A., Gitlin M. S., Dikan D. A., et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79, No. 15. P. 2 819.
19. Waszink J. H., Polman J. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40, No. 6. P. 2 403.
20. Вихарев А. Л., Гильденбург В. Б., Ким А. В. и др. // Высокочастотный разряд в волновых полях: Сб. трудов. Горький: ИПФ АН СССР, 1988. С. 41.
21. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. М.: Высшая школа, 1970. Т. 2. С. 86.

Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
21 мая 2003 г.

IMAGING OF SPATIAL DISTRIBUTION OF MICROWAVE INTENSITY USING THE RECOMBINATION CONTINUUM EMITTED BY THE POSITIVE COLUMN OF THE Cs—Xe DC DISCHARGE

I. E. Abubakirov, M. S. Gitlin, V. V. Zelenogorsky

The possibility to use the blue recombination continuum (BRC) emitted by nonequilibrium plasma of the positive column (PC) of the Cs—Xe DC discharge for real-time imaging of spatial distribution of microwave intensity was studied experimentally. A uniform plane slab of dense plasma of the PC of the Cs—Xe discharge with its aperture 10×8 cm was used for imaging of microwaves. In these experiments microwaves with a frequency of 35.4 GHz were generated by a magnetron with a maximum output power of 20 W. The dependence of intensity of BRC on the intensity of the microwaves incident on the plasma was measured. Spatial distributions of the microwave intensity for a microwave beam and the H_{01} mode of a circular waveguide were imaged. The results of the experiments showed that spatial distributions of microwave intensity measured using BRC agree well with the distributions determined by other methods. In the microwave imaging experiments the temporal resolution of 10 μs was demonstrated and the energy flux sensitivity about $4 \cdot 10^{-5}$ J/cm^2 was achieved.

УДК 520.622

МИКРОБОЛОМЕТР СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН НА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНАХ С АНДРЕЕВСКИМ ОТРАЖЕНИЕМ ДЛЯ РАДИОАСТРОНОМИИ

А. Н. Выставкин

Основные задачи современной субмиллиметровой радиоастрономии требуют для своего решения применения сверхнизкотемпературных прямых детекторов (микроболометров) с микронными и субмикронными размерами, встроенных в специальные планарные антенны, согласующие их с входными трактами приёмных систем, и выноса приёмных систем с помощью космических носителей за пределы атмосферы, чтобы исключить влияние её шумов и поглощения ей излучения. Как ожидается, эти меры дадут возможность получить предельную чувствительность прямых детекторов до $10^{-19} \div 10^{-18}$ Вт/Гц$^{1/2}$, что позволит наблюдать большинство самых слабых космических источников излучения. Проведены первые исследования и разработки микроболометров на горячих электронах с андреевским отражением; оценённая по измерениям на постоянном токе предельная чувствительность таких детекторов соответствует приведённым выше значениям. Первые результаты исследований выявили также трудности практической реализации оценочных значений предельной чувствительности. Эти трудности связаны с потерями мощности излучения из-за несовершенного согласования в СВЧ трактах и утечкой энергии электронов, получивших квант энергии от излучения, в поглотителе микроболометра за счёт передачи ими энергии фононам. Намечены меры по снижению этих потерь. В рамках подготовки в России к запуску космического телескопа субмиллиметрового диапазона длин волн сконструирован специальный двухкаскадный криостат для охлаждения оптики встраиваемого в криостат телескопа и двухмерной приёмной матрицы, разрабатываемой на основе упомянутых микроболометров и необходимой для наблюдений распределённых источников излучения. Предложен эффективный метод мультиплексирования сигналов в приёмной матрице.

1. ЗАДАЧИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ РАДИОАСТРОНОМИИ И НЕОБХОДИМЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Одним из важнейших готовящихся в настоящее время радиоастрономических исследований является наблюдение космического электромагнитного излучения субмиллиметрового диапазона (длины волн $\lambda \approx 2{,}0 \div 0{,}1$ мм). Ожидается получение обширной информации в этом диапазоне, которая даст возможность расширить наши представления о Вселенной и происходящих в ней процессах. Первейшими задачами таких наблюдений являются астрономическое исследование «холодной» компоненты вещества Вселенной (пыль в Солнечной системе, Галактике, внегалактической среде и т. д.) в указанном диапазоне длин волн, проведение общего обзора источников излучения в субмиллиметровом диапазоне для составления карт яркости распределённых источников и каталогов дискретных источников с целью обнаружения ранее неизвестных объектов, измерение спектров излучения астрономических источников и их вариаций, проведение космологических исследований (измерение анизотропии фонового космического микроволнового излучения, включая его пространственные флуктуации, изучение альфа-линии Лаймана, а также других водородных и гелиевых линий эпохи рекомбинации и вторичного нагревания), а также обзор атмосфер планет и их спутников [1].

До настоящего времени такие исследования выполнялись в ограниченном объёме, поскольку атмосфера Земли практически непрозрачна в указанном диапазоне длин волн и, кроме того, сама излучает шум в этом диапазоне, что ещё более ограничивает возможности приёма космического

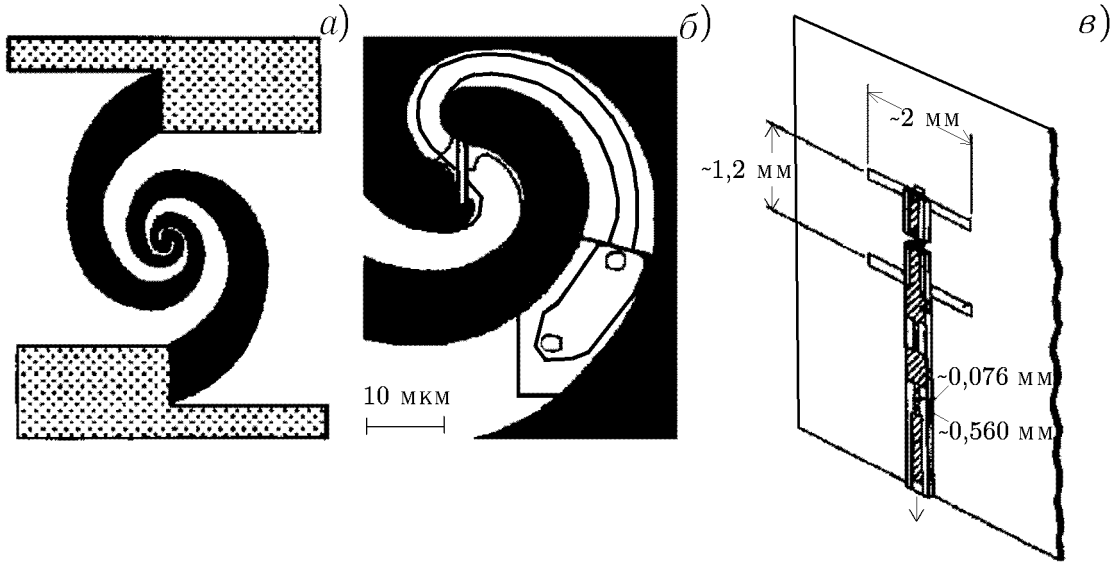


Рис. 1. Примеры антенн, согласующих входную оптическую (квазиоптическую) часть приёмной системы с поглотителем микроболометра: широкополосная спиральная антенна (*а*) и её центральная часть (*б*), приёмный элемент, в частности микроболометр, встраивается в центре спирали; двухдипольная щелевая антенна (в данном случае для миллиметрового диапазона длин волн), рассчитываемая на полосу частот $\Delta\omega/\omega \approx 0{,}5$ (*в*), приёмный элемент встраивается в середине микрополосковой линии, соединяющей щелевые диполи. В обоих случаях приёмный элемент является нагрузкой антенны

субмиллиметрового излучения. С целью преодоления названных обстоятельств в ряде стран — в США, Европе, Японии и России — планируются космические программы с установкой телескопов субмиллиметрового диапазона длин волн с приёмной аппаратурой на космических носителях с целью выноса их за пределы атмосферы. Анализ [2] показывает, что для выполнения приведённой выше программы наблюдений требуются, в первую очередь, матрицы приёмников прямого детектирования (прямых детекторов) с размерностью до 100×100 и предельной чувствительностью (noise equivalent power, NEP) отдельного детектора $P_{\text{пр}} = 10^{-19}\div10^{-18}$ Вт/Гц$^{1/2}$.

Основными способами достижения указанной предельной чувствительности являются выбор в качестве прямых детекторов микроболометров на разогреве электронов излучением, снижение рабочей температуры микроболометров до сверхнизких температур $T \approx 0{,}3\div0{,}1$ K и резкое уменьшение рабочего объёма их поглотителей в соответствии с формулой [3]

$$P_{\text{пр}} = \sqrt{4k_{\text{B}}T^2G_{\text{e}\to\text{ph}}} = \sqrt{4k_{\text{B}}T^3\gamma v/\tau_{\text{e}\to\text{ph}}}\,, \tag{1}$$

где k_{B} — постоянная Больцмана, $G_{\text{e}\to\text{ph}} = C_{\text{e}}/\tau_{\text{e}\to\text{ph}}$ — эффективная теплопроводность, обуславливающая обмен энергией между электронами и фононами, $C_{\text{e}} = \gamma Tv$ — теплоёмкость электронов, γ — постоянная Зоммерфельда, v — объём поглотителя, $\tau_{\text{e}\to\text{ph}}$ — постоянная времени неупругой электрон-фононной релаксации, $\tau_{\text{e}\to\text{ph}} \propto T^{-4}\div T^{-3}$ в зависимости от механизма рассеяния электронов. Зависимость $P_{\text{пр}} \propto \sqrt{v}$ для объёмных детекторов, в том числе на разогреве электронов, была получена ещё в [4]. Существующие технологии изготовления микроструктур позволяют получать субмикронные структуры поглотителей микроболометров (с размерами порядка 0,1 мкм и менее). При этом для согласования с оптическим (квазиоптическим) трактом телескопа поглотителей с размерами, много меньшими длины волны принимаемого излучения, они встраиваются в согласующие антенны, разрабатываемые специально для этих целей [5, 6] (рис. 1). Действие формулы (1) можно продемонстрировать на двух примерах. На детекторе субмиллиметрового

диапазона, основанном на разогреве электронов в n-InSb [4] при температуре 4,2 K и размерах поглотителя $1 \times 1 \times 0{,}25$ мм, достигнутых с помощью иммерсионной линзы, была получена предельная чувствительность $P_{\text{пр}} \approx 10^{-12}$ Вт/Гц$^{1/2}$. На субмиллиметровом болометре на горячих электронах [7, 8] при температуре 0,1 K и размерах поглотителя $6 \times 0{,}25 \times 0{,}035$ мкм оценённая по измерениям на постоянном токе предельная чувствительность составила $P_{\text{пр}} \approx 10^{-19}$ Вт/Гц$^{1/2}$. Разница в семь порядков возникает за счёт снижения температуры (чуть меньше трёх порядков) и за счёт снижения объёма (чуть больше четырёх порядков).

2. МИКРОБОЛОМЕТРЫ С АНДРЕЕВСКИМ ОТРАЖЕНИЕМ

Одними из наиболее перспективных детекторов для субмиллиметровой радиоастрономии с указанной ожидаемой предельной чувствительностью являются микроболометры на горячих электронах с андреевским отражением [9]. Предложены такие микроболометры в двух исполнениях:

1) с тонкоплёночным поглотителем из нормального металла и считывателем продетектированного сигнала — измерителем приращения температуры электронов при поглощении принимаемого излучения — в виде перехода сверхпроводник—изолятор—нормальный металл (СИН-переход) [5, 8]; такой считыватель применён, поскольку в отличие от обычных болометров сопротивление поглотителя данного болометра из нормального металла не изменяется с температурой при $T < 1$ K;

2) с тонкоплёночным поглотителем из сверхпроводника или двухслойной структуры сверхпроводник—нормальный металл, в которых наблюдается сверхпроводниковый фазовый переход [10]. Во втором случае тонкоплёночная структура является одновременно поглотителем излучения и считывателем продетектированного сигнала за счёт резкого изменения сопротивления структуры на краю сверхпроводникового перехода при поглощении излучения. Второй вариант получил название «датчик на краю перехода» (ДКП) (transition edge sensor, TES). В обоих исполнениях электроды, подводящие к тонкоплёночной структуре ток смещения и излучение и отводящие продетектированный сигнал, выполнены из сверхпроводника, обеспечивающего андреевское отражение электронов на границах поглотитель—электрод [9]. Благодаря этому явлению передача заряда через электроды и, следовательно, прохождение тока смещения в поглотитель и вывод продетектированного сигнала осуществляются без отдачи энергии нагретых электронов в цепь смещения. Таким образом, имеет место сохранение энергии электронов, полученной от излучения и тока смещения, в поглотителе.

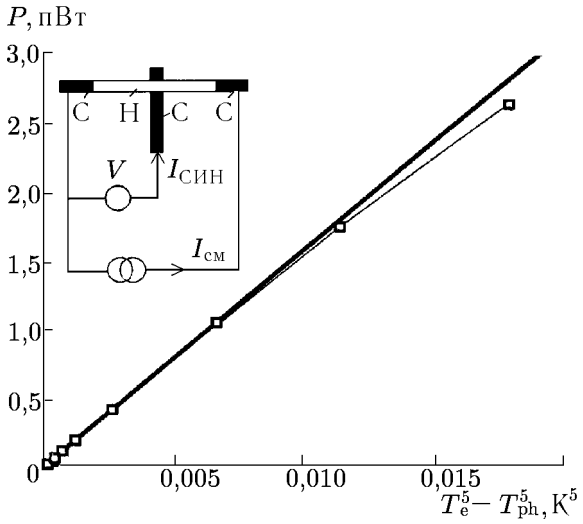


Рис. 2. Вычисленные из измеренных вольт-амперных характеристик (точки) и рассчитанные теоретические значения (жирная линия) рассеиваемой в поглотителе мощности постоянного тока смещения и соответствующие им значения температуры электронов. На вставке приведена схема измерений ВАХ СИН-перехода при различных токах смещения (значениях рассеиваемой мощности) и физической температуре

С целью изучения механизма релаксации энергии горячих электронов в поглотителе микроболометра из нормального металла (исполнение 1) была измерена зависимость рассеиваемой мощно-

сти, получаемой электронами из цепи смещения, от их температуры [7, 8]. Измерения проводились с микросхемой, состоящей из поглотителя излучения в виде структуры сверхпроводник—длинная плёнка из нормального металла—сверхпроводник (С—ДН—С-структура) и датчика продетектированного сигнала на основе СИН-перехода (вставка на рис. 2). Сверхпроводниковые электроды (С) изготавливались из алюминия. Поглотитель из нормального металла (Н) изготавливался из серебра (толщина слоя 35 нм), перед этим для лучшей адгезии к кремниевой подложке наносился слой хрома с толщиной 3 нм. Длина и ширина поглотителя составляли 6 и 0,25 мкм соответственно. Методика измерений описана в [8] и состоит в измерении вольт-амперных характеристик (ВАХ) СИН-перехода при различных физических температурах и значениях мощности (тока $I_{\text{см}}$) подводимого смещения и последующего сопоставления ВАХ. На графике рис. 2 представлены результаты измерений мощности постоянного тока, поглощаемой в полоске из нормального металла, и достигаемой температуры электронов T_{e} при физической температуре образца $T_{\text{ph}} = 40$ мК. На этом же графике нанесена теоретическая зависимость мощности, рассеиваемой электронами в решётке полоски из нормального металла и подложке за счёт электрон-фононного взаимодействия, от температуры электронов T_{e} и температуры металла и подложки $T = T_{\text{ph}}$:

$$P_{\text{e}\to\text{ph}} = \Sigma v\,(T_{\text{e}}^5 - T_{\text{ph}}^5), \tag{2}$$

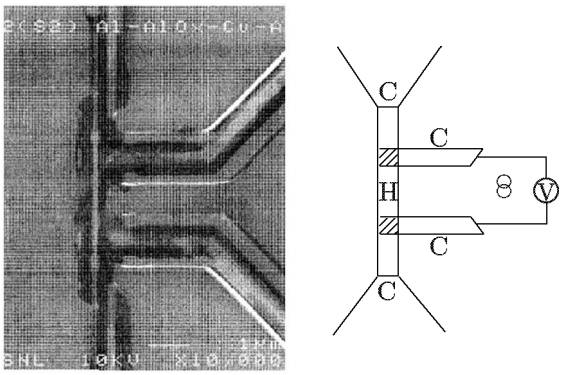


Рис. 3. Фотография микроболометра, полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа [12]. Поглотитель, выполненный из меди с помощью электронно-лучевой литографии, с размерами 5×0,25×0,07 мм включён в двойную щелевую антенну, подобную изображённой на рис. 1*в*. С целью снижения наводок на подводящие проводники использованы два СИН-перехода. Справа показана соответствующая электрическая схема

где Σ — характерный параметр материала, v — объём серебряной полоски-поглотителя. Прямая, соответствующая соотношению (2), проведена вдоль экспериментальных точек, и по её наклону вычислено значение $\Sigma \approx 3$ нВт $\cdot$ К$^{-5}$ $\cdot$ мкм$^{-3}$. Из хорошего совпадения формы теоретической зависимости и экспериментальных точек, по крайней мере при $T_{\text{e}} \le 0{,}4$ К, следует, что преобладающим механизмом оттока энергии от электронов является её передача решётке серебряной полоски и подложке через электрон-фононные взаимодействия, а другие механизмы оттока энергии не дают заметного вклада. Это свидетельствует и о наличии андреевского отражения на границах нормальный металл—сверхпроводник.

С помощью той же электрической схемы был оценён отклик по напряжению, или вольт-ваттная чувствительность, СИН-болометра, равный отношению приращения напряжения смещения в цепи СИН-перехода к приращению электрической мощности в цепи смещения поглотителя: $S_V = \mathrm{d}V/\mathrm{d}P$. Он составил 10^9 В/Вт при $T =$ $= 0{,}1$ К и 10^8 В/Вт при $T = 0{,}3$ К [7, 8]. Исходя из этих значений S_V, по известной формуле $P_{\text{пр}} = \sqrt{\overline{u_{\text{ш}}^2}}/S_V$, где $\sqrt{\overline{u_{\text{ш}}^2}}$ — среднеквадратичное шумовое напряжение на выходе микроболометра, может быть оценена его предельная чувствительность. Если ориентироваться на лучшие существующие усилители с $\sqrt{\overline{u_{\text{ш}}^2}} \approx 0{,}3$ нВ/Гц$^{1/2}$, $P_{\text{пр}}$ составит $3 \cdot 10^{-19}$ и $3 \cdot 10^{-18}$ Вт/Гц$^{1/2}$ при 0,1 К и 0,3 К соответственно. Реальный микроболометр [11, 12] (рис. 3), изготовленный с

помощью электронно-лучевой литографии, встраивался в двойную щелевую антенну, подобную изображённой на рис. 1*в*, рассчитанную на центральную частоту 300 ГГц. Измеренная с помощью тёплой и холодной нагрузок [12, 13] предельная чувствительность этого микроболометра при рабочей температуре 0,3 К составила $3 \cdot 10^{-16}$ Вт/Гц$^{1/2}$, что на два порядка хуже (больше) приведённой выше оценки. Возможные причины этого — рассогласование микроболометра с подводящим трактом и потери мощности принимаемого излучения на входе, а также потери энергии электронами, получившими большой квант энергии от принимаемого излучения и, не успев термализоваться с другими электронами, передавшими её фононам [14]. Обе причины требуют детального исследования и принятия необходимых мер.

С целью получения данных для конструирования микроболометров на горячих электронах на основе ДКП (исполнение 2)) были изготовлены двухслойные плёночные структуры молибден—медь (молибден — сверхпроводник при указанных выше температурах вплоть до 0,9 К, медь — нормальный металл) на кремниевой подложке и измерены зависимости их сопротивления R от температуры [15–17]. Были изготовлены плёночные структуры с различными толщинами слоёв молибдена и меди. Наиболее чувствительными к влиянию меди на температуру края сверхпроводникового фазового перехода $T_{\text{КП}}$ оказались образцы с толщиной молибдена порядка 12÷15 нм. На них были получены значения $T_{\text{КП}}$ в пределах 0,08÷0,4 К, что удовлетворяет параметрам планируемых для применения рефрижераторов [1]. При большей толщине слоя молибдена величина $T_{\text{КП}}$ была существенно выше 0,4 К, а при меньшей при наложении меди образцы не переходили в сверхпроводящее состояние вовсе. Полученные зависимости $R(T)$ для $T_{\text{КП}} \approx 0{,}4$ К при толщинах слоёв Mo и Cu около 15 и 35 нм соответственно и для $T_{\text{КП}} \approx 0{,}08$ К при толщине слоёв 12 и 100 нм приведены на рис. 4. Для полноты картины там же приведена зависимость $R(T)$ чистой (без меди) плёнки молибдена с толщиной около 12 нм. Из трёх приведённых зависимостей видна тенденция действия эффекта близости [18]: при увеличении толщины плёнки меди температура края перехода уменьшается. Одновременно уменьшается и сопротивление двухслойной структуры, что определяется увеличением толщины медной плёнки. Плёнка из чистого молибдена имеет $T_{\text{КП}} \approx 0{,}9$ К, как и должно быть для молибдена. Из приведённых данных следует возможность вариации и тем самым получения нужной температуры края перехода в таких структурах в указанном диапазоне температур за счёт эффекта близости путём подбора толщин слоёв.

С целью оценки предельной чувствительности $P_{\text{пр}}$ ДКП-микроболометров на основе двухслойных Mo/Cu-плёночных структур вычислены [17] ВАХ двух микроболометров с такими же толщинами плёнок Mo и Cu, но с пропорционально уменьшенными поперечными размерами: с $15 \times 1{,}5$ мм до $8 \times 0{,}8$ мкм, и, следовательно, с такими же зависимостями сопротивления от температуры. Расчёт проводился на основании этих зависимостей и уравнения баланса энергии электронов [19]

$$P_{\text{J}} = \frac{U^2}{R(T_{\text{e}})} = \Sigma v\,(T_{\text{e}}^5 - T_{\text{ph}}^5), \tag{3}$$

где $P_{\text{J}} = U^2/R(T_{\text{e}})$ — джоулева мощность, поступающая в электронную систему из цепи смещения и расходуемая на нагрев электронов, U — фиксированное напряжение смещения, T_{e} — температура электронов, $R(T_{\text{e}})$ — сопротивление болометра, зависящее от электронной температуры. Правая часть (3) та же, что и в уравнении (2). Значение Σ заимствовано из описанных выше измерений зависимости мощности, рассеиваемой электронами в решётке полоски из нормального металла за счёт электрон-фононного взаимодействия, от температуры электронов T_{e} и температуры решётки $T = T_{\text{ph}}$. Результаты расчётов ВАХ приведены на рис. 5. На этом же

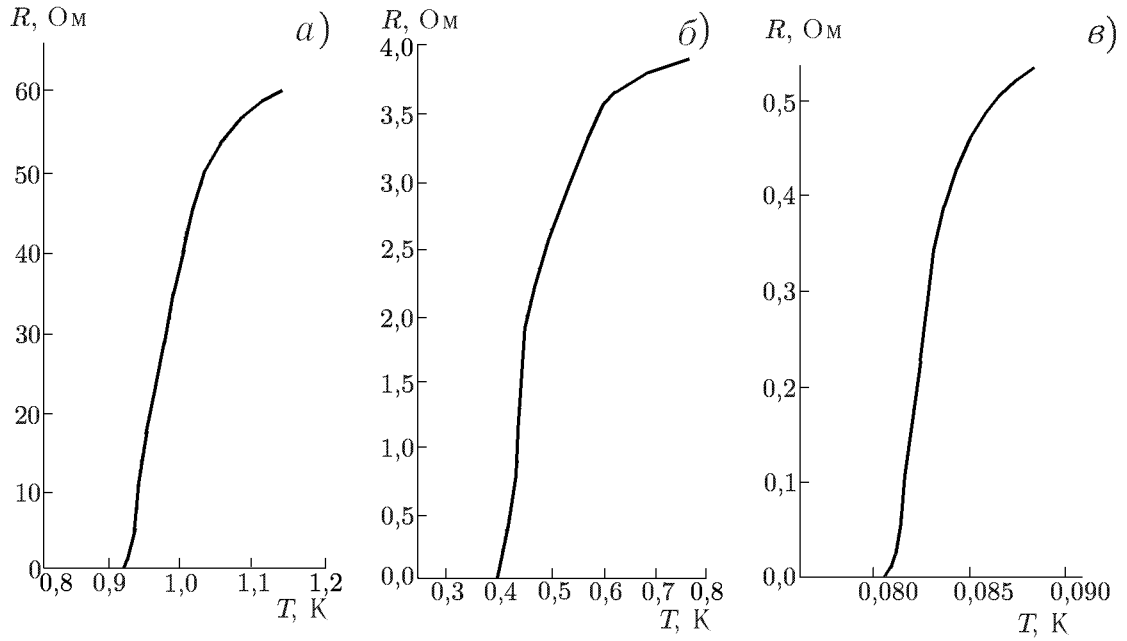


Рис. 4. Полученные с помощью четырёхточечной измерительной схемы зависимости $R(T)$ для трёх образцов: плёнки из чистого молибдена с толщиной 12 нм (*а*) и двухслойных плёночных структур Mo/Cu с толщинами слоёв молибдена и меди 15 и 30 нм (*б*) и 12 и 100 нм (*в*) соответственно. Размеры образцов 24 × 1,5 мм, расстояние между измерительными потенциальными электродами 15 мм

рисунке показаны зависимости мощности, рассеиваемой поглотителем из цепи смещения по постоянному току, от напряжения смещения. Общий вид и масштаб величин этих зависимостей близок к результатам прямых измерений, выполненных в [19] для двухслойных структур. При фиксированном напряжении смещения ДКП-микроболометр работает в режиме отрицательной электротермической обратной связи [19]. В этом режиме при поглощении электронами ДКП-микроболометра небольшой мощности $P_{\rm rad}$ принимаемого излучения джоулева мощность, поглощаемая электронами из цепи смещения по постоянному току, уменьшается на величину $\Delta P_{\rm J}$, равную поглощённой мощности излучения [10]:

$$\Delta P_{\rm J} = U\Delta I = P_{\rm rad}. \tag{4}$$

Из (4) можно получить выражение для токового отклика, или ампер-ваттной чувствительности (А/Вт), ДКП-микроболометра:

$$S_I = \frac{\Delta I}{P_{\rm rad}} = \frac{1}{U}\,, \tag{5}$$

и выражение для предельной чувствительности:

$$P_{\rm пр} = \sqrt{\overline{i^2_{\rm noise}}}/S_I, \tag{6}$$

где $\sqrt{\overline{i^2_{\rm noise}}}$ — среднеквадратичное значение токового шума считывателя-усилителя, стоящего после микроболометра. Из рис. 5 получаем $U_{0,4} \approx 10^{-7}$ мкВ и $U_{0,08} \approx 10^{-9}$ мкВ для структур

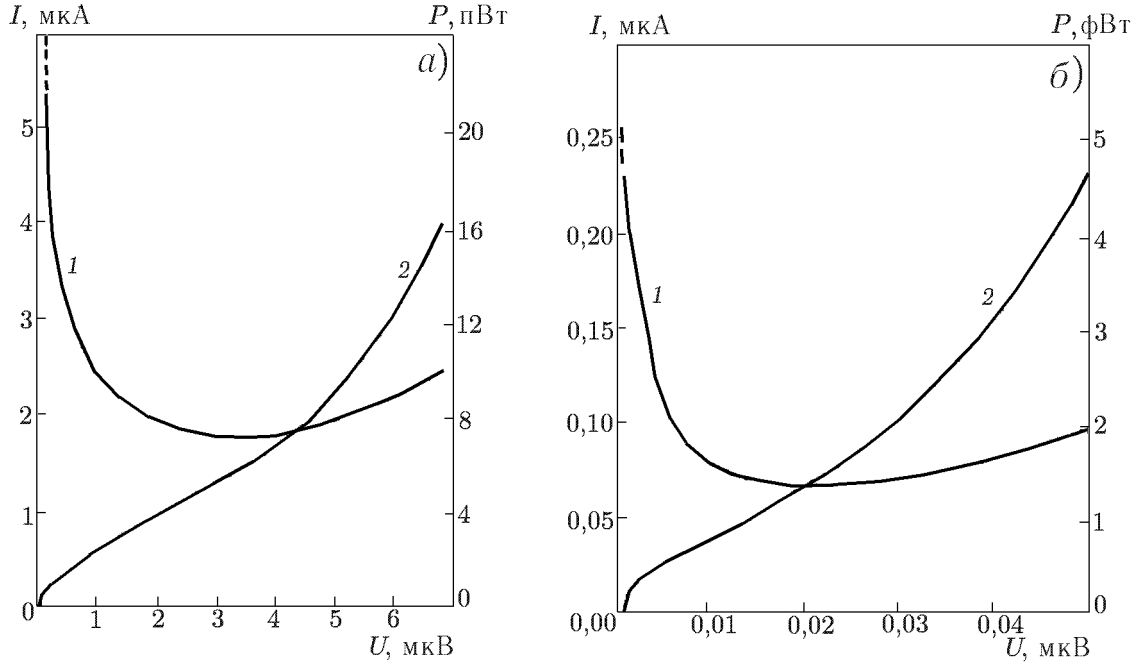


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики (кривые *1*) и зависимости поглощённой мощности (кривые *2*) от приложенного фиксированного напряжения смещения U для двух микроболометров с поперечными размерами поглотителя $8 \times 0{,}8$ мкм и толщинами слоёв молибдена и меди двухслойной структуры 15 и 30 нм (*а*) и 12 и 100 нм (*б*). Зависимости $R(T)$ для указанных микроболометров соответствуют приведённым на рис. 4*б* и *в*. Графики рассчитаны с использованием указанных зависимостей $R(T)$ и уравнения баланса энергии электронов (3)

при $T = 0{,}4$ и $0{,}08$ К соответственно. Для имеющегося у нас считывателя-усилителя на основе СКВИД (от английского SQUID, Superconducting Quantum Interference Device) с токовым шумом $\sqrt{\overline{i^2_{\text{noise}}}} \approx 5 \cdot 10^{-12}$ А/Вт получаем $P_{\text{пр}}(T = 0{,}4) \approx 5 \cdot 10^{-19}$ А/Вт и $P_{\text{пр}}(T = 0{,}08) \approx 5 \cdot 10^{-21}$ А/Вт. Примерно такие же оценки получены для $T \approx 0{,}1$ К в [3, 6]. Безусловно, приведённые цифры являются только оценками и необходимо измерить ВАХ и $P_{\text{пр}}$ реальных двухслойных структур. Такие измерения сейчас находятся в стадии подготовки. Заметим, что оценённое значение $P_{\text{пр}}$ при $T = 0{,}08$ К для ДКП-микроболометра на порядок лучше (меньше), чем предельная чувствительность $P_{\text{пр}}$ при $T = 0{,}1$ К для СИН-микроболометра (см. выше) при примерно тех же поперечных размерах поглотителя. Причина этого, как указывалось в [6, 20], состоит в том, что в случае ДКП-микроболометра все горячие электроны в поглотителе, получившие энергию от излучения, участвуют в формировании отклика (продетектированного сигнала), тогда как в случае СИН-микроболометра в формировании отклика участвуют только те электроны, которые находятся непосредственно под контактами СИН-перехода(ов).

В заключение скажем несколько слов о готовящемся в России выводе на околоземную орбиту космического телескопа для наблюдений в субмиллиметровом диапазоне длин волн [1, 12]. Телескоп, выполненый по оптической схеме Кассегрена или Ричи—Кретьена, с диаметром главного зеркала 60 см планируется вмонтировать в специально сконструированный для этих целей двухступенчатый криостат, обеспечивающий охлаждение оптики до $5 \div 10$ К с целью резкого уменьшения её теплового шума, а также охлаждение матрицы приёмников до $0{,}25 \div 0{,}30$ К с помощью второй ступени криостата — сорбционного рефрижератора — для достижения предельно

высокой чувствительности. В стадии разработки находится приёмная матрица описанных выше ДКП-микроболометров. Ведётся разработка технологии изготовления микроболометров с субмикронными (0,1 мкм и менее) поперечными размерами. Предложен и разрабатывается новый метод мультиплексирования сигналов в низкотемпературной матрице микроболометров большой размерности (порядка 100×100) [21]. В нём используется схемотехническое пространственно-временное преобразование сигналов, формирующих изображение, и последующий компьютерный синтез этого изображения. Компьютерное моделирование предложенного метода показало, что он адекватно восстанавливает исходные изображения. Метод даёт возможность резко сократить количество проводников, подсоединённых к прямым детекторам и считывателям-усилителям сигналов на основе СКВИД, значительно сократить количество самих СКВИД и существенно упростить схему соединений болометров со СКВИД и внешними цепями по сравнению с другими известными методами мультиплексирования. Названные меры предприняты с тем, чтобы предотвратить перегрев сорбционного рефрижератора теплóм, поступающим по проводникам. При этом также достигается существенное улучшение отношения сигнал/шум.

Работа поддержана Международным научно-техническим центром (проект № 1239) и Советом по грантам Президента РФ для поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (грант № 00–15–99019).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vystavkin A. N., Chouvaev D. V., Claeson T., et al. // 10th Intern. Symp. on Space Terahertz Technology, March 16–18, 1999, Charlottesville, USA. P. 39.
2. Detector needs for long wavelength astrophysics: A report by the infrared, sub-millimeter and millimeter detector working group after the Far-infrared, sub-mm and mm detector technology workshop, Monterey, California, 1–3 April, 2002. http://www.sofia.usra.edu/det_workshop/report/report.html.
3. Karasik B. S., McGrath W. R., LeDuc H. G., Gershenson M. E. // Supercond. Sci. Technol. 1999. V. 12. P. 745.
4. Выставкин А. Н., Мигулин В. В. // Радиотехника и электроника. 1967. Т. 12, № 11. С. 1 989.
5. Nahum M., Richards P. L., Mears C. A. // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 1993. V. 2, № 1. P. 2 124.
6. Выставкин А. Н. // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46, № 7. С. 806.
7. Выставкин А. Н., Шуваев Д. В., Кузьмин Л. С. и др. // ЖЭТФ. 1999. Т. 115, вып. 3. С. 1 085.
8. Nahum M., Martinis J. M. // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 63, No. 22. P. 3 075.
9. Андреев А. Ф. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46, вып. 5. С. 1 823.
10. Irwin K. D., Hilton G. C., Wollman D. A., Martinis J. M. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69, No. 13. P. 1 945.
11. Shuvaev D. V., Golubev D. I., Tarasov M. A., Kuzmin L. S., Claeson T. // Proc. 10th Intern. Symp. on Space Terahertz Technol., March 16–18, 1999, Charlottesville, USA. P. 59.
12. Gromov V. D., Kuzmin L. S., Shuvaev D. V., et al. // Proc. NASA Space Astrophys. Detectors Meeting, June 2000, Baltimore, USA.
13. Тарасов М. А., Кузмин Л. С., Шуваев Д. В., Выставкин А. Н. // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47, № 10. С. 1 251.
14. Devyatov I. A., Kuprianov M. Yu. // Ext. Abstracts 8th Intern. Supercond. Electronics Conf., June 19–22, 2001, Osaka, Japan. P. 512.
15. Выставкин А. Н., Дмитриев В. В., Завьялов В. В. и др. // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, № 6. С. 874.

16. Kovtonyuk S. A., Kovalenko A. G., Chebotarev A. A., Vystavkin A. N. // Proc. 14th Intern. Symp. on Space Terahertz Technol., April 22–24, 2003, Tucson, USA.
17. Vystavkin A. N., Kovtonyuk S. A., Kovalenko A. G. // Proc. 10th Intern. Workshop on Low Temperature Detectors, July 7–11, 2003, Genoa, Italy.
18. Werthamer N. R. // Phys. Rev. 1963. V. 132, No. 6. P. 2 440.
19. Irwin K. D., Hilton G. C., Martinis J. M., Cabrera B. // Nucl. Instr. and Meth. A. 1996. V. 370. P. 177.
20. Vystavkin A. N. // Proc. 11th Intern. Symp. on Space Terahertz Technol., 1–3 May, 2000, Ann Arbor, USA. P. 197.
21. Выставкин А. Н., Пестряков А. В. // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, № 9. С. 1 085.

Институт радиотехники и электроники РАН,
г. Москва, Россия

Поступила в редакцию
26 мая 2003 г.

SUBMILLIMETER-WAVE HOT-ELECTRON MICROBOLOMETER WITH ANDREEV REFLECTION FOR RADIOASTRONOMY

A. N. Vystavkin

The main tasks of up-to-date submillimeter-wave radioastronomy requires application of superlow-temperature direct detectors (microbolometers) of micron and submicron dimensions built in special planar antennas matching them with input channels of receiving systems and injection of these systems by space vehicles out of the atmosphere to exclude the influence of atmospheric noise and absorption of radiation. Such measures are expected to allow us to obtain the noise equivalent power (NEP) of direct detectors up to 10^{-19} – 10^{-18} W/Hz$^{1/2}$, which makes it possible to observe the majority of the weakest space radiation sources. The first studies and development of hot-electron microbolometers with Andreev reflection are performed. The NEP of such detectors estimated from dc measurements, corresponds to the above values. The first results of these studies also revealed difficulties of actual realization of the estimated NEP. The difficulties are related to radiation power losses due to imperfect matching in microwave channels and leakage of energy of electrons (acquiring an energy quantum from radiation and transferring it to phonons in the microbolometer absorber. Measures to reduce these losses are planned. A special two-stage cryostat for cooling both optical devices of the telescope built in the cryostat and the two-dimensional receiving array developed on the basis of the above-mentioned microbolometers and required for observing distributed radiation sources is designed within the framework of the Russian project for launching the submillimeter-wave space telescope. An efficient method for multiplexing signals in the receiving array is proposed.

УДК 533.9.03

ДИНАМИКА СВЧ РАЗРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОЙ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ ГАЗА

А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, В. Г. Зорин, С. В. Разин, А. В. Сидоров, В. А. Скалыга, А. Г. Шалашов

В работе экспериментально продемонстрирована возможность создания и поддержания сильно ионизованной плазмы при низких давлениях газа электромагнитным излучением, интенсивность которого ниже стандартного пробойного уровня. Определены условия возникновения и поддержания разряда, измерены параметры плазмы. Необходимым условием образования разряда является сильная предварительная ионизация газа. При этом заметный нагрев электронов, обеспечивающий эффективную ионизацию газа, в СВЧ поле достигается за счёт кулоновских столкновений с ионами затравочной плазмы, которые происходят существенно чаще, чем столкновения электронов с нейтральными частицами газа. Предложена качественная аналитическая модель развития разряда, описывающая наблюдаемые эффекты.

ВВЕДЕНИЕ

В работе проведено исследование газового разряда низкого давления, возникающего в магнитной ловушке под действием коротковолнового электромагнитного излучения гиротрона с интенсивностью ниже стандартного пробойного уровня (см., например, [1]). Изучению разрядов при допробойной интенсивности излучения посвящено значительное количество работ. Для возникновения и поддержания разряда в этих условиях необходимо стороннее воздействие на газ (инициация разряда). При высоких давлениях газа инициация разряда обычно сводится к нагреву или возбуждению молекул газа [2, 3], при низких давлениях — к предварительной ионизации газа [4]. В данной работе рассмотрено развитие инициированного разряда при низких давлениях газа в магнитном поле за счёт создания затравочной плазмы с достаточно высокой концентрацией, при которой частота электрон-ионных столкновений становится больше частоты столкновений электронов с нейтральными частицами. При столкновениях с ионами в СВЧ поле может происходить эффективный нагрев электронов (такой нагрев возможен в условиях наших экспериментов, когда основной канал потерь энергии связан с выносом частиц на стенки камеры, причём потери не зависят от частоты столкновений [5]) до температур, обеспечивающих поддержание почти полностью ионизованной плазмы.

В первой части работы приведены результаты экспериментального исследования параметров плазмы в СВЧ разряде, поддерживаемом излучением гиротрона на частоте 37,5 ГГц, при давлении газа $10^{-5} \div 10^{-4}$ Торр, магнитном поле 50÷1 000 мТл. Во второй части предложена наглядная теоретическая модель, качественно описывающая наблюдаемые явления.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В экспериментах использовалась установка, подробно описанная в [6]. Схема экспериментов показана на рис. 1. Затравочная плазма создавалась с помощью импульсного высоковольтного разряда с протеканием тока вдоль оси магнитной системы (*1* на рис. 1) и нагревалась с помощью

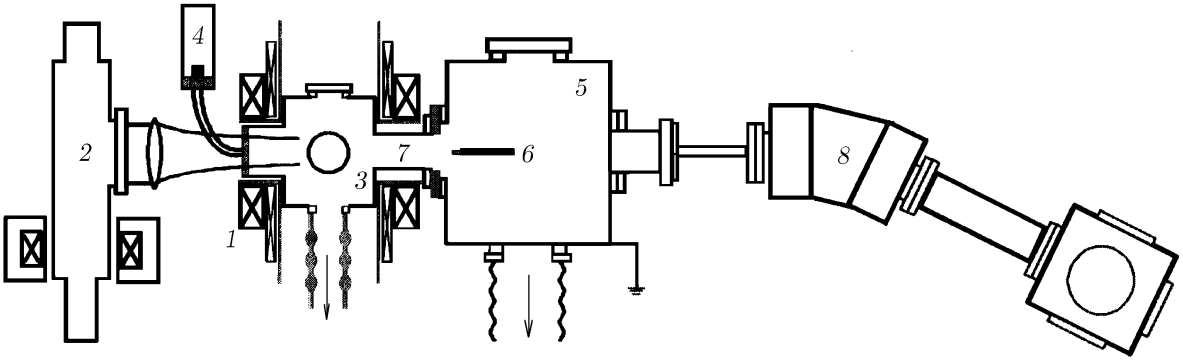


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

импульсного СВЧ излучения гиротрона (*2*), которое вводилось в разрядную вакуумную камеру (*3*) вдоль силовых линий магнитного поля. Частота излучения гиротрона составляла 37,5 ГГц, мощность — 80 кВт, длительность импульса — 1,5 мс. Магнитное поле варьировалось в широких пределах — от нуля до 2 Тл. Газ вводился в разрядную камеру с помощью импульсного клапана (*4*) по кварцевой трубке с диаметром 0,5 см, впаянной в кварцевое окно, через которое выводится СВЧ излучение. Трубка располагалась на оси магнитной системы (см. рис. 1). Клапан открывался перед началом СВЧ импульса. Регулировка момента открывания клапана относительно СВЧ импульса позволяла получать разряд как в неподвижном газе (давление можно было регулировать), так и в газовой струе. Все измерения проходили при давлении остаточного газа в камере, меньшем 10^{-5} Торр. Продолжительность высоковольтного разряда, создающего затравочную плазму, была много меньше длительности СВЧ импульса и составляла приблизительно 100 мкс. Как правило, синхронизация устанавливалась таким образом, чтобы высоковольтный импульс оканчивался к началу импульса СВЧ излучения. Концентрация затравочной плазмы, оценённая по измерениям тока высоковольтного разряда с помощью пояса Роговского, находилась в интервале $10^{10} \div 10^{12}$ см$^{-3}$.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В экспериментальных условиях разряд может поддерживаться в магнитных полях различной конфигурации — как в магнитном поле осесимметричной ловушки с магнитными пробками, так и в квазиоднородном поле соленоида. В описываемых экспериментах разряд возникал в ловушке, если магнитное поле в пробках было больше 50 мТл и в поле соленоида[1] при превышении порогового значения поля 280÷330 мТл при максимальной мощности СВЧ излучения в широком диапазоне давлений газа в камере ($10^{-4} \div 10^{-2}$ Торр). Разряд удавалось поддерживать при плотности потока СВЧ излучения, превышающей 1 кВт/см^2 (максимальное значение составляло 6 кВт/см^2).

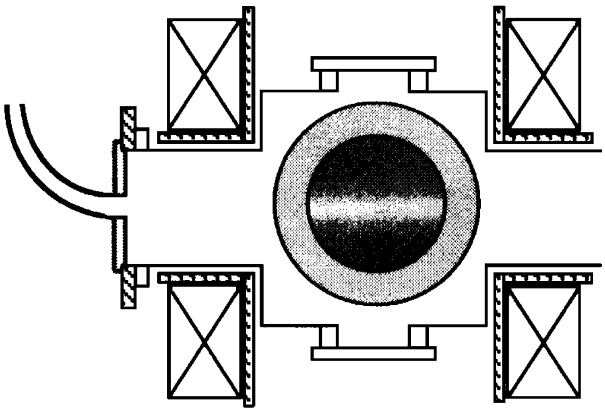


Рис. 2. Фотография разряда

Затравочная плазма создавалась только на оси магнитной системы, поэтому в достаточно широком диапазоне давлений газа в камере и концентрации газовой струи разряд был локализован

[1] При этом отключалась группа катушек, создающих одну из пробок магнитного поля.

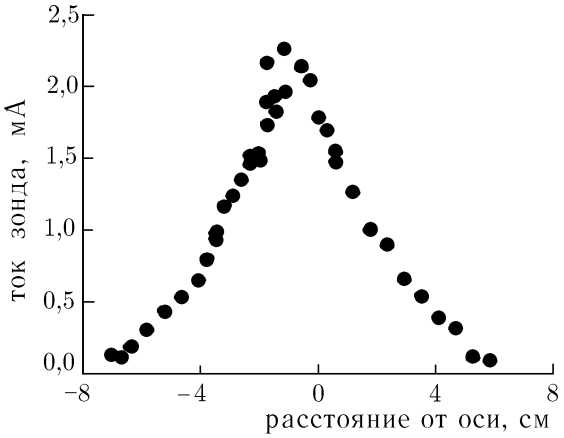


Рис. 3. Распределение ионного тока насыщения на зонд

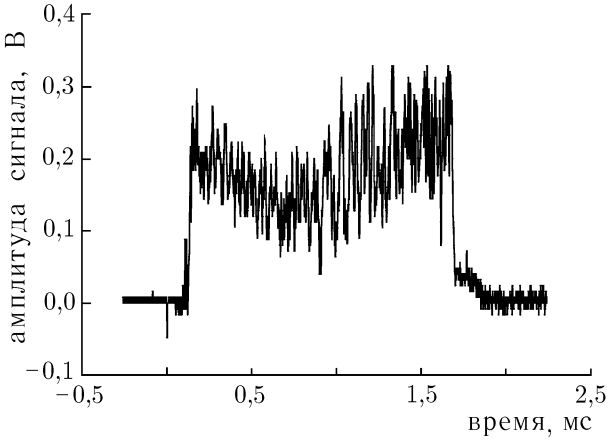


Рис. 4. Осциллограмма напряжения, соответствующего току цилиндра Фарадея

около оси. Диаметр плазменного столба (размер поперёк магнитного поля, определённый по свечению плазмы) в центральном сечении камеры составлял приблизительно 1 см. Фотография такого разряда, полученная через боковой фланец разрядной камеры с окном, вместе со схемой фотографирования показана на рис. 2.

Плазма из разрядной камеры могла вытекать вдоль силовых линий магнитного поля в диагностическую камеру (*5* на рис. 1), где она исследовалась с помощью одиночного зонда (*6*). Типичное распределение ионного тока насыщения на зонд на расстоянии 20 см от пробки ловушки показано на рис. 3. Ширина распределения по полувысоте равна 5 см. Температура электронов определялась по электронной ветви вольтамперной характеристики зонда и составляла приблизительно 20 эВ. Величина плавающего потенциала равнялась 40 В, что также свидетельствует о сравнительно низкой температуре электронов.

Плотность потока плазмы через пробку ловушки измерялась по ионному току, извлекаемому из плазмы с помощью двухэлектродной системы экстракции с диаметром отверстия в плазменном электроде $d = 1$ мм. Плазменный электрод устанавливался в магнитной пробке или вне ловушки на расстоянии $z = 10$ см от пробки (*7* на рис. 1). Ток ионов измерялся с помощью стандартного цилиндра Фарадея с отрицательным защитным электродом. Типичная осциллограмма напряжения на нагрузочном сопротивлении цилиндра Фарадея показана на рис. 4. Ток цилиндра Фарадея зависел от магнитного поля, напряжения экстракции, потока газа и т. д. Максимальный зафиксированный ток цилиндра Фарадея составил 0,4 мА при размещении плазменного электрода на расстоянии 10 см от пробки ловушки [2], при этом плотность ионного тока составляла 50 мА/см^2. Если предположить, что разлёт плазмы происходит по силовым линиям магнитного поля, то плотность тока ионов в пробке ловушки должна быть в 6 раз больше, чем в точке $z = 10$ см, и составлять приблизительно 300 мА/см^2. Косвенные измерения показывают, что возможно получение и большей плотности тока в некоторых режимах работы, однако для получения надёжных результатов необходимо напряжение экстракции ионов, превышающее допустимое в экспериментах значение. Полученная плотность тока существенно превосходит значения, характерные для традиционных СВЧ источников плазмы [4]. Осцилляции тока цилиндра Фарадея, по-видимому, связаны с развитием магнитогидродинамических неустойчивостей в плазме.

[2] При меньших расстояниях плотность тока была слишком велика, что приводило к сильной расходимости ионного пучка, вследствие чего часть пучка не попадала на цилиндр Фарадея, и корректные измерения становились невозможными.

Массовый и зарядовый спектры ионов плазмы исследовались с помощью магнитного ионного анализатора (*8* на рис. 1) с массовым разрешением 20. Для этого ионы, экстрагируемые из плазмы, ускорялись вдоль магнитного поля и направлялись в анализатор ионов. Нормированные зависимости тока ионов азота с различным зарядами от величины магнитного поля в пробке ловушки показаны на рис. 5. Вертикальные пунктирные линии соответствуют резонансному значению магнитного поля, при котором электронная гирочастота ω_{ce} равна частоте излучения гиротрона ω. Хорошо видно, что средний заряд ионов в нерезонансном разряде ($\omega_{ce} < \omega$) существенно меньше, чем в резонансном, что является следствием низкой электронной температуры в отсутствие ЭЦР-нагрева плазмы. Наличие в спектре значительного количества многозарядных ионов косвенно свидетельствует о высокой степени ионизации газа в условиях эксперимента.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРЕЗОНАНСНОГО СВЧ РАЗРЯДА

СВЧ разряд, наблюдаемый при наличии предварительной ионизации газа в ловушке в нерезонансном магнитном поле (электронная гирочастота меньше частоты СВЧ излучения), может быть описан качественно в рамках упрощённой нуль-мерной модели, основанной на усреднённых по объёму плазмы уравнениях баланса частиц и энергии. Пример такой модели, учитывающей многократную ионизацию и различные виды потерь энергии (уход частиц из ловушки, ионизация и возбуждение нейтральных атомов и ионов), рассмотрен в [7]. В настоящей работе для наглядности мы ограничились случаем однократной ионизации и пренебрегли потерями энергии на возбуждение атомов и ионов. Последнее предположение несколько снижает интенсивности СВЧ полей, необходимые как для инициации пробоя, так и для поддержания стационарного разряда. Однако по оценкам, полученным в рамках более полной модели [5], динамика разряда в диапазоне температур плазмы 5÷30 эВ не меняется существенным образом при учёте потерь энергии на возбуждение, поскольку эти потери не превышают конвективные и ионизационные потери энергии, рассмотренные ниже.

В плазме с однократно заряженными ионами при условии квазинейтральности ($N_i = N_e$) уравнения баланса электронов и ионов принимают одинаковый вид:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} N_e = k_i N_e N_a - \frac{N_e}{\tau_e}, \tag{1}$$

где N_e и N_a — концентрации электронов (ионов) и нейтральных атомов соответственно, k_i — константа ионизации нейтральных атомов газа, τ_e — время жизни электронов в ловушке. В наших расчётах мы воспользовались формулой Воронова [8], выражающей константу ионизации $k_i = k_i(T_e)$ через температуру электронов T_e (предполагается максвелловское распределение электронов по энергиям; температура ионов считается малой по сравнению с T_e). В соответствующих эксперименту условиях низкой температуры и высокой концентрации плазмы реализуется газодинамический режим удержания плазмы в магнитной ловушке [5]. При этом время жизни заряженных частиц определяется их движением вдоль силовых линий магнитного поля в пробках. С точностью до численного коэффициента порядка единицы это время задаётся соотношением $\tau_e = \kappa L / v_{is}$, где κ и L — пробочное отношение и длина ловушки соответственно, $v_{is} = \sqrt{T_e/M}$ — ионно-звуковая скорость; здесь температура электронов T_e выражена в энергетических единицах, M — масса иона. Приближение газодинамического режима удержания справедливо при условии $\nu_{ei}\tau_e \gg 1$, где ν_{ei} — характерная частота электрон-ионных соударений [7].

Поглощение СВЧ излучения в плазменном слое определяется мнимой частью волнового числа, которое при условии, что электронная гирочастота много меньше частоты поля ($\omega_{ce} \ll \omega$), удо-

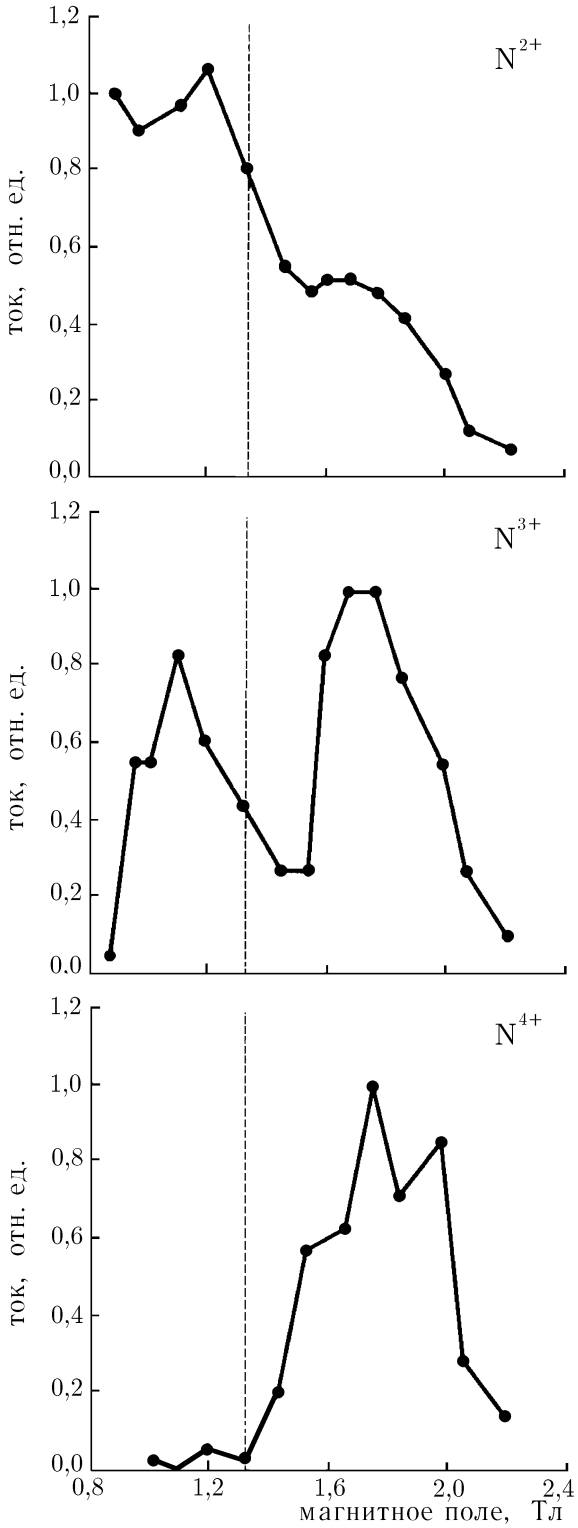


Рис. 5. Зависимость тока многозарядных ионов, экстрагируемых из плазмы, от величины магнитного поля в пробке ловушки

влетворяет следующему дисперсионному соотношению:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\left[1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega\,(\omega - i\nu)}\right], \qquad (2)$$

где $\omega_{\rm pe}$ — плазменная частота электронов, $\nu = \nu_{\rm ea} + \nu_{\rm ei}$ — суммарная частота соударений электронов с нейтральными атомами ($\nu_{\rm ea}$) и ионами ($\nu_{\rm ei}$), c — скорость света в вакууме. Воспользовавшись оценками для частот столкновений [9]

$$\nu_{\rm ea}\,[{\rm c}^{-1}] \approx 4\cdot 10^6\,\frac{p\,[{\rm Topp}]}{10^{-3}}\,,$$
$$\nu_{\rm ei}\,[{\rm c}^{-1}] \approx 6\cdot 10^6\,\frac{N_{\rm e}\,[{\rm см}^{-3}]}{10^{13}}\left(\frac{T_{\rm e}[{\rm эВ}]}{20}\right)^{-3/2}, \qquad (3)$$

где p — давление нейтрального газа, легко видеть, что в интересующих нас интервалах давлений газа, концентраций и температур электронов с хорошей точностью выполняется неравенство $\nu \ll \omega$. При этом условии поглощение излучения определяется соотношением $2\,{\rm Im}\,k \approx -(\nu/c)\,(\omega_{\rm pe}/\omega)^2$. В экспериментальных условиях параметры плазмы соответствовали крайне слабому поглощению излучения: оптическая толщина вдоль плазменного шнура может быть оценена как $2L\,|{\rm Im}\,k| \approx 10^{-4}$. Поэтому можно считать, что СВЧ поле в установке не возмущается плазмой и имеет такую же структуру, как в вакууме.

С учётом приведённых выше оценок баланс энергии электронов можно описать следующим уравнением:

$$\frac{3}{2}\,\frac{{\rm d}}{{\rm d}t}\,(N_{\rm e}T_{\rm e}) = \nu N_{\rm e}\tilde{W} - \\ - \frac{N_{\rm e}T_{\rm e}}{\tau_{\rm e}}\,\ln\sqrt{\frac{M}{m}} - k_{\rm i}N_{\rm e}N_{\rm a}E_{\rm i}. \qquad (4)$$

Первое слагаемое в правой части (4) определяет нагрев электронной компоненты за счёт перекачки энергии осцилляторного движения $\tilde{W} = m\tilde{v}^2/2$, приобретаемой электронами в заданном СВЧ поле, в энергию их хаотического движения при соударениях с атомами нейтрального газа и ионами. Это слагаемое соот-

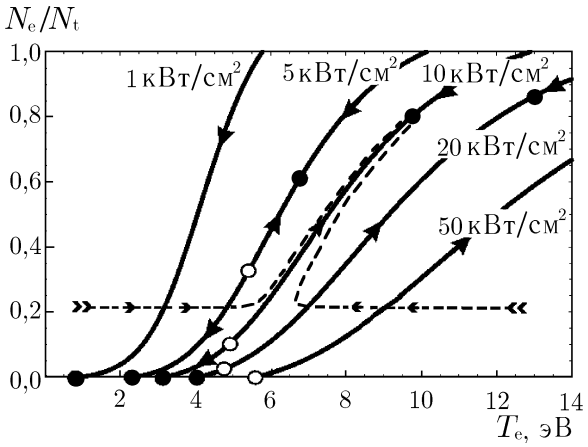


Рис. 6. Степень ионизации плазмы N_e/N_t в зависимости от температуры электронов T_e в «квазистационарном» режиме (сплошные линии). Чёрными точками отмечены устойчивые состояния равновесия, белыми точками — неустойчивые. Пунктиром построены примеры фазовых траекторий, соответствующих экспериментальным условиям. Расчёт проведён для азота, плотность потока СВЧ излучения изменялась в диапазоне 1÷50 кВт/см^2, частота излучения составляла 37,5 ГГц, длина ловушки — 30 см, пробочное отношение — 1,6, суммарная концентрация частиц $N_t = 10^{13}$ см$^{-3}$

ветствует «электродинамическому» соотношению для плотности поглощаемой СВЧ мощности: $\nu N_e \tilde{W} \equiv 2\,|\mathrm{Im}\,k|\,S_{rf}$, где $S_{rf} = cE^2/(8\pi)$ обозначает усреднённую по периоду плотность потока энергии СВЧ излучения. Второе и третье слагаемые определяют потери энергии за счёт ухода электронов из ловушки с учётом потенциала плазмы и за счёт ионизации нейтрального газа; здесь M и m — масса ионов и электронов соответственно, E_i — энергия ионизации нейтральных атомов. Для того, чтобы замкнуть систему уравнений (1) и (4), предположим, что в установке реализуется круговорот нейтрального газа: заряженные частицы, покидая ловушку, рекомбинируют на стенках камеры, а образующиеся нейтральные атомы возвращаются обратно в плазменный объём. В этих условиях суммарная концентрация нейтрального газа и плазмы остаётся постоянной во времени:

$$N_t = N_a + N_e = \mathrm{const}. \tag{5}$$

Из уравнений (1) и (4) следует, что изменение энергии электронов происходит значительно быстрее релаксации концентрации плазмы. Поэтому эволюция системы из произвольного начального состояния может быть качественно описана следующим образом. Сначала происходит установление баланса энергии, т. е. при практически неизменной концентрации электроны нагреваются или остывают до температуры, при которой поглощаемая электронной компонентой мощность сравнивается с потерями энергии. При фиксированных полном числе частиц и интенсивности СВЧ излучения эта температура однозначно определяется концентрацией плазмы и может быть найдена из условия $\mathrm{d}T_e/\mathrm{d}t = 0$:

$$\nu\tilde{W} = \frac{T_e}{\tau_e}\left(\ln\sqrt{\frac{M}{m}} - \frac{3}{2}\right) + k_i N_a \left(E_i + \frac{3}{2}\,T_e\right). \tag{6}$$

Примеры зависимостей температуры от степени ионизации плазмы, найденные из этого уравнения, приведены на рис. 6. После установления температуры движение системы становится одномерным: изображающая точка (T_e, N_e) движется вдоль сепаратрисы, определяемой уравнением (6), в соответствии с уравнением баланса ионизации (1). В зависимости от интенсивности СВЧ излучения при движении вдоль сепаратрисы реализуется от одного до трёх состояний равновесия. Последовательность бифуркаций можно проследить на рис. 6. В слабом поле (1 кВт/см^2) существует одно устойчивое состояние равновесия, соответствующее отсутствию плазмы. В диапазоне интенсивностей излучения 5÷30 кВт/см^2 появляется дополнительная пара состояний равновесия (устойчивое и неустойчивое). При повышении интенсивности излучения устойчивое состояние равновесия смещается в сторону большей степени ионизации, а неустойчивое — в противопо-

ложную сторону. И, наконец, при интенсивности излучения, превышающей пробойное значение (около 30 кВт/см^2), неионизированное состояние газа становится неустойчивым.

Пунктиром на рис. 6 показаны два примера фазовых траекторий, которые могут соответствовать различным начальным температурам электронов. Такие траектории реализуются, если изображающая точка попадает на участок сепаратрисы между неустойчивым и устойчивым состояниями равновесия (устойчивое состояние равновесия соответствует высокой степени ионизации плазмы), т. е. начальная концентрация плазмы превышает некоторое пороговое значение. При этом фазовая траектория попадает в зону притяжения устойчивого состояния равновесия, в результате происходит релаксация плазмы к стационарному состоянию с высокой степенью ионизации. Отметим, что параметры такой плазмы определяются только величиной поглощаемой СВЧ мощности и не зависят от начальной температуры и концентрации электронов.

В заключение ещё раз рассмотрим роль предварительной ионизации газа, необходимой для инициации разряда. За счёт электрон-ионных столкновений в холодной затравочной плазме даже при малой степени ионизации эффективная частота соударений электронов может быть значительно больше частоты соударений в полностью нейтральном газе при том же давлении: $\nu \approx \nu_{ei} \gg \gg \nu_{ea}$. В результате на пробойной стадии электроны эффективнее нагреваются до температуры, при которой возможно развитие разряда (частота ионизации газа больше или равна обратному времени жизни электронов). Это приводит к уменьшению примерно в ν/ν_{ea} раз интенсивности СВЧ излучения, необходимой для образования электронной лавины, по сравнению со стандартным пробойным значением.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследован новый метод поддержания стационарного разряда с помощью СВЧ излучения при низком давлении газа. Описанный метод может быть рекомендован для создания плотной низкотемпературной плазмы, например, для обработки сложных поверхностей с мелким рельефом, которые невозможно обрабатывать с использованием традиционных источников ионизованных газов. Основным недостатком предложенного метода является малая эффективность использования энергии СВЧ излучения (действительно, коэффициент поглощения СВЧ излучения за один проход волны через плазму много меньше единицы). Однако в технологическом варианте источника плазмы эффективность может быть повышена при помощи СВЧ резонаторов.

Авторы выражают благодарность А. Ф. Боханову за помощь в проведении экспериментов, П. Сортэ и Institut des Sciences Nucleaires UJF-IN2P3-CNRS (Гренобль, Франция) за предоставленную возможность использовать анализатор ионов. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 03–02–17466 и 03–02–17100).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир, 1969.
2. Бродский Ю. Я., Венедиктов Н. П., Голубев С. В. и др. // Письма в Журнал Технической Физики. 1984. Т. 10. С. 187.
3. Голубев С. В., Зорин В. Г., Семёнов В. Е. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 1 292.
4. Бродский Ю. Я., Голубев С. В., Зорин В. Г., Фрайман Г. М. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 771.
5. Водопьянов А. В., Голубев С. В., Зорин В. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, вып. 14. С. 90.

6. Golubev S. V., Razin S. V., Vodopyanov A. V., Zorin V. G. // Transactions of Fusion Technology. 1999. V. 35. P. 288.
7. Litvak A. A., Putvinskii S., Semenov V. E., et. al. // Proc. 5th International Workshop "Strong Microwaves in Plasmas", N. Novgorod, August 1–9, 2002. Nizhny Novgorod: Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, 2003. P. 245.
8. Voronov G. S. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1997. V. 65, No. 1. P. 1.
9. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.

Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
20 мая 2003 г.

DYNAMICS OF AN RF DISCHARGE IN A MAGNETIC FIELD UNDER STRONG INITIAL PREIONIZATION

A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, V. G. Zorin, S. V. Razin, A. V. Sidorov, V. A. Skalyga, and A. G. Shalashov

We demonstrate experimentally the possibility to create and sustain strongly ionized plasma at low gas pressure by microwave radiation with intensity less than generally adopted breakdown level. The conditions o igniting and sustaining the plasma are found, and the plasma parameters are measured. The necessary condition for the discharge formation is the strong preliminary ionization of an initial gas. Significant electron heating in the microwave field, which ensures the efficient ionization of the gas, takes place due to electron-ion Coulomb collisions in the preliminary plasma. Such collisions are much more frequent that electron collisions with neutrals. We propose a qualitative analytical model of the discharge evolution, which describs the effects observed.

УДК 533.9.03

ВЛИЯНИЕ ГАЗОВЫДЕЛЕНИЯ СО СТЕНОК ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ НА ДИНАМИКУ ЭЦР РАЗРЯДА В МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

А. В. Водопьянов [1], *С. В. Голубев* [1], *В. Г. Зорин* [1], *С. В. Разин* [1], *В. М. Муругов* [2], *А. В. Сеник* [2], *А. Г. Кравченко* [2], *Д. Н. Литвин* [2], *В. Н. Мисько* [2], *С. И. Петров* [2]

Исследована динамика электронно-циклотронного резонансного разряда, поддерживаемого мощным электромагнитным излучением миллиметрового диапазона, в прямой магнитной ловушке. Особенности развития разряда связаны с интенсивным газовыделением со стенок вакуумной камеры под действием вытекающей из ловушки плазмы. Предложена модель, описывающая динамику разряда. Найдены и проанализированы решения с взрывообразным ростом концентрации плазмы, качественно согласующиеся с экспериментальными данными.

В работе исследуется динамика СВЧ разряда низкого давления в прямой магнитной адиабатической ловушке, возникающего под действием мощной электромагнитной волны миллиметрового диапазона в условиях электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР). Интерес к исследованиям такого разряда обусловлен перспективами использования коротковолнового излучения гиротронов в современных ЭЦР-источниках многозарядных ионов (МЗИ). Согласно современным представлениям, один из основных путей совершенствования работы ЭЦР-источников МЗИ (в первую очередь, увеличение кратности ионизации и тока ионных пучков) связан с использованием для накачки более мощного и более высокочастотного СВЧ излучения, что позволяет существенно увеличить концентрацию плазмы в разряде при сохранении температуры электронов на оптимальном для многократной ионизации уровне. Последнее, в свою очередь, обеспечивает улучшение параметров ионных пучков [1, 2]. Уже в первых экспериментальных работах с использованием гиротронов для поддержания плазмы продемонстрирована возможность получения в импульсном режиме разряда плотности тока МЗИ на уровне сотен миллиампер через квадратный сантиметр [3, 4]. В этих экспериментах были обнаружены две стадии разряда. На первой, квазистационарной стадии плазма представляла собой сравнительно тонкий цилиндр, расположенный на оси магнитной ловушки. Концентрация электронов была относительно невелика, а многозарядные ионы образовывались достаточно эффективно. Затем, на второй стадии разряда, концентрация плазмы резко возрастала, свечение разряда расширялось и занимало весь объём ловушки. Заряд ионов значительно снижался. Таким образом, можно предположить, что во время существования разряда происходят процессы, нарушающие его устойчивое горение, при этом резко меняются параметры плазмы, что, в свою очередь, приводит к снижению эффективности образования МЗИ.

Исследованию причин ограничения длительности первой стадии разряда, в течение которой производятся МЗИ, анализу физических механизмов, приводящих к резкой смене параметров плазмы при переходе разряда из одной стадии в другую, и посвящена данная работа.

Схема экспериментального стенда «SMIS-37», на котором проводились исследования, приведена на рис. 1. В качестве источника СВЧ излучения использовался гиротрон (*1* на рис. 1) с частотой излучения 37,5 ГГц, мощностью до 80 кВт и длительностью импульса 1,5 мс. Квазигауссовый пучок СВЧ излучения фокусировался диэлектрической линзой *2* внутрь вакуумной разрядной камеры через кварцевое окно. Разрядная камера помещалась в простую адиабатическую магнитную ловушку, создаваемую двумя импульсными «тёплыми» катушками *3*. Остаточное давление в разрядной камере поддерживалось на уровне менее 10^{-5} Торр с помощью турбомолекулярного

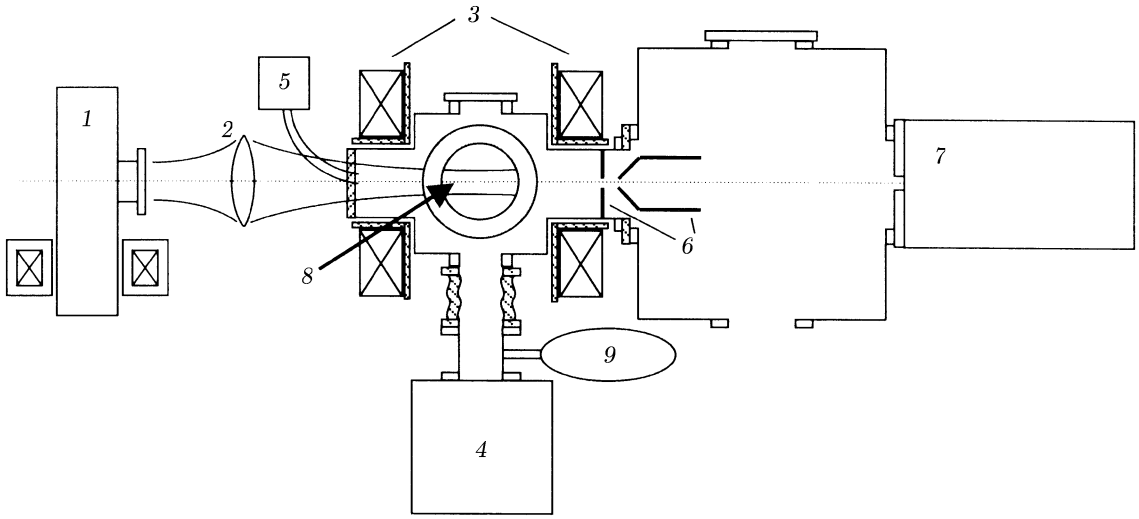


Рис. 1. Схема установки: *1* — гиротрон, *2* — фокусирующая диэлектрическая линза, *3* — магнитная ловушка, *4* — турбомолекулярный насос, *5* — импульсный клапан напуска газа, *6* — экстрактор, *7* — анализатор ионов, *8* — диагностическое оптическое окно, *9* — манометрический преобразователь

насоса *4*, а напуск рабочего газа (в описываемых экспериментах использовался азот с давлением $(1\div5)\cdot10^{-4}$ Торр) осуществлялся с помощью импульсного клапана *5* по кварцевой трубке вдоль оси магнитной ловушки. Плазма создавалась при ЭЦР-пробое напускаемого газа. На этой установке возможно поддержание плазмы с концентрацией электронов на уровне $5\cdot10^{13}$ см$^{-3}$ и температурой электронов порядка 300 эВ [5]. Указанная концентрация плазмы более чем на порядок превосходит концентрацию плазмы в традиционных ЭЦР-источниках МЗИ [1]. Для измерения распределения ионов по кратностям ионизации на разрядную камеру подавался положительный потенциал (до 30 кВ), при этом между экстрагирующими электродами *6* формировалось электрическое поле, ускоряющее ионы. Пучок ускоренных ионов попадал в магнитостатический анализатор ионов *7*, где происходило разделение пучка на компоненты с различной кратностью ионизации. Разрешение анализатора $(e/m)/[\Delta(e/m)]$, где e и m — заряд и масса иона соответственно, находилось на уровне $15\div20$.

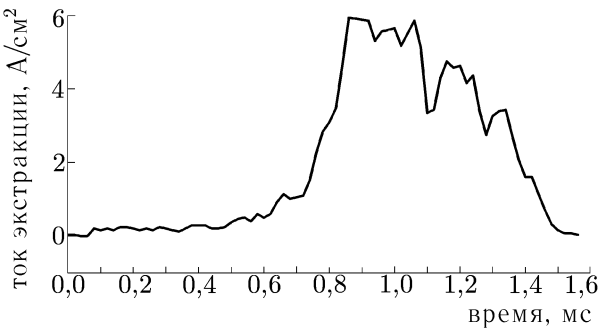


Рис. 2. Осциллограмма тока экстракции. Переход между двумя стадиями разряда

В ходе экспериментов было обнаружено, что существуют две принципиально различные стадии развития разряда. Для первой стадии характерна относительно небольшая плотность потока плазмы, выносимой из ловушки. Время жизни плазмы в ловушке по различным оценкам было на уровне 100 мкс, плотность экстрагируемого ионного тока при этом составляла $100\div300$ мА/см^2 (см. рис. 2). Путём вариации управляющих параметров можно было добиться достаточно высокого среднего заряда ионов в плазме (см. рис. 3). Как правило, первая стадия горения разряда сменялась второй (см. рис. 2), для которой характерно небольшое время жизни плазмы (не более 20 мкс), вследствие чего многократно увеличивался поток плазмы из ловушки; плотность тока экстракции составляла $3\div6$ А/см^2, средний заряд ионов при этом был невысок (см. рис. 4). Как

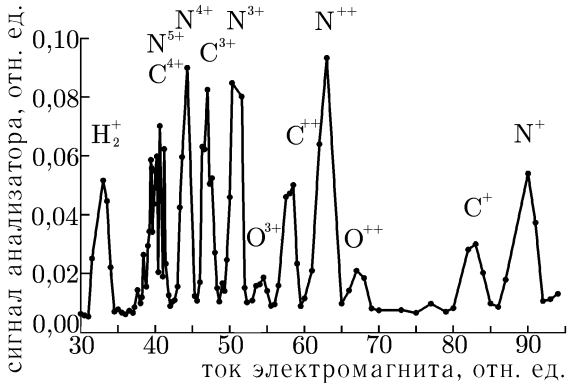


Рис. 3. Ионный спектр экстрагированного пучка на первой стадии разряда

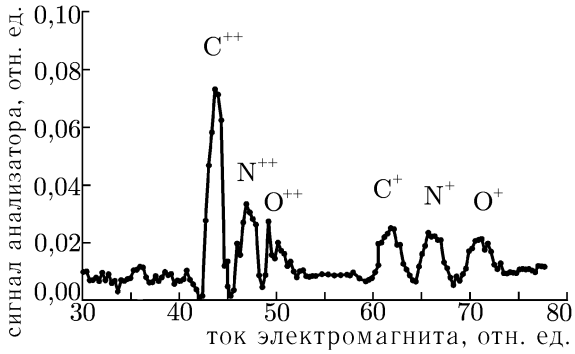


Рис. 4. Ионный спектр экстрагированного пучка на второй стадии разряда

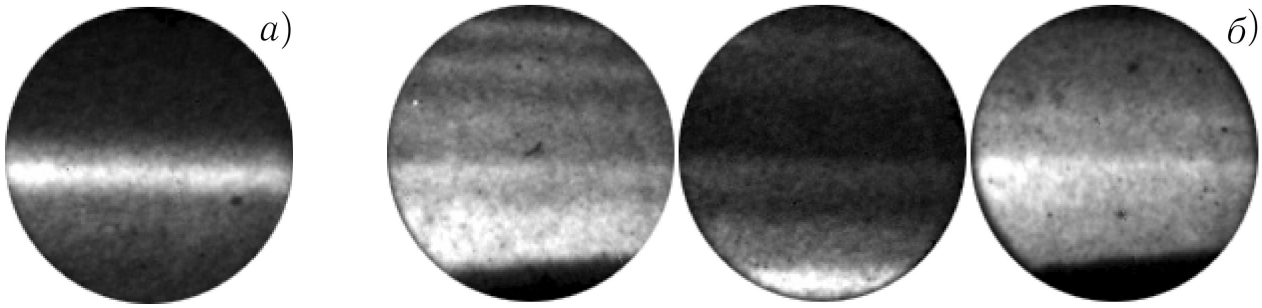


Рис. 5. Мгновенные изображения плазмы ЭЦР-разряда в прямой магнитной ловушке: *а* — первая стадия разряда, *б* — вторая стадия разряда

видно из приведённых на рис. 3 и 4 ионных спектров, соответствующих разным стадиям разряда, на первой стадии в плазме присутствуют ионы примеси (углерод, водород, кислород), а на второй стадии ионы примеси превалируют над ионами напускаемого газа (азот).

На первой стадии разряда плазма представляет собой светящийся цилиндр, вытянутый вдоль магнитной оси, а на второй стадии плазма занимает весь объём магнитной ловушки [4]. С помощью техники высокоскоростной фотографии были получены серии последовательных мгновенных изображений плазмы ЭЦР-разряда в магнитной ловушке. Время экспозиции составляло 5 мкс. На рис. 5*а* приведено изображение плазмы на первой стадии разряда. Съёмка осуществлялась через боковое окно на разрядной камере (*8* на рис. 1). Видно, что плазма сосредоточена на оси магнитной ловушки, поперечный размер плазменного образования составляет около 1 см (диаметр окна 70 мм). В течение всей первой стадии разряда изображение практически не меняется, поперечный размер плазменного шнура определяется диаметром трубки, через которую газ натекает в ловушку. Плазма существует только в тех силовых трубках магнитного поля, куда подаётся газ (возможно, частично ионизованный). Иначе обстоит дело на второй стадии разряда. В этом случае изображение представляет собой несколько чётко выраженных плазменных нитей (см. рис. 5*б*). На последовательной серии снимков с периодом следования кадров 11 мкс проследить эволюцию одной нити не удаётся, т. е. время жизни такого образования составляет менее 10 мкс. Такие нити образуются в том числе и на значительном удалении от центральной оси системы, куда атомы напускаемого газа не могут проникать, т. к. длина свободного пробега нейтральной частицы до ионизации, а следовательно, до замагничивания, составляет около 1 мм.

Такая динамика разряда, по мнению авторов, связана с газовыделением со стенок разрядной вакуумной камеры.

О существовании источника нейтрального газа на второй стадии разряда свидетельствует и измерение давления в откачном тракте системы. Поскольку при измерении давления ионизационным преобразователем необходимо отстраиваться от воздействия плазмы, манометрический преобразователь был установлен в откачном тракте (*9* на рис. 1). Конечно, динамика давления в точке измерения иная, чем в разрядной камере, однако очевидно, что на второй стадии разряда количество атомов в разрядной камере заметно больше, чем на первой стадии (см. рис. 6).

На основании вышеописанных экспериментальных данных можно сделать вывод о существовании мощного источника нейтральных атомов на второй стадии разряда.

Рассмотрим влияние выбиваемых из стенок вакуумной камеры атомов на динамику ЭЦР-пробоя на простой нуль-мерной модели:

$$\frac{\mathrm{d}N_\mathrm{e}}{\mathrm{d}t} = kN_\mathrm{e}N_\mathrm{a} - \frac{N_\mathrm{e}}{\tau(N_\mathrm{e})}, \qquad \frac{\mathrm{d}N_\mathrm{a}}{\mathrm{d}t} = \frac{\alpha N_\mathrm{e}}{\tau(N_\mathrm{e})} - kN_\mathrm{e}N_\mathrm{a} + F,$$

$$N_\mathrm{e} = N_\mathrm{i}, \qquad \tau(N_\mathrm{e}) = CT_\mathrm{e}^{3/2}/N_\mathrm{e}.$$

Здесь N_e, N_i и N_a — концентрации электронов, ионов и нейтральных частиц соответственно, k — константа скорости ионизации, τ — время жизни плазмы в магнитной ловушке, T_e — температура электронов (в эВ), F — постоянный поток напускаемого газа, C — некоторая постоянная, α — эффективный постоянный коэффициент, описывающий газовыделение со стенки вакуумной камеры под действием потока плазмы [1] (десорбция, ион-атомная эмиссия и др. [8]). Температуру электронов будем считать постоянной и равной характерному для наших экспериментов значению 300 эВ. Константа скорости ионизации k в расчётах составляет $2 \cdot 10^{-7}$ см^{3}с$^{-1}$. Концентрация электронов равна концентрации ионов, плазма нейтральная и все ионы однозарядные. Уравнение баланса концентрации электронов учитывает ионизацию и потери из-за столкновений с ионами с уходом в конус потерь ловушки. Концентрация нейтральных частиц определяется постоянной скоростью напуска газа через клапан, потерями на ионизацию и источником частиц, связанным с газовыделением со стенок камеры. Предполагается, что реализуется пастуховский (классический) режим удержания плазмы в пробкотроне [9]; константа C в уравнении для времени жизни плазмы в магнитной ловушке равна $1{,}5 \cdot 10^4$ с/(см$^3 \cdot$ эВ$^{3/2}$).

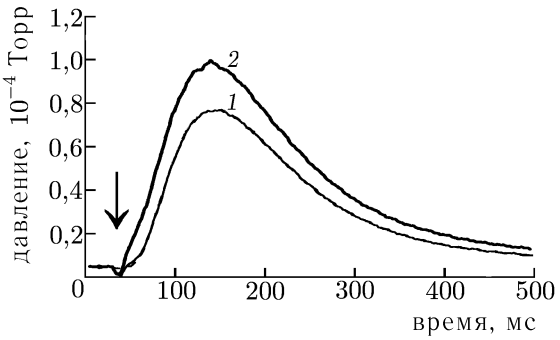


Рис. 6. Осциллограммы давления нейтрального газа в откачном тракте разрядной камеры при реализации только первой стадии разряда (кривая *1*) и при реализации обеих стадий (кривая *2*). Стрелкой указан момент существования плазмы

Примеры решений данной системы уравнений приведены на рис. 7. При $\alpha > 1$ после некоторой квазистационарной стадии концентрации нейтральных атомов и плазмы за конечное время неограниченно нарастают. При этом, естественно, в бесконечность обращаются концентрации плазмы и нейтральных атомов, пришедших со стенки камеры, а концентрация ионов напускаемого газа остаётся постоянной. Вместе с концентрацией плазмы бесконечно растёт и поток плазмы из ловушки. Варьируя параметр F или α, можно получить различную длительность

[1] Отметим, что в реальных условиях разрядных экспериментов этот коэффициент с течением времени уменьшается за счёт постепенной очистки плазмой внутренних поверхностей вакуумной камеры (см., например, [6, 7]).

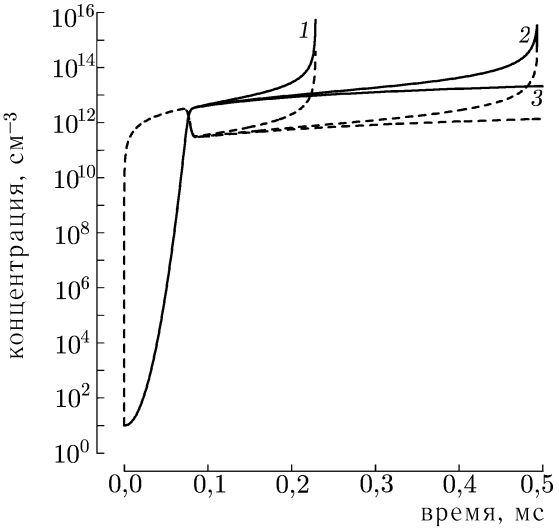


Рис. 7. Решение системы уравнений при $\alpha = 1{,}1$ (кривые *1*), $\alpha = 1{,}02$ (кривые *2*) и $\alpha = 1$ (кривые *3*); $F = 4{,}5 \cdot 10^{16}$ см$^{-3} \cdot$ с$^{-1}$. Сплошные линии — концентрация плазмы, штриховые — концентрация нейтральных атомов

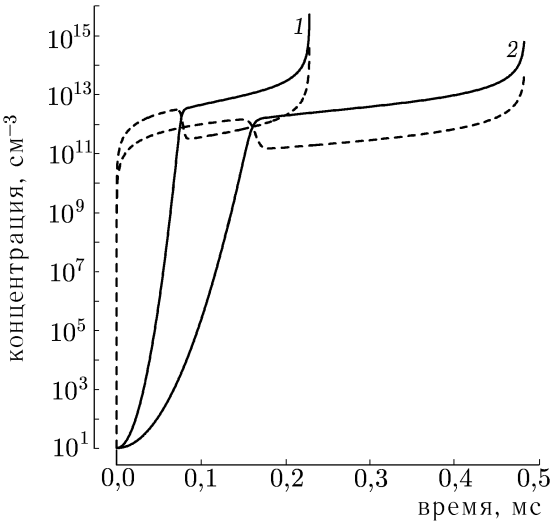


Рис. 8. Решение системы уравнений при $F = 4{,}5 \cdot 10^{16}$ см$^{-3} \cdot$ с$^{-1}$ (кривые *1*) и $F = 10^{16}$ см$^{-3} \cdot$ с$^{-1}$ (кривые *2*); $\alpha = 1{,}1$. Сплошные линии — концентрация плазмы, штриховые — концентрация нейтральных атомов

квазистационарной стадии решения (см. рис. 7 и 8).

Авторам кажется уместным сопоставить такое взрывное увеличение концентрации плазмы и плотности потока плазмы из ловушки в этой простой модели с резким увеличением тока экстракции, наблюдаемым в эксперименте при переходе от первой стадии горения разряда ко второй (см. рис. 2). Полученная в расчётах путём изменения параметра F или α длительность квазистационарной стадии разряда качественно согласуется с наблюдаемой в экспериментах.

Таким образом, на простой нуль-мерной модели удалось показать, что газовыделение со стенок вакуумной камеры может играть определяющую роль в динамике ЭЦР-разряда с большой плотностью и препятствовать образованию МЗИ в ЭЦР-источниках.

Авторы выражают благодарность П. Сорте (P. Sortais) и Institut des Sciences Nucléaires UJF-IN2P3-CNRS (Гренобль, Франция) за предоставленную возможность использовать анализатор ионов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 03–02–17100) и INTAS (проект № 01–0373).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Geller R. // J. de Physique. Colloque C1. Suppl. 1989. V. 50, No. 1. P. 887.
2. Голубев С. В., Зорин В. Г., Разин С. В. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, вып. 8. С. 60.
3. Bouly J. L., Curdy J. C., Geller R., et al. // Review of Scientific Instruments. 2002. V. 73, No. 2. P. 528.
4. Водопьянов А. В., Голубев С. В., Зорин В. Г. и др. // Избранные труды конкурса молодых учёных Института прикладной физики РАН. 2001. С. 33.
5. Водопьянов А. В., Голубев С. В., Зорин В. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, вып. 14. С. 90.

6. Багрянский П. А., Бендер Е. Д., Иванов А. А. и др. // Физика плазмы. 1997. Т. 23, № 11. С. 979.
7. Мирнов С. В. Физические процессы в плазме токамака. М.: Энергоатомиздат, 1983.
8. Мартыненко Ю. В. // Итоги науки и техники. Физика плазмы. 1982. Т. 3. С. 119.
9. Пастухов В. П. // Вопросы теории плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1984. Вып. 13. С. 160.

[1] Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;
[2] ВНИИЭФ, г. Саров, Россия

Поступила в редакцию
20 мая 2003 г.

EFFECT OF VACUUM-CHAMBER WALL GASSING ON THE EVOLUTION OF AN ECR DISCHARGE IN A MAGNETIC TRAP

A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, V. G. Zorin, S. V. Razin, V. M. Murugov, A. V. Senik, A. G. Kravchenko, D. N. Litvin, V. N. Misko, and S. I. Petrov

We study the evolution of the ECR discharge sustained in a simple mirror magnetic trap by a powerful millimeter-wave radiation. Specific features of the discharge behavior are determined by the intense gassing of the vacuum chamber walls affected by a plasma that flows out of the trap. A model of the discharge dynamics is proposed. Solutions with explosive plasma-density increase were found and analyzed, and qualitative agreement between the model and experimental results was obtained.

УДК 537.868+539.219.3

ДИФФУЗИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ ПРИ МИКРОВОЛНОВОМ ОТЖИГЕ

Ю. В. Быков [1], *А. Г. Еремеев* [1], *Н. А. Жарова* [1], *И. В. Плотников* [1], *К. И. Рыбаков* [1], *М. Н. Дроздов* [2], *Ю. Н. Дроздов* [2], *В. Д. Скупов* [3]

В работе представлены результаты экспериментальных исследований воздействия микроволнового излучения на диффузионные процессы в двух различных полупроводниковых материалах — гетероструктурах с квантовыми ямами InGaAs и кремнии, имплантированном бором. Эксперименты выполнены на гиротронном комплексе для микроволновой обработки материалов на частоте 30 ГГц. Проведено сравнение результатов отжига гетероструктур при микроволновом и термическом нагреве. Обнаружено, что при микроволновом нагреве коэффициент взаимодиффузии индия— галлия в гетероструктурах InGaAs ниже почти на порядок величины по сравнению с термическим нагревом до тех же температур. При этом энергия активации диффузии оказывается примерно одинаковой для обоих способов нагрева. В кремнии, имплантированном бором, значения поверхностного сопротивления, полученные после отжига при более высокой мощности микроволнового излучения, оказались ниже, чем после отжига при тех же температурах при более низких уровнях мощности, что свидетельствует о том, что микроволновое поле оказывает нетепловое воздействие на электрическую активацию примесных атомов. Результаты указывают на возможность оптимизации режимов микроволнового отжига с целью получения максимальной электрической активации при одновременном ограничении диффузионного расплывания профиля имплантированных атомов.

ВВЕДЕНИЕ

Высокотемпературный отжиг полупроводниковых структур является необходимым этапом в процессе изготовления интегральных микросхем, выполняемым с целью восстановления кристаллической структуры материалов, что в конечном итоге обеспечивает создание рабочего перехода с минимальным электрическим сопротивлением. Однако диффузионное расплывание границ имплантированных областей, происходящее в процессе отжига, препятствует созданию структур с минимальными топологическими размерами. Поэтому альтернативные методы отжига привлекают широкий интерес исследователей. В частности, был продемонстрирован значительный потенциал высокоскоростного микроволнового отжига для полупроводниковой индустрии [1, 2]. В то же время диффузионные процессы при использовании микроволнового нагрева часто проявляют специфические особенности, и экспериментальное изучение этих особенностей важно для формирования общего понимания физики взаимодействия микроволн с материалами.

В настоящее время наиболее распространённый метод сверхбыстрого отжига полупроводниковых структур основан на использовании мощных источников инфракрасного излучения (см., например, [3]). Несмотря на впечатляющие результаты, достигнутые при использовании инфракрасной техники, данный метод не свободен от принципиальных ограничений. Эти ограничения связаны, в первую очередь, со сравнительно большой тепловой инерционностью инфракрасных ламп, что не позволяет рассчитывать на охлаждение отжигаемых структур со скоростью, необходимой для изготовления нового поколения сверхбольших интегральных схем (с топологическими размерами порядка и менее 100 нм). Высокоскоростной микроволновой отжиг свободен от этого недостатка, поскольку нагрев происходит за счёт поглощения микроволнового излучения в объёме самих обрабатываемых пластин.

Результаты проведённых в Институте прикладной физики РАН экспериментальных исследований высокоскоростного отжига кремниевых пластин с использованием миллиметрового излучения опубликованы в [1, 2]. В частности, было продемонстрировано [1], что результаты первых экспериментов по микроволновому отжигу имплантированных кремниевых пластин по совокупности основных характеризующих процесс параметров — поверхностному сопротивлению и глубине залегания имплантированных атомов — находятся на уровне лучших достижений, полученных с использованием инфракрасной техники.

В экспериментальных исследованиях многих авторов зафиксировано существование нетеплового воздействия микроволнового поля на процессы в твёрдом теле, результатом которого является существенное различие в диффузионных процессах при микроволновом и термическом нагреве. Например, энергия активации диффузии кислорода в оксиде алюминия при микроволновом нагреве понижается на 40 % по сравнению с нагревом в печи [4]; температура, необходимая для спекания керамики на основе оксида циркония, при микроволновом нагреве уменьшается на 100 °C [5]. Следствиями нетеплового воздействия микроволнового поля являются ускорение отжига дефектов в полупроводниковых материалах [6], уменьшение температуры и времени кристаллизации аморфного кремния [7], изменение характера протекания процесса спинодального распада в системе (Ti, Zr)C [8], снижение температуры фазового перехода $\beta \rightarrow \alpha$ в йодиде серебра [9]. В значительной степени именно нетепловое воздействие электромагнитного поля определяет перспективы применения микроволнового излучения для создания новых материалов и технологий.

В данной работе изучается нетепловое воздействие микроволнового излучения на диффузионные процессы в двух различных типах полупроводниковых структур. В первой серии экспериментов проведено сравнительное исследование влияния отжига с использованием микроволнового излучения и обычного термического отжига на диффузионные процессы в гетероструктурах с квантовыми ямами InGaAs. Во второй серии экспериментов проведено исследование зависимости степени электрической активации примесных атомов в кремнии, имплантированном ионами бора, от мощности микроволнового излучения, использовавшегося при отжиге.

1. СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФУЗИОННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ МИКРОВОЛНОВОМ И ТЕРМИЧЕСКОМ ОТЖИГЕ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР

Изучение взаимодиффузии индия—галлия проводилось на основе анализа спектров рентгеновской дифракции (РД) гетероструктур InGaAs. Для экспериментов были выращены специальные структуры, обладающие высокой чувствительностью к взаимодиффузии в системе In—Ga. Моделирование РД показало, что из структур с одинаковой толщиной слоя InGaAs диффузия наиболее явно должна проявляться в периодических структурах с минимальным периодом. На основе результатов моделирования были выращены многослойные структуры, состоящие из периодической последовательности слоёв твёрдого раствора $In_xGa_{1-x}As$ толщиной 2 нм, разделённых слоями GaAs толщиной 3 нм. Эпитаксиальные слои выращивались методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений $In(CH_3)_3$, $Ga(CH_3)_3$ и AsH_3. Температура роста равнялась 500 °C. Подложками служили пластины GaAs (100). Структуры содержали 15 периодов. Для предотвращения деградации структур при их нагреве до высоких температур на поверхности части образцов был дополнительно выращен защитный слой GaAs толщиной 0,1 мкм.

С целью обеспечения повторяемости условий отжигов, микроволновой и термический нагрев образцов проводился в одной и той же камере. При исследовании деградации структур отжиги проводились при пониженном остаточном давлении воздуха (меньше 10 Па) и темпера-

турах менее 450 °C. Температура образцов измерялась термопарой Pt/Pt-Rh. Термический нагрев имитировался нагревом металлического бокса, внутри которого размещался отжигаемый образец. Для исследования процесса взаимодиффузии проводились высокотемпературные отжиги ($T \geq 550$ °C) в азотной атмосфере. При этом для термического нагрева использовался спиральный вольфрамовый нагреватель. Температура измерялась предварительно калиброванным волоконно-оптическим пирометром «Luxtron M10».

Спектры РД регистрировались с помощью дифрактометра ДРОН-4 в двухкристальной схеме с монохроматором Ge (400) на линии излучения $\mathrm{CuK}\alpha_1$. Спектры измерялись в окрестности пика (004) GaAs с захватом сателлитных пиков +1 и −1. Положение сателлитных пиков определяется сверхпериодом, а их интенсивность — профилем распределения рассеивающей плотности внутри периода. Для оценки деградации структур измерялись также спектры фотолюминесценции при температуре 77 K с использованием аргонового лазера (длина волны излучения $\lambda = 514$ нм). Слои InGaAs представляют собой квантовые ямы для электронов и дырок с дискретными энергетическими уровнями. Пик люминесценции обусловлен электронно-дырочной рекомбинацией в квантовых ямах.

При отжиге структур, не имеющих защитного покрытия, изменения спектров РД начинали проявляться при температуре отжига около 200 °C. Наблюдалось уменьшение не только интенсивности сателлитных отражений, но и пика усреднённой решётки. Это свидетельствует о частичном нарушении кристалличности всего верхнего слоя структуры. Отсутствие сдвига пика люминесценции позволяет сделать заключение о том, что интердиффузия In—Ga в структуре при этой температуре ещё не началась. Отжиг пластин при температуре 450 °C приводил к полной деградации верхнего слоя структур, что проявлялось в исчезновении пиков-сателлитов и пиков усреднённой решётки. При этом исчезал также пик люминесценции.

Структуры с защитным слоем GaAs отжигались в атмосфере азота; при этом рабочая поверхность пластин закрывалась кварцевым стеклом. В данных структурах оказалось возможным наблюдение диффузии при отсутствии разрушения кристаллической решётки. В спектрах РД проявления диффузионных процессов становятся заметными начиная с температуры 660 °C при термическом отжиге и начиная с 680 °C при микроволновом отжиге в течение 10 минут. Пики сателлитов в спектрах РД уменьшаются, а пик фотолюминесценции сдвигается в коротковолновую сторону. При микроволновом отжиге при температуре 800 °C в течение 1 минуты происходило уменьшение пиков дифракционных сателлитов до уровня фона. При этом спектр фотолюминесценции не содержал пика квантовой ямы, что свидетельствует об исчезновении периодической структуры. Однако в отличие от опытов со структурами без защитного слоя пик усреднённого слоя в спектре РД сохранялся; сохранялись также побочные пики толщинного контраста, т. е. кристаллическая структура при этом не разрушалась.

Количественный анализ спектров РД проводился методом подгонки расчётных спектров к экспериментальным. Использовались рекуррентные формулы динамической теории рассеяния рентгеновских лучей на многослойной структуре. Вычислительная программа описана в [10]. С целью упрощения последующего решения задачи диффузии индия профиль распределения индия в периодической структуре представлялся как сумма перекрывающихся гауссовых распределений в отдельных слоях с одинаковыми значениями максимальной концентрации и дисперсии. Гауссовы распределения разносились на величину, равную периоду структуры. В результате подгонки определялись максимум концентрации и дисперсия гауссова распределения.

Известно, что для гауссовой формы исходного профиля концентрации атомов в слое, окружённом матрицей, диффузия приводит к новому гауссову распределению с другим значением дисперсии:

$$\sigma^2 - \sigma_0^2 = 2D\tau, \tag{1}$$

где D — коэффициент диффузии, τ — время отжига. Поскольку уравнения диффузии линейны относительно концентрации, профиль последней можно описывать как сумму отдельных гауссовых распределений. При этом результирующий профиль будет суммой отдельных размытых диффузией профилей. Поэтому данные, полученные при анализе спектров РД, позволяют рассчитать по (1) коэффициенты диффузии.

Обычно диффузию можно описать как термоактивационный процесс с постоянной энергией активации E_a и предэкспоненциальным множителем D_0:

$$D(T) = D_0 \exp[-E_\mathrm{a}/(kT)], \tag{2}$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. В том случае, когда, основываясь на экспериментальных данных, удаётся найти несколько значений коэффициента диффузии D, соответствующих различным температурам T, из графика зависимости логарифма D от $1/T$ (график Аррениуса) или его линейной аппроксимации можно определить оба параметра — энергию активации диффузии и предэкспоненциальный множитель. На рис. 1 показаны экспериментальные точки, соответствующие данным, полученным при анализе спектров РД, и некоторые литературные данные.

Опыты с короткой изотермической выдержкой при высокой температуре не могут быть непосредственно использованы для построения графика Аррениуса, поскольку температуру в этих реализациях нельзя считать постоянной. В связи с этим использована более общая процедура нахождения энергии активации диффузии и предэкспоненциального множителя, которая состоит в следующем. Данные, полученные при низкотемпературном отжиге при постоянной температуре, использовались для получения из (2) зависимости E_a от D_0, а высокотемпературный процесс делился по времени на шаги с постоянной температурой. Дисперсию гауссова распределения на каждом шаге увеличивали в соответствии с (1). При вариации одного параметра — энергии активации E_a — находилась разность между экспериментальной и вычисленной дисперсией, и по минимуму этой разности оценивался параметр E_a.

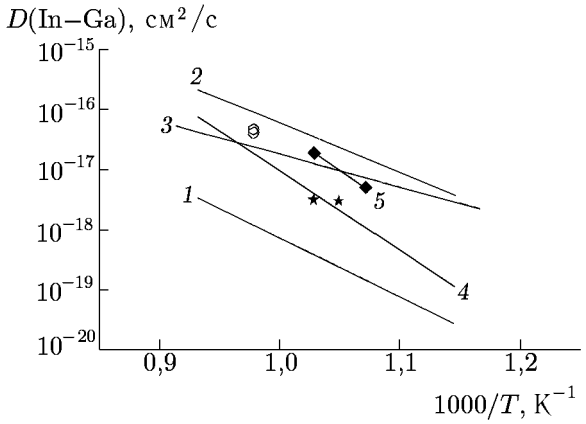


Рис. 1. Зависимости коэффициентов взаимодиффузии In—Ga в слоях InGaAs/GaAs от температуры: *1* — данные для слоёв с защитным слоем, выращенных при нормальной температуре [11]; *2* — данные для защитного слоя GaAs, выращенного при пониженной температуре [11]; *3* — данные для слоёв InAs в матрице низкотемпературного GaAs [12]; *4* — экспериментальные результаты для микроволнового отжига (звёздочки и кружки); *5* — экспериментальные результаты для термического отжига (ромбы)

Найденная зависимость $D(T)$ [см^2/с] $= 6{,}5 \times$ $\times 10^{-5} \exp[-2{,}6/(kT)$ [эВ]] показана на рис. 1 (линия *4*).Видно, что эта линия идёт заметно ниже данных, соответствующих высокотемпературным экспериментам (кружки на рис. 1), т. е. учёт переходных процессов нагрева существенно влияет на получаемые результаты.

Проведённая по двум точкам линия *5* для термического отжига описывается зависимостью $D(T)$ [см^2/с] $= 5{,}5 \cdot 10^{-4} \exp[-2{,}6/(kT)$ [эВ]], т. е. близка по энергии активации к линии микроволнового отжига, но имеет более высокий предэкспоненциальный множитель.

Оценённая из экспериментов энергия активации процесса взаимодиффузии In—Ga оказалась заметно выше известных из литературы значений. Возможно, диффузионный процесс включает в себя дополнительный канал диффузии мышьяка, и эффективная энергия активации суммарного процесса смещается к большему значению при одновременном увеличении предэкспоненциального множителя.

Коэффициенты диффузии, полученные в экспериментах по микроволновому и термическому отжигу структур с защитным слоем в атмосфере азота с защитой поверхности кварцевым стеклом, заметно превышают значения, известные из литературных данных для слоёв InGaAs, выращенных при обычных температурах (см. рис. 1), и сдвинуты в сторону значений, характерных для низкотемпературных прослоек или низкотемпературных покрывающих слоёв GaAs. Возможно, это отражает своеобразие газофазных структур с температурой роста порядка 500 °C, что существенно ниже обычно используемых температур $600 \div 650$ °C, хотя и намного выше температур, характерных для метода молекулярно-лучевой эпитаксии (200 °C) [11, 12].

Сравнение микроволнового и термического отжигов показывает, что при одинаковых температурно-временны́х режимах слои, отжигаемые в условиях микроволнового нагрева, оказываются более устойчивыми к диффузионным процессам. Коэффициенты взаимодиффузии In—Ga при использовании для нагрева микроволнового излучения оказываются примерно на порядок ниже, чем при термическом нагреве. При этом энергии активации взаимодиффузии при обоих методах отжига оказываются близкими.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ МИКРОВОЛНОВОГО ПОЛЯ НА ДИФФУЗИОННОЕ РАСПЛЫВАНИЕ ИМПЛАНТИРОВАННОГО СЛОЯ В КРЕМНИИ

Задача о влиянии интенсивности микроволнового излучения на скорость и результаты процессов, основанных на массопереносе в твёрдом теле, является нетривиальной. Авторами был предложен и использован метод, позволяющий разделить влияние двух параметров — температуры и интенсивности поля [13]. Метод основан на том, что температурный режим нагреваемого образца определяется балансом поглощённой в нём мощности микроволнового излучения и мощности тепловых потерь. Варьируя теплоотвод от образца, например, путём подбора соответствующей теплоизоляции, можно поддерживать заданную температуру образца при различной интенсивности микроволнового поля.

В экспериментах использовались имплантированные ионами бора кремниевые пластины двух типов: кремний марки ИЛБ КЭФ-4,5 (001), энергия ионов бора 100 кэВ, и кремний марки КДБ-12 (001), энергия ионов бора 40 кэВ. В обоих случаях пластины были имплантированы при дозах ионов, равных 10^{13}, 10^{14} и 10^{15} см$^{-2}$. Отжиг проводился при остаточном давлении воздуха 20 Па. Температура отжига составляла 950 °C, время отжига при указанной температуре — 15 с. Скорость нагрева составляла $10 \div 15$ °C/с. У исходных и отожжённых пластин четырёхзондовым методом измерялось поверхностное электрическое сопротивление и методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) определялся профиль концентрации атомов бора.

Для обеспечения вариации интенсивности микроволнового излучения пластины кремния помещались либо на кварцевый трёхточечный держатель (*а*), либо на пластину из высокопористого кварца (пористость порядка 0,85), имеющего малый коэффициент теплопроводности и практически не поглощающего микроволновое излучение (*б*). Достигаемое в этих двух случаях различие удельной плотности тепловых потерь легко оценить по регистрируемой в экспериментах скорости остывания образцов после выключения микроволнового источника. Скорость остывания за счёт потерь на излучение с поверхности пластины в свободном пространстве

$$\mathrm{d}T/\mathrm{d}t = 2\varepsilon(T)\sigma_{\mathrm{SB}}T^4/[C(T)\rho h]. \qquad (3)$$

здесь ε — излучательная способность, σ_{SB} — постоянная Стефана—Больцмана, h — толщина пластины, C и ρ — теплоёмкость и плотность материала соответственно. При типичных для кремния значениях $\varepsilon = 0{,}7$, $C \approx 1$ Дж/(г $\cdot$ К), $\rho = 2{,}33$ г/см^3 и $T = 1\,223$ К, $h = 0{,}05$ мм получаем $\mathrm{d}T/\mathrm{d}t \approx 150\,^{\circ}C/c$, что хорошо соответствует экспериментальным значениям скорости остывания при размещении пластины на трёхточечном держателе, равным $141 \div 152\,^{\circ}$ С/с. В случае расположения кремниевой пластины на теплоизолирующем кварце потери тепла должны уменьшиться вдвое, т. к. излучение происходит только с одной стороны пластины. Экспериментально измеренная скорость остывания равнялась $80 \div 85\,^{\circ}$ С/с. Таким образом, данный метод позволяет достаточно просто и эффективно изменять тепловые потери и, как следствие, варьировать интенсивность микроволнового излучения, необходимую для поддержания заданной температуры.

В табл. 1 приведены режимы микроволнового отжига кремниевых пластин — мощность излучения на входе в рабочую камеру и скорость остывания образцов, а также средние величины поверхностного сопротивления отожжённых образцов, усреднённые по пяти измерениям. Полученные значения поверхностного сопротивления (менее 100 Ом/$\square$) для пластин, имплантированных при дозе ионов 10^{15} см$^{-2}$, являются, по-видимому, рекордно низкими для данного режима отжига (950 °С, 15 с). Отметим, что типичная температура, позволяющая достичь таких значений поверхностного сопротивления, при традиционном отжиге превышает 1 050 °С при более длительных временах процесса.

Результаты исследования свидетельствуют о непосредственном влиянии интенсивности микроволнового излучения на электрическую активацию имплантированных атомов. Из полученных данных следует, что примерно двукратное увеличение интенсивности микроволнового излучения приводит к уменьшению на $10 \div 20\,\%$ поверхностного сопротивления в образцах, отожжённых в идентичных температурно-временных режимах.

На рис. 2 приведены полученные методом ВИМС профили концентрации бора в приповерхностном слое кремния. Анализ проводился при использовании зондирующего пучка ионов кислорода O_2^+ с энергией 10 кэВ. Размер области обзора составлял 500×500 мкм. Как видно из приведённых распределений концентрации бора, диффузионное уширение профилей возрастает с увеличением интенсивности используемого для нагрева излучения. Поскольку отжиг образцов проводился в идентичных температурно-временных режимах, отличия в наблюдаемых профилях следует отнести к непосредственному влиянию интенсивности поля на процесс диффузионного переноса атомов бора в кремнии, т. е. к специфическому нетепловому воздействию электромагнитного поля на массоперенос.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты данной работы сводятся к следующему.

Сравнение микроволнового и термического отжигов гетероструктур InGaAs/GaAs показывает, что при равенстве температур и времени отжига коэффициент взаимодиффузии In—Ga примерно на порядок ниже при микроволновом нагреве, чем при термическом.

Обнаружено непосредственное влияние интенсивности микроволнового излучения на электрическую активацию имплантированных примесных атомов бора в кремнии. Двукратное увеличение интенсивности микроволнового излучения приводит к уменьшению на $10 \div 20\,\%$ поверхностного сопротивления образцов, отожжённых в идентичных температурно-временны́х режимах. Полученные значения поверхностного сопротивления являются, по-видимому, рекордно низкими для использованного режима отжига.

Диффузионное расплывание профилей концентрации бора возрастает с увеличением интенсивности используемого для нагрева излучения при отжиге образцов в идентичных температурно-

Таблица 1

Результаты измерения поверхностного сопротивления в кремниевых образцах, имплантированных ионами бора, после отжига при различных уровнях мощности микроволнового излучения

Кремний марки ИЛБ КЭФ-4,5 (001), энергия ионов бора 100 кэВ

№ п/п	Доза, см$^{-2}$	Условия отжига*	Мощность излучения, кВт	Скорость остывания, °С/с	Поверхностное сопротивление, Ом/□
1	10^{13}	(*а*)	4,6	152	2 450
2	10^{14}	(*а*)	4,8	146	—
3	10^{15}	(*а*)	5,4	148	75,6
4	10^{13}	(*б*)	2,4	83	2 320
5	10^{14}	(*б*)	2,2	80	179
6	10^{15}	(*б*)	2,2	80	94

Кремний марки КДБ-12 (001), энергия ионов бора 40 кэВ

№ п/п	Доза, см$^{-2}$	Условия отжига*	Мощность излучения, кВт	Скорость остывания, °С/с	Поверхностное сопротивление, Ом/□
7	10^{13}	(*а*)	5,1	141	232,6
8	10^{14}	(*а*)	5,4	143	182,8
9	10^{15}	(*а*)	5,5	150	72,6
10	10^{13}	(*б*)	2,3	80	259,0
11	10^{14}	(*б*)	—	83	203,0
12	10^{15}	(*б*)	2,6	85	84,2

* Объяснение условий (*а*) и (*б*) см. в тексте.

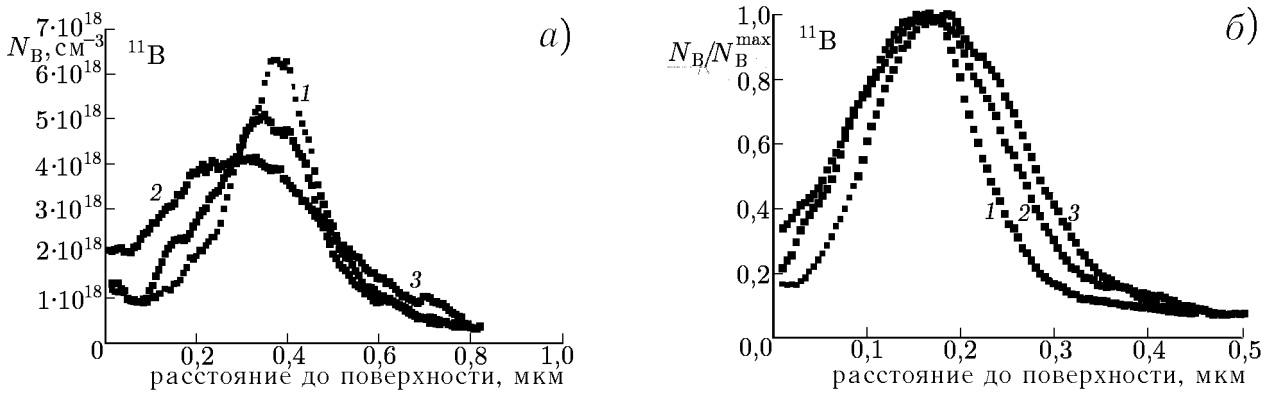


Рис. 2. Примеры профилей концентрации бора N_B в приповерхностном слое кремния, полученные методом ВИМС: (*а*) кремний марки ИЛБ КЭФ-4,5 (001), энергия ионов бора 100 кэВ, доза 10^{14} см$^{-2}$; (*б*) кремний марки КДБ-12 (001), энергия ионов бора 40 кэВ, доза 10^{15} см$^{-2}$, распределения нормированы на максимум концентрации; *1* — распределения до отжига, *2* — после отжига при меньшей мощности микроволнового излучения, *3* — после отжига при большей мощности микроволнового излучения

временных режимах. Таким образом, продемонстрировано существенное нетепловое воздействие микроволнового электромагнитного поля на диффузионные процессы в полупроводниковых материалах.

С точки зрения решения технологических задач отжига имплантированных пластин кремния результаты исследований указывают на необходимость и возможность оптимизации режимов микроволнового нагрева с целью обеспечения максимальной электрической активности рабочих слоёв при минимальном возможном расплывании распределения концентрации имплантированных атомов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thompson K., Booske J. H., Gianchandani Y., et al. // Proc. 9th International Conference on Advanced Thermal Processing of Semiconductors. 2001. P. 190.
2. Bykov Yu. V., Eremeev A. G., Holoptsev V. V., et al. // Proc. 9th International Conference on Advanced Thermal Processing of Semiconductors. 2001. P. 232.
3. Roozeboom F. // Advances in Rapid Thermal and Integrated Processing / Ed. by F. Roozeboom. Kluwer Academic Publishers, 1996. P. 1.
4. Janney M. A., Kimrey H. D., Allen W. R., et al. // J. Mater. Sci. 1997. V. 32. P. 1 347.
5. Wroe R., Rowley A. T. // J. Mater. Sci. 1996. V. 31. P. 2 019.
6. Zhang S.-L., Buchta R., Sigurd D. // Thin Solid Films. 1994. V. 246. P. 151.
7. Choi Y. W., Lee J. N., Jang T. W., et. al. // IEEE Electron. Device Lett. 1999. V. 20. P. 2.
8. Li J., Huang Y., Xie Z. // Ceramic Transactions. V. 71. 1996. P. 259.
9. Robb G. R., Harrison A., Whittaker A. G. // Phys. Chem. Comm. 2002. V. 5. P. 135.
10. Дроздов Ю. Н., Молдавская Л. Д. // Физика твёрдого тела. Лабораторный практикум / Под ред. А. Ф. Хохлова. М.: Высшая школа, 2001. Т. 1. С. 171.
11. Tsang J. S., Lee C. P., Lee S. H., et al. // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. P. 664.
12. Bert N. A., Chaldyshev V. V., Musikhin Yu. G., et al. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. P. 1 442.
13. Egorov S. V., Eremeev A. G., Rybakov K. I., et al. // Proc. 3rd World Congress on Microwave and Radio Frequency Applications, Sydney, Australia, 2002. (в печати).

[1] Институт прикладной физики РАН;
[2] Институт физики микроструктур РАН;
[3] Научно-исследовательский институт измерительных систем,
г. Нижний Новгород, Россия

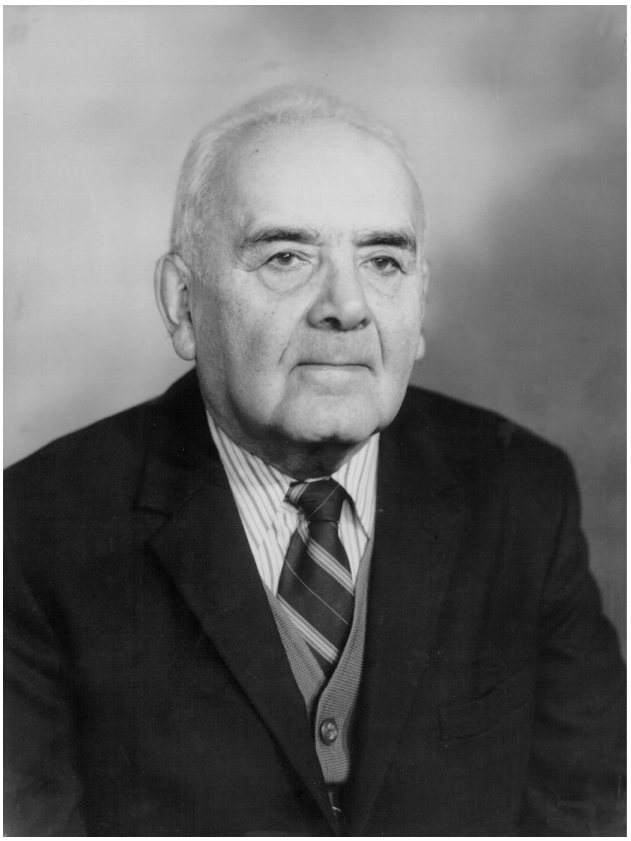
Поступила в редакцию
20 мая 2003 г.

DIFFUSION PROCESSES IN SEMICONDUCTOR STRUCTURES DURING MICROWAVE ANNEALING

Yu. V. Bykov, A. G. Eremeev, N. A. Zharova, I. V. Plotnikov, K. I. Rybakov, M. N. Drozdov, Yu. N. Drozdov, and V. D. Skupov

We present the results of experimental studies of the influence of microwave radiation on the diffusion processes in two different semiconductor materials, namely, InGaAs heterostructures with quantum wells and boron-ion implanted silicon. The experiments were performed in a 30 GHz gyrotron device for microwave processing of materials. We compare the results of heterostructure annealing under microwave and thermal heating. It is found that under microwave heating, the coefficient of In–Ga interdiffusion in InGaAs heterostructures is about an order of magnitude smaller than that under thermal heating at the same temperatures, while the activation energy of diffusion is approximately the same for both heating regimes. In boron-ion implanted silicon, the sheet resistance after annealing at a higher microwave power turns out to be lower than that after annealing at the same temperature and a lower power. This indicates that the microwave field exerts a nonthermal effect on electric activation of dopant atoms. The results show the possibility of optimization of the microwave-annealing regimes to obtain the maximum electric activation at a limited diffusion spreading of the density profile of implanted atoms.

ПАМЯТИ С. Я. БРАУДЕ



29 июня 2003 года скончался известный учёный в области радиофизики и радиоастрономии, академик Национальной академии наук Украины, доктор технических наук, профессор Семён Яковлевич Брауде. С его именем связано создание первого в мире магнетронного радиолокатора дециметровых волн и самых больших в мире радиоастрономических систем декаметрового диапазона УТР-2 и УРАН. Созданная им научная школа декаметровой радиоастрономии хорошо известна в научном мире.

Семён Яковлевич Брауде родился 20 января 1911 года в г. Полтава в семье служащего. Закончил Харьковский физико-химико-математический институт (сегодня Харьковский государственный университет им. В. Н. Каразина). Ещё в студенческие годы С. Я. Брауде активно занимался педагогической деятельностью, работал в Харьковском государственном университете, Ленинградском институте инженеров связи железнодорожного транспорта, Харьковском строительном институте, Харьковском политехническом институте. Под его руководством подготовлено и защищено 30 кандидатских диссертаций. Пять учеников Семёна Яковлевича защитили докторские диссертации, двое избраны академиками и членами-корреспондентами Национальной академии наук Украины. Им опубликовано 5 монографий и более 300 научных работ. С. Я. Брауде принимал активное участие в создании Института радиофизики и электроники (1955 г.) и Радиоастрономического института (1985 г.) НАН Украины. Под руководством Семёна Яковлевича была начата программа УРАН — создание системы декаметровых радиоинтерферометров со сверхдлинными базами, позволяющей наблюдать космические радиоисточники с наиболее высоким для этого диапазона с угловым разрешением в одну секунду. Он стал основателем двух направлений науки: радиоокеанографии и декаметровой радиоастрономии, научные достижения в которых успешно развиваются его учениками. Большой вклад Семёна Яковлевича в развитие отечественной науки был отмечен присуждением Государственных премий СССР (1952 г.) и Украины (1977 г.) в области науки и техники. За выдающиеся научные результаты в 1983 году С. Я. Брауде был награждён Золотой медалью им. А. С. Попова Академии наук СССР, а в 1997 году — премией и медалью Евро-Азиатского астрономического общества. С. Я. Брауде был активным членом редколлегии журнала «Известия вузов. Радиофизика» со времени его основания в 1958 году. До последних дней С. Я. Брауде продолжал плодотворно работать. Светлую память об этом известном учёном, научном деятеле, чудесном человеке сохранят все, кто его хорошо знал.