

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

САВИНОВ Сергей Александрович

**РЕЗОНАНСНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ И ПРОЦЕССЫ
УСИЛЕНИЯ И ВЫПРЯМЛЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН
В НАНОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ**

Специальность:

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Диссертация

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
профессор Мурзин Владимир Николаевич

Москва – 2014

Содержание

Введение	4
Глава 1. Теоретические и экспериментальные исследования высокочастотного отклика и быстропротекающих процессов в резонансно-туннельных наноструктурах (обзор литературы)	11
§1.1 Анализ результатов теоретических и экспериментальных исследований высокочастотных свойств резонансно-туннельных диодных (РТД) структур.	11
§1.2 Теоретическое описание явления резонансного туннелирования и высокочастотного отклика в РТД структурах	19
Глава 2. Технология изготовления образцов и экспериментальные методы исследования резонансного туннелирования и процессов выпрямления суб-ТГц волн в гетероструктурах на основе GaAs/AlAs и InGaAs/AlAs/InP ...	20
§2.1 Технология изготовления и структурные параметры одноямных и двухъямных РТД гетероструктур на основе GaAs/AlAs и InGaAs/AlAs/InP ...	24
§2.2 Электрофизическая и оптическая диагностика качества изготовленных резонансно-туннельных наноструктур	28
§2.3 Экспериментальная установка и метод исследования процессов выпрямления электромагнитных волн суб-ТГц диапазона в РТД наноструктурах	33
Выводы по 2-й главе.	
Глава 3. Анализ закономерностей высокочастотного отклика РТД наноструктур в рамках приближения дельта-образных барьеров	36
§3.1 Симметричные свойства и особенности высокочастотного отклика одноямных РТД структур в классическом и квантовом режимах усиления....	40
§3.2 Анализ симметричных свойств и особенностей высокочастотного отклика РТД структур с двумя квантовыми ямами	44
§3.3 Резонансные квантовые эффекты в двухъямных РТД структурах с распределенными носителями в предбарьерной области	47
§3.4 Особенности нелинейного высокочастотного отклика одноямных РТД	50
Выводы по 3-й главе.	

Глава 4. Исследование высокочастотных свойств РТД в рамках квантовой теории, учитывающей фермиевское распределение носителей в предбарьерных областях и влияние постоянного электрического поля	55
§4.1 Квантовая теория высокочастотного отклика одноямных и двухъямных РТД с конечными структурными параметрами, учитывающая влияние прикладываемого к структуре постоянного электрического поля	55
§4.2 Закономерности высокочастотного отклика одноямных РТД структур с оптимальной структурной конфигурацией	60
§4.3 Закономерности высокочастотного отклика двухъямных РТД структур и возможности перестраиваемого узкополосного усиления в диапазоне ТГц частот.....	72
Выводы по 4-й главе.	
Глава 5. Экспериментальное и теоретическое исследование процессов выпрямления электромагнитных волн суб-ТГц и ТГц диапазона в одноямных и двухъямных РТД наноструктурах	87
§5.1 Теоретическое моделирование изменений стационарных вольт-амперных характеристик РТД структур под воздействием суб-ТГц и ТГц излучения ...	87
§5.2 Особенности выпрямления суб-ТГц волн в одноямных и двухъямных РТД...	91
§5.3 Оценка быстродействия РТД элементов на основе результатов измерений эффекта выпрямления СВЧ излучения	105
Выводы по 5-й главе.	
Заключение	108
Публикации автора по теме диссертации	110
Список использованной литературы	112

Введение

Разработка физических принципов усиления, генерации и преобразования электромагнитных волн субтерагерцового и терагерцового (ТГц) диапазона является одной из проблем, определяющей возможности продвижения современной твердотельной электроники в сторону высоких частот и сверхвысокого быстродействия. Широко используемые в настоящее время твердотельные высокочастотные элементы ганновского типа, на основе лавинно-пролетных диодов, диодов Шоттки ограничены частотным порогом в несколько сотен гигагерц [1, 2]. Резонансно-туннельные диодные (РТД) наногетероструктуры свободны от этого ограничения. Простейшим примером таких структур является полупроводниковая система, состоящая из квантовой ямы с двумя потенциальными барьерами [3]. Резонанс в такой системе реализуется при совпадении энергии налетающего на такую структуру электрона с энергией уровня размерного квантования в квантовой яме. РТД обладает исключительно высоким быстродействием, сравнимым с быстродействием сверхпроводниковых приборов на основе эффекта Джозефсона [4], и существенно нелинейной N-образной вольт-амперной характеристикой, обеспечивающей возможность разнообразных функциональных применений РТД в цифровых, аналоговых, оптоэлектронных и других устройствах [5, 6, 7, 8]. Экспериментальная оценка инерционности внутренних электронных процессов в РТД структурах на основе GaAs/AlGaAs и InGaAs/InAlAs соответствует временам порядка и менее 0.1 пс [9, 10, 11]. Гетероструктуры типа InGaAs/AlAs, выращенные на подложке InP, являются более перспективными в этом отношении за счет более высокой подвижности электронов и подавления процессов рассеяния в барьерах [12, 13], что также приводит к более высоким соотношениям «пик-долина» в вольт-амперных характеристиках [14, 15, 16]. К настоящему времени в генераторах на основе InGaAs/AlAs РТД разными научными группами достигнуты рекордные частоты излучения вплоть до одного терагерца и выше [17, 18, 19]. С точки зрения детектирования преимущественное внимание в последнее время уделяется РТД с несколькими квантовыми ямами [20]. В частности, в результате исследований двухъямных РТД с помощью низкочастотных измерений процессов выпрямления при сопоставлении с данными численного моделирования детекторных РТД элементов показано, что такие структуры обладают хорошими нелинейными свойствами и могут использоваться в качестве детекторов при высоких частотах [21]. Эти результаты свидетельствуют о перспективности применения РТД структур в микроэлектронике и оптоэлектронике суб-ТГц и ТГц диапазона, в особенности с учетом возможностей их монолитной интеграции с транзисторными и другими полупроводниковыми элементами [22, 23, 24]. Вместе с тем, продвижение в сторону сверхвысокого быстродействия, очевидно, сопряжено с необходимостью преодоления целого

ряда значительных трудностей, в том числе обусловленных возрастанием энергетических потерь, падением добротности резонаторных систем и рядом других факторов [25].

В этой ситуации актуальное значение приобретает задача адекватного описания высокочастотных свойств РТД с целью нахождения оптимальных конфигураций, структурных и электрофизических параметров РТД, необходимых для создания эффективных генераторов и детекторов в суб-ТГц и ТГц диапазоне частот. Построенная в последние годы квантовая теория когерентного резонансного туннелирования электронов в РТД при взаимодействии с высокочастотным электромагнитным полем [26, 27, 28, 29] позволила по новому подойти к изучению высокочастотных свойств РТД как в области низких частот $\omega\tau \leq 1$ (обычный классический режим усиления, τ - время жизни), так и при высоких частотах, соответствующих условию $\omega\tau > 1$ («квантовый режим» усиления). Согласно этой теории «квантовый» режим усиления обещает резкое повышение эффективности РТД, причем именно в области суб-ТГц и ТГц частот. Однако недостатком перечисленных работ является использование в них целого ряда приближений, исключающих возможность учета реальных структурных и электрофизических характеристик РТД. Во всех случаях при теоретическом описании РТД рассматривается приближенная модель с дельта-образными барьерами. Инжекция носителей в квантовую яму осуществляется моноэнергетическим пучком электронов и только со стороны эмиттера. Принципиальным моментом является то, что в этой теории не учитывается влияние постоянного электрического поля, которое существенным образом определяет высокочастотные свойства реальных РТД. Очевидно, что для количественного анализа высокочастотных свойств РТД структур требуется построение более полной квантовой теории резонансного туннелирования в РТД во внешнем высокочастотном поле с учетом приложенного к структуре постоянного электрического поля.

В настоящей работе проведены экспериментальные и теоретические исследования высокочастотных свойств РТД структур на основе построенной теории резонансного туннелирования в РТД во внешнем высокочастотном поле, которая позволяет учитывать влияние на высокочастотные свойства РТД приложенного к структуре постоянного электрического поля. Для РТД структур с конечной шириной и высотой барьеров рассчитана действительная часть высокочастотной проводимости (высокочастотный отклик) с учетом фермиевского распределения электронов по энергиям в эмиттере и коллекторе и влияния на электронные волновые функции в РТД стационарного электрического поля. Проанализированы закономерности высокочастотного отклика в одноямных и двухъямных РТД в зависимости от структурных и электрофизических параметров РТД, частоты и амплитуды высокочастотного поля в условиях приложения к структуре постоянного напряжения. С использованием развитой теории резонансного туннелирования в РТД во внешнем высокочастотном поле

проанализированы закономерности процессов выпрямления суб-ТГц и ТГц волн в одноямных и двухъямных РТД. Выполнены экспериментальные исследования по изучению изменений стационарного тока РТД под воздействием слабого и интенсивного электромагнитного поля в РТД с оптимальными структурными и электрофизическими параметрами, выбранными на основе теоретического анализа, в диапазоне суб-ТГц частот. В работе исследовались одноямные и двухъямные РТД различных конфигураций на основе полупроводниковых соединений GaAs/AlAs и InGaAs/AlAs/InP, которые согласно полученным данным обладают наиболее выраженными резонансными свойствами.

Цели работы

1. Анализ высокочастотных свойств РТД наноструктур с квантовыми ямами на основе построенной теории, выявление закономерностей резонансного туннелирования и высокочастотного отклика в условиях взаимодействия СВЧ поля с электронной подсистемой РТД в диапазоне гигагерцовых, суб-ТГц и ТГц частот в зависимости от структурных параметров РТД, распределения электронов в предбарьерных частях структуры и влияния стационарного электрического поля на электронные состояния в РТД.

2. Теоретическое и экспериментальное изучение нелинейных свойств РТД, процессов выпрямления высокочастотного электромагнитного поля в диапазоне суб-ТГц и ТГц частот в структурах с одной и двумя квантовыми ямами, сопоставление детектирующих свойств РТД в зависимости от конфигурации гетероструктур.

3. Разработка диагностических методов контроля и корректировка технологии изготовления РТД наноструктур с целью обеспечения высокого качества интерфейсов и резонансных характеристик РТД наногетероструктур на основе полупроводниковых соединений типа GaAs/AlAs и типа InGaAs/AlAs, выращиваемых на подложке InP.

Научная новизна

1. Показано, что в случае одноямных РТД с узкими барьерами, оптимальных с точки зрения достижения наилучших высокочастотных характеристик в диапазоне суб-ТГц и ТГц частот, реализуется классический режим усиления, при котором энергия квантов СВЧ поля меньше квантовой ширины уровня в яме РТД.

2. Показано, что главные закономерности высокочастотного отклика в РТД с двумя квантовыми ямами определяются взаимодействием электронных состояний в соседних ячейках структуры и наличием двух резонансных уровней, верхний из которых оказывается привилегированным, как с точки зрения туннелирования, так и с точки зрения взаимодействия с электромагнитным излучением. В двухъямных РТД обнаружены эффекты энергетической

фильтрации, узкополосного усиления и возможности плавной перестройки частоты узкополосного усиления в диапазоне терагерцовых частот $1\div 5$ ТГц посредством варьирования прикладываемого к структуре постоянного напряжения.

3. В результате экспериментальных исследований, выполненных в РТД структурах в суб-ТГц диапазоне частот (0.1-0.2 ТГц), изучены особенности процессов выпрямления высокочастотного поля в РТД, оценено быстродействие РТД элементов и показано, что времена переходных процессов в изготовленных образцах РТД структур не превышают 1 пс. Теоретически показана возможность детектирования суб-ТГц и ТГц волн в двухъямных РТД с оптимально подобранной структурой при нулевом напряжении смещения, превосходящего по чувствительности детектирование в асимметричных одноямных РТД.

Практическая ценность

В работе определены оптимальные конфигурации и параметры одноямных и двухъямных РТД гетероструктур, которые могут использоваться в качестве эффективных активных и пассивных элементов для генерации, усиления, преобразования и детектирования суб-ТГц и ТГц излучения.

Обнаруженные в двухъямных РТД эффекты энергетической фильтрации, узкополосного усиления и возможности плавной перестройки частоты узкополосного усиления в области терагерцовых частот открывает перспективы повышения эффективности и создания нового класса усилителей, генераторов, детекторов и других элементов твердотельной микроэлектроники и оптоэлектроники суб-ТГц и ТГц диапазона на основе полупроводниковых резонансно-туннельных наноструктур.

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертации результаты получены лично автором либо при его непосредственном участии.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Объем диссертации составляет 119 страниц машинописного текста, включая 58 рисунков и 4 таблицы. Список использованной литературы содержит 103 наименования.

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследования, показана её научная новизна, сформулированы цели работы и приведены положения, выносимые на защиту.

В **Главе 1** приводится обзор научных работ по теме диссертации.

Обсуждаются результаты теоретических и экспериментальных исследований быстрогодействия внутренних электронных процессов в РТД структурах, токовых неустойчивостей и процессов генерации в РТД суб-ТГц и ТГц излучения, изменений стационарного тока в РТД под воздействием внешнего высокочастотного поля. Рассмотрена приближенная квантовая теория когерентного резонансного туннелирования во внешнем электромагнитном поле.

Глава 2 посвящена описанию использованных в настоящей работе технологических методик изготовления наноструктур и РТД элементов на их основе и экспериментальных методов исследования поперечного транспорта, процессов выпрямления и детектирования высокочастотных сигналов в резонансно-туннельных наноструктурах основе GaAs/AlAs и InGaAs/AlAs/InP с одной и двумя квантовыми ямами.

Приведено описание основных технологических этапов изготовления исследуемых в настоящей работе измерительных образцов РТД структур: выращивания многослойных GaAs/AlAs и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ наногетероструктур методом молекулярно-пучковой эпитаксии и формирования РТД элементов с использованием процессов фотолитографии, жидкостного травления и вакуумного напыления. Отработка технологических методик выращивания и изготовления измерительных РТД образцов основывалась на тестовых измерениях, которые проводились нами методами низкотемпературной фотолюминисценции и с помощью регистрации поперечного транспорта в РТД при комнатной температуре. Приведено описание экспериментальной установки для изучения эффекта выпрямления электромагнитных волн суб-ТГц диапазона в нелинейных полупроводниковых диодных элементах.

В **Главе 3** представлены результаты выполненного нами анализа особенностей квантового режима усиления и высокочастотных свойств одноямных РТД и РТД с двумя квантовыми ямами во внешнем электромагнитном поле, выполненного в рамках приближения дельта-образных барьеров и без учета влияния стационарного электрического поля на электронную подсистему. Рассмотрены особенности нелинейного высокочастотного отклика в РТД в сильных электромагнитных полях.

Приводятся данные теоретических расчетов демонстрирующие нарушение симметрии высокочастотного отклика в двухямных РТД структурах с энергетически сдвинутыми квантовыми ямами, а также возникновение эффекта энергетической фильтрации и принципиальные возможности селективного усиления и возможности перестройки резонансной частоты усиления посредством варьирования энергетического расстояния между уровнями размерного квантования в двухямных РТД в терагерцовом диапазоне частот.

В **Главе 4** описаны оригинальные результаты теоретического исследования действительной части высокочастотной проводимости (высокочастотного отклика) в РТД

структурах с конечной шириной и высотой барьеров с учетом фермиевского распределения электронов по энергиям в эмиттере и коллекторе и влияния стационарного электрического поля на электронные волновые функции и высокочастотные свойства РТД. Проанализированы закономерности высокочастотного отклика в одноямных и двухъямных РТД в зависимости от структурных и электрофизических параметров, частоты и амплитуды высокочастотного поля в условиях приложения к структуре постоянного напряжения.

Показано, что в случае $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ одноямных РТД с узкими ($12\div 15\text{\AA}$) барьерами и шириной квантовых ям порядка $40\text{--}50\text{\AA}$, оптимальных с точки зрения высокочастотных свойств РТД, реализуется классический режим усиления в диапазоне суб-ТГц и ТГц частот с энергией квантов, не превышающей ширины резонансного уровня ($\Gamma \sim 20\text{ мэВ}$). Квантовый режим усиления, при котором энергия квантов СВЧ поля должна превосходить ширину резонансного уровня, реализуется при частотах, существенно превышающих терагерцовые.

Показано, что даже с учетом фермиевского распределения носителей в эмиттере в случае двухъямных РТД наноструктур возникает возможность реализации плавной перестройки частоты узкополосного усиления в диапазоне терагерцовых частот посредством варьирования прикладываемого к РТД структуре постоянного электрического напряжения. На примере двухъямной $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ РТД структуры типа $20/120/20/90/20\text{\AA}$ продемонстрирована перестройка узкополосного усиления в диапазоне $f = 1\div 5\text{ ТГц}$ ($\Delta f = 0.25\text{ ТГц}$) при варьировании постоянного напряжения в интервале $V_{\text{dc}} = 0.07\div 0.11\text{ В}$.

В Главе 5 излагаются результаты теоретических и экспериментальных исследований процессов взаимодействия электромагнитных волн суб-ТГц и ТГц диапазона с одноямными и двухъямными РТД наноструктурами. Детально исследованы детектирующие свойства РТД структур при нулевом напряжении смещения (zero bias). Проведена экспериментальная оценка характерных времен переходных процессов в изготовленных РТД структурах.

В **Заключении** сформулированы основные результаты, полученные в работе.

Защищаемые положения

1. В одноямных РТД с узкими барьерами, оптимальных с точки зрения достижения наилучших высокочастотных характеристик в диапазоне суб-ТГц и ТГц частот, реализуется классический режим усиления, при котором энергия квантов СВЧ поля меньше квантовой ширины уровня в яме РТД.

2. Главные закономерности высокочастотного отклика РТД с двумя квантовыми ямами определяются наличием двух резонансных уровней и преобладающим вкладом межуровневых электронных переходов в соседних ячейках структуры. Верхний резонансный уровень в двухъямной РТД оказывается привилегированным, как с точки зрения туннелирования, так и с

точки зрения взаимодействия с электромагнитным излучением, что приводит к резонансному усилению СВЧ поля, при энергии квантов порядка разности энергий резонансных уровней, и возрастанию высокочастотного отклика в сравнении с одноямыми РТД.

3. Резонансное взаимодействие электронных состояний в двухъямных РТД приводит к возникновению эффектов энергетической фильтрации, узкополосного усиления и возможности плавной перестройки частоты узкополосного усиления в диапазоне терагерцовых частот ($1\div 5$ ТГц) посредством варьирования прикладываемого к структуре постоянного напряжения.

4. Экспериментально на основе результатов измерений выпрямления суб-ТГц волн в РТД структурах показано, что времена переходных процессов в изготовленных образцах РТД структур не превышают 1 пс. Возникающие под воздействием СВЧ излучения изменения стационарного тока в слабых полях пропорциональны второй производной тока по напряжению, с ростом интенсивности перестают удовлетворять слабо-сигнальному приближению и при больших интенсивностях СВЧ поля определяются особенностями ВАХ в области отрицательной дифференциальной проводимости.

Диссертационная работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физическом институте им. П.Н.Лебедева Российской академии наук (ФИАН).

Основные результаты диссертации докладывались на конференциях «Научная сессия НИЯУ МИФИ» (2010 г. и 2012-2014 гг., Москва), XVI Международном симпозиуме «Нанопизика и наноэлектроника» (2012 г., Нижний Новгород), Workshop “Semiconductors sources and detectors of THz radiation” (2012 г., Tignes, France), 2-й и 3-й Научно-практических конференциях по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения» (2012 г. и 2013 г., Москва), XII Всероссийской научно-технической конференции «Состояние и проблемы измерений» (2013 г., Москва), Международных конференциях «Микро- и наноэлектроника» (ICMNE) (2012 г. и 2014 г., Москва-Звенигород), а также на семинарах и молодежных конференциях ФИАН.

По теме диссертации опубликованы 20 печатных работ, в том числе 10 статей в научных журналах и 10 публикаций в сборниках тезисов докладов и трудов конференций, симпозиумов, совещаний.

Глава 1. Теоретические и экспериментальные исследования высокочастотного отклика и быстропротекающих процессов в резонансно- туннельных наноструктурах (обзор литературы)

§1.1 Анализ результатов теоретических и экспериментальных исследований высокочастотных свойств резонансно-туннельных структур

Разработка физических принципов усиления, генерации и преобразования электромагнитных волн субтерагерцового и терагерцового (ТГц) диапазона является одной из проблем, определяющей возможности продвижения современной твердотельной электроники в сторону высоких частот и сверхвысокого быстродействия. Широко используемые в настоящее время твердотельные высокочастотные элементы ганновского типа, на основе лавинно-пролетных диодов, диодов Шоттки ограничены частотным порогом в несколько сотен гигагерц [1, 2]. Резонансно-туннельные диодные (РТД) наногетероструктуры свободны от этого ограничения. Простейшим примером таких структур является полупроводниковая система, состоящая из квантовой ямы с двумя потенциальными барьерами [3]. Резонанс в такой системе реализуется при совпадении энергии налетающего на такую структуру электрона с энергией уровня размерного квантования в квантовой яме. РТД обладает исключительно высоким быстродействием, сравнимым с быстродействием сверхпроводниковых приборов на основе эффекта Джозефсона [4], и существенно нелинейной N-образной вольт-амперной характеристикой, обеспечивающей возможность разнообразных функциональных применений РТД в цифровых, аналоговых, оптоэлектронных и других устройствах [5-8]. Тем не менее, продвижение в сторону терагерцовых частот сталкивается со значительными трудностями, обусловленными возрастанием энергетических потерь, падением добротности резонаторных систем и рядом других факторов [25]. В этой ситуации особое значение приобретают проблема удовлетворительного теоретического описания высокочастотных свойств РТД с целью нахождения оптимальных конфигураций, структурных и электрофизических параметров РТД элементов, обеспечивающих наибольшую эффективность микроустройств, а также разработка технологических методов выращивания гетероструктур с высокой латеральной однородностью и резкостью интерфейсов.

Исследованиям квантовых явлений резонансного туннелирования, электрофизических и высокочастотных свойств и особенностей полупроводниковых резонансно-туннельных структур посвящено много работ. Начало экспериментальным исследованиям полупроводниковых резонансно-туннельных структур было положено в работе Чанга, Есаки и Тсу 1974 года [30], в которой авторы впервые наблюдали эффект отрицательной

дифференциальной проводимости (ОДП) в одноямной GaAs/AlGaAs РТД структуре при температуре жидкого азота ($T = 77\text{K}$). Однако из-за еще недостаточно развитой в то время эпитаксиальной технологии выращивания гетероструктур регулярные публикации на эту тему стали появляться лишь спустя 9 лет. В 1983 году Соллнер с коллегами [9] также при криогенных температурах провели исследования по определению предельных времен внутренних электронных процессов (времени туннелирования) в GaAs/AlGaAs РТД с помощью измерения стационарного (на нулевой частоте) токового отклика РТД на внешнее высокочастотное электромагнитное поле. Идея заключалась в сравнении величин рассчитанного и измеренного токового откликов РТД при различных частотах внешнего излучения: в том случае, если период внешнего сигнала оказался бы значительно меньше характерного времени туннелирования, это привело бы к заметно меньшим изменениям стационарного тока по сравнению с теоретическими значениями. Для подвода ТГц излучения к образцу использовались медный уголкового отражатель и тонкий ($\varnothing 12.5\text{ мкм}$) металлический ус (вискер) из вольфрама, обеспечивающего электрический контакт с верхним электродом РТД и одновременно выполняющего роль широкополосной приемной антенны (рис. 1).

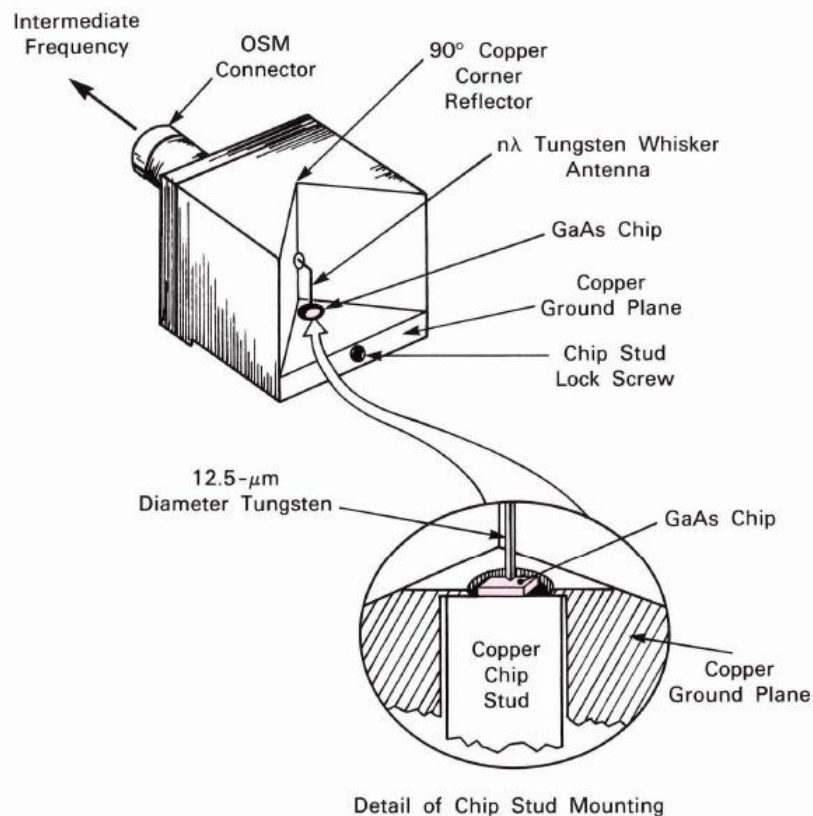


Рис. 1. Схема подведения высокочастотного сигнала к РТД структуре. На низких частотах (до 20 ГГц) сигнал подавался через OSM разъем, при частотах выше 100 ГГц в качестве приемной антенны использовался вискерный контакт [31].

Переменный сигнал на гигагерцовых частотах подавался по коаксиальному кабелю. Измерения, проведенные на частотах 1 ГГц, 138 ГГц, 761 ГГц и 2.5 ТГц, показали, что на всех частотах изменения тока достаточно хорошо согласуются с расчетными значениями с учетом рассогласования импедансов антенны и РТД. Это позволило сделать вывод о том, что инерционность внутренних процессов в исследуемом РТД составляет не более 0.1 пс. В 1984 году в той же группе впервые была зарегистрирована генерация на частоте 18 ГГц в системе коаксиального резонатора, на одном конце которого располагалась меза-структура с GaAs/AlGaAs РТД [32]. Относительно низкая частота генерации была обусловлена в первую очередь размерами резонатора и схемой включения РТД.

При комнатной температуре эффект ОДП удалось зарегистрировать лишь в 1985 году на GaAs/AlAs РТД структурах с более высокими барьерами [33]. После чего в течение нескольких лет Соллнер с коллегами опубликовали серию статей по регистрации суб-ТГц излучения в генераторах на основе одномных РТД структур при комнатной температуре [34, 35, 36, 37]. В данных работах выращенные на проводящей подложке (n^+ -GaAs) РТД размещалась в прямоугольных волноводных резонаторах с подвижным поршнем (рис. 2), позволяющим осуществлять регулировку частоты и амплитуды возникающих высокочастотных колебаний. Постепенное уменьшение поперечных размеров волновода и подбор оптимальных структурных параметров РТД позволили авторам получить частоту генерации 712 ГГц (мощность ~ 0.3 мкВт, размер резонатора 0.3×0.15 мм², диаметр мезы РТД 1.8 мкм) [37].

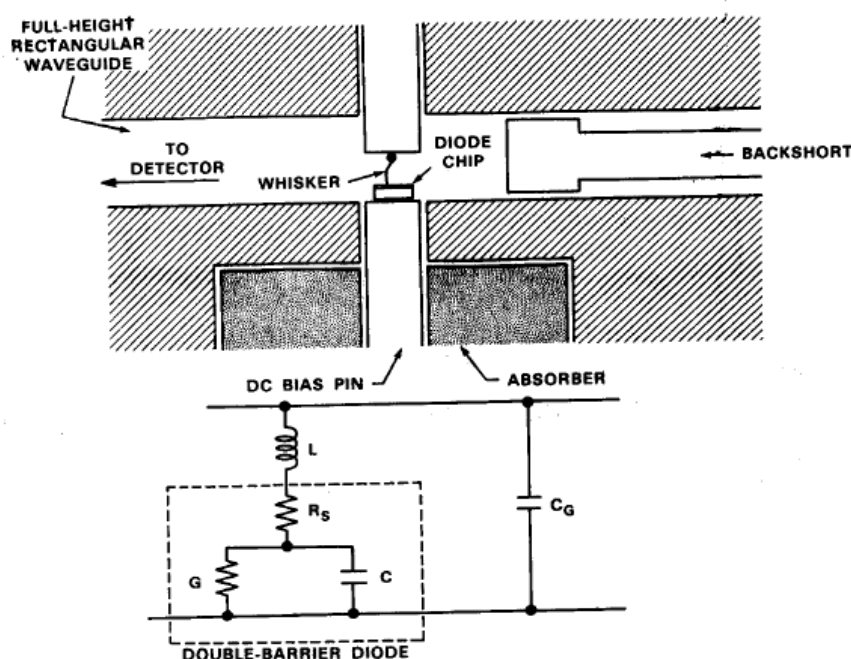


Рис. 2. Схематичное изображение прямоугольного волноводного резонатора с размещенным внутри него РТД. Ниже представлена эквивалентная схема резонатора [35].

В работах исследования изменений стационарного тока РТД под воздействием внешнего высокочастотного электромагнитного поля, аналогичные работам Соллнера [9], проводились с использованием газовых лазеров дальней ИК области при длинах волн от 90 мкм (3.3 ТГц) и до 500 мкм (600 ТГц) [10, 38] и с использованием лазера на свободных электронах в широком диапазоне частот от 120 ТГц до 3.9 ТГц [11]. На основе этих измерений приводится оценка быстродействия одноямных GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As РТД $\tau \sim 0.1$ пс (ширины барьеров 5.6 нм, размеры мез от 200x200 до 500x500 мкм², температура измерений $T = 4.2$ К) и In_{0.53}Ga_{0.47}As/AlAs РТД $\tau \sim 0.24$ пс (ширина барьеров 2.3 нм, меза 5 мкм², температура измерений $T = 300$ К).

Следующий важный шаг в развитии исследований высокочастотных свойств РТД структур связан с переходом к новым полупроводниковым материалам на основе InGaAs/AlAs и с использованием контактных линий и резонаторов микрополоскового типа. РТД на основе InGaAs/AlAs обладают лучшими резонансными и скоростными характеристиками по сравнению с GaAs/AlAs [12, 39, 40, 41]. В работах японских авторов под руководством Асады исследованы генерационные элементы на основе InGaAs/AlAs РТД с интегрированными планарными антеннами. В работе [8] 2008 года детально проанализированы высокочастотные свойства генераторов суб-ТГц и ТГц на базе одноямных РТД с интегрированной щелевой (slot) антенной, работающих при комнатной температуре. Была зарегистрирована генерация на основной частоте 0.65 ТГц (мощность 23 мкВт, меза 4 мкм²) и на нескольких гармониках, в частности, на частоте 1.02 ТГц (мощность 0.6 мкВт, меза 2 мкм²). На рис. 3 приведены схема генератора и микрофотография участка антенны с РТД.

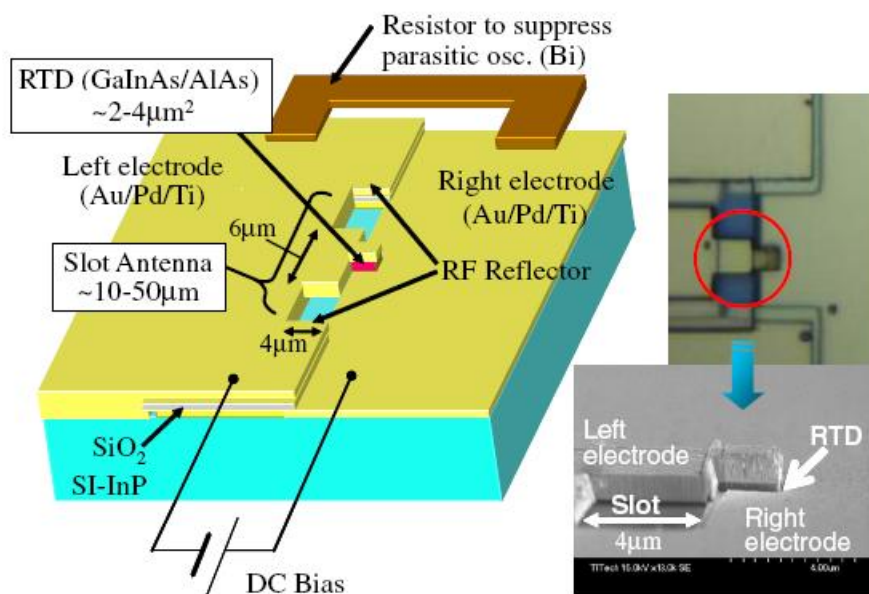


Рис. 3. Схема СВЧ генератора на основе РТД с интегрированной планарной щелевой (slot) антенной. Слева представлены микрофотографии резонаторной области [8].

Частота генерации определялась длиной щели, которая варьировалась в пределах 10-50 мкм. С уменьшением размера щели увеличивается частота, одновременно падает мощность, поскольку увеличивается импеданс антенны и возрастает рассогласование между антенной и РТД. В работе было показано, что одним из способов повышения мощности является создание на краях щели отражателей, подавляющих краевое излучения. Поскольку основная часть излучения уходит в направлении подложки из-за ее высокой диэлектрической проницаемости, генератор прикреплялся к полусферической линзе из высокоомного кремния. В дальнейших работах данной группы было продемонстрировано увеличение выходной мощности и частоты генерации за счет оптимизации параметров исходной РТД гетероструктуры и конструкции антенны. В частности, были исследованы структуры с оптимальной толщиной спейсерного слоя со стороны коллектора [42, 43], со ступенчатым (graded) эмиттером [44, 45], с глубокими $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ квантовыми ямами с высоким содержанием индия ($x = 0.8-0.9$) и с предельно узкими барьерами (вплоть до $10\text{\AA}$) [46, 47]. Для уменьшения емкости РТД поперечные размеры меза-структуры составляли доли микрон, при этом сама меза была смещена относительно центра щелевой антенны [48, 49], что улучшало волновое согласование между РТД и антенной. В самое последнее время в группе Асады зарегистрирована генерация в одноямных РТД на рекордной частоте 1.42 ТГц (мощность $\sim 1\text{ мкВт}$, меза 0.2 мкм^2) [19].

В работах немецкой группы под руководством Фейгинова [50, 51, 52] были теоретически и экспериментально исследованы высокочастотные свойства одноямных РТД структур, отличающихся близко расположенными к активной области РТД сильнолегированными ($n \sim 10^{18}\text{ см}^{-3}$) эмиттерными и коллекторными слоями при толщине спейсерных слоев порядка 1 нм. Теоретический анализ, проведенный в рамках модели последовательного туннелирования [53], показал, что, с одной стороны, кулоновское взаимодействие электронов в квантовой яме приводит к существенному увеличению величины времени релаксации τ_{rel} РТД, по сравнению со временем жизни электрона на резонансном уровне τ_{dwell} (временем туннелирования) при напряжениях на структуре, соответствующих ОДП области ВАХ, и, с другой стороны, дифференциальная проводимость в ОДП области остается отрицательной и при частотах $\omega \tau_{\text{rel}} \gg 1$. Полученные результаты означали, что предельная частота генерации в таких РТД структурах не должна ограничиваться характерными временами τ_{rel} и τ_{dwell} и может достигать нескольких терагерц [43]. С учетом этих данных, в 2011 году Фейгинов с коллегами зарегистрировал генерацию в таких РТД структурах на основе InGaAs/AlAs в области терагерцовых частот с максимальной частотой 1.11 ТГц (выходная мощность $\sim 0.1\text{ мкВт}$, меза 0.35 мкм^2) [17]. Стоит отметить, что в [17] была использована планарная антенна Вивальди, расположенная на диэлектрической мембране (рис. 4), что позволило сформировать относительно узкий пучок выходного ТГц излучения.

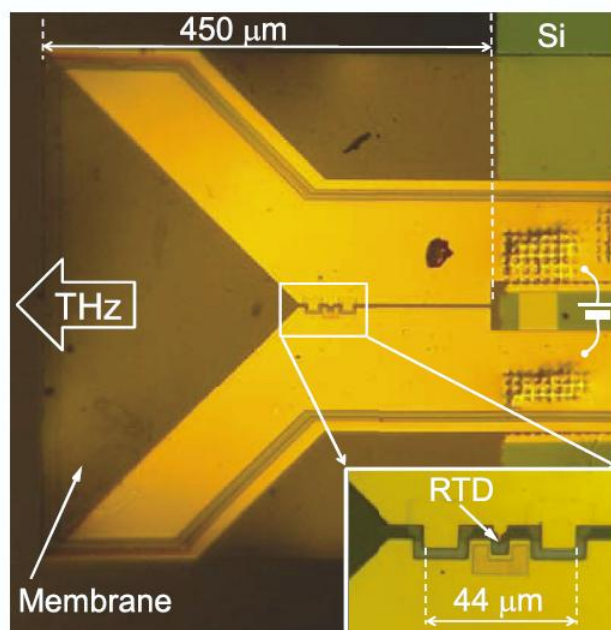


Рис. 4. Фотография СВЧ генератора на основе РТД с щелевым резонатором и планарной антенной Вивальди, расположенной на диэлектрической мембране [].

Рассмотренные работы, выполненные с целью продвижения твердотельной электроники в сторону терагерцовых частот с использованием элементов на основе РТД структур дают представление о тех сложностях, которые приходится преодолевать по мере увеличения частоты, обусловленных возрастанием энергетических потерь, падением добротности резонаторных систем и рядом других факторов [25]. Применение обычно используемых в СВЧ электронике прямоугольных металлических резонаторов при переходе в область терагерцовых частот становится практически невозможным, в частности, из-за сложностей изготовления высококачественных резонаторов с размерами меньше долей миллиметра. Вторая проблема: сложность обеспечения оптимального волнового согласования на таких частотах. Начиная с 2005 года решение этих вопросов обеспечивается использованием микрополосковых резонаторных линий. Наконец, общей проблемой при переходе в область ТГц частот является быстрое падение мощности генерируемого ТГц излучения из-за возрастания энергетических потерь в резонаторных элементах, контактных и соединительных микрополосковых линиях и других элементах.

В последнее время параллельно с нашими работами выполнен ряд исследований связанных с теоретическим и экспериментальным изучением высокочастотных свойств в РТД структурах более сложного строения с несколькими квантовыми ямами [18, 20, 21, 54, 55, 56]. В этих работах, посвященных изучению высокочастотных явлений, обусловленных классическим механизмом СВЧ усиления, показан ряд преимуществ двухъямных РТД в сравнении с одноямными РТД, в частности, благодаря возможности уменьшения удельной емкости меза-

структур и увеличению крутизны ВАХ характеристик в области ОДП [57, 58]. Изучались как возможности генерации, так и эффекты выпрямления СВЧ волн в широком диапазоне частот вплоть до терагерцовых. В японской группе под руководством Т.Оuchi в развитие выполненных ранее работ [54] зарегистрировано ТГц излучение, генерируемое двухъямной InGaAs/AlAs РТД структурой с интегрированной патч-антенной (мощность ~ 1 мкВт, меза 0.2 мкм^2) [18]. Антенны данного типа характеризуются высокой направленностью выходного излучения в сторону открытого пространства, что позволяет обходиться без собирающей линзы.

В работах М.Суhара обсуждаются результаты по изучению резонансного туннелирования и процессов выпрямления СВЧ волн в трехбарьерных резонансно-туннельных диодах, базирующиеся на представлении РТД в виде расширенной эквивалентной схемы, содержащей «квантовые» индуктивность и емкость [55].

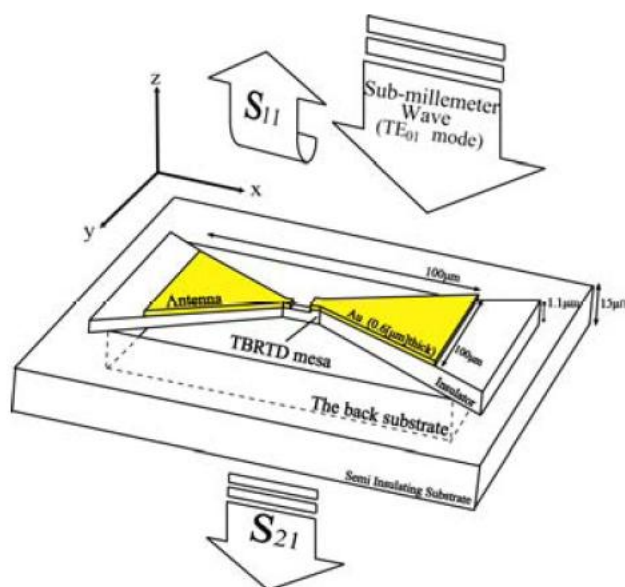


Рис. 5. Схема самодополнительной планарной антенны типа «bow-tie», интегрированной с РТД меза-структурой [56].

Обсуждаются экспериментальные результаты по детектированию излучения в зависимости от приложенного напряжения в области частот порядка 0.1 ГГц [20]. Проведен анализ частотных характеристик коэффициента преобразования самодополнительной планарной антенны типа «bow-tie» интегрированной с РТД меза-структурой (рис. 5) [56]. На основе низкочастотных измерений и численного моделирования детекторных РТД элементов сделаны оценки нелинейных параметров, свидетельствующие о возможности эффективного выпрямления СВЧ волн в диапазоне частот вплоть до терагерцовых [21].

В работах научной группы М.Аsаda исследовалось воздействие ТГц излучения на вольт-амперные характеристики двухъямных InGaAs/InAlAs РТД с широкими барьерами 4 и 6 нм при

частотах 1.4 – 3.1 ТГц [59]. Прослежена деформация ВАХ РТД с ростом частоты, обсуждается переход от классического квадратичного детектирования к режиму туннелирования с участием фотонов высокочастотного поля. Данный режим был теоретически исследован методом формализма матрицы плотности в работе [60]. Получено хорошее согласие между рассчитанными и измеренными вольт-амперными характеристиками в присутствии ТГц излучения. Также была экспериментально продемонстрирована возможность применения двухъямного РТД в качестве СВЧ смесителя с использованием синхронизированных по фазе генераторов на диоде Ганна с основной частотой 100 ГГц [61].

В нашей лаборатории также проводились экспериментальные исследования высокочастотных свойств одноямных и двухъямных РТД структур, результаты которых представлены в главе 5 настоящей диссертации. Структурные и электрофизические параметры исследуемых РТД были рассчитаны в том числе с использованием развитой в ФИАН квантовой теории резонансного туннелирования во внешнем высокочастотном электромагнитном поле для гетероструктур с квантовыми ямами. Одним из важнейших результатов данной теории является предсказанная возможность возникновения в двухъямных РТД с оптимальными параметрами нового класса явлений, обусловленных взаимодействием электронных состояний в соседних ячейках структуры. В частности, в таких структурах принципиально возможна реализация узкополосного перестраиваемого по частоте усиления в диапазоне терагерцовых частот. Результаты этих теоретических работ подробно обсуждаются в главах 3 и 4 настоящей диссертации.

Подытоживая эту часть обзора можно констатировать, что выполненные как в нашей лаборатории, так и за рубежом работы демонстрируют возможность достижения высокого быстродействия внутренних переходных электронных процессов в наноструктурах резонансно-туннельного типа с квантовыми ямами, подтверждая перспективность изучения таких систем, как с точки зрения возможностей наблюдения новых научных явлений, так и в плане практического использования РТД структур в нового типа устройствах твердотельной микроэлектроники.

§1.2 Теоретическое описание процессов резонансного туннелирования и высокочастотного отклика в РТД структурах

Согласно общим соотношениям электротехники элемент электрической цепи с отрицательным дифференциальным сопротивлением при малых изменениях тока и/или напряжения отдает электрическую энергию во внешнюю цепь. Реактивные компоненты внешней цепи накапливают эту энергию и возвращают ее в электрическую цепь, при этом в

цепи возникают электрические колебания (генерация). В процессе этих колебаний в РТД происходит последовательное заполнение и опустошение резонансного уровня. Инерционность данного процесса, определяющего предельное быстродействие РТД, принято связывать со временем жизни электрона на резонансном уровне, т.е. величиной, обратной энергетической ширине Γ резонансного уровня: $\tau \sim \hbar/\Gamma$ [36, 62, 63]. Вышеописанная картина усиления/генерации электрических колебаний соответствует классическому описанию, а предельные частоты собственных колебаний не превышают нескольких ТГц. При этом необходимо отметить, что реальное быстродействие приборов на основе РТД определяется не только инерционностью резонансного туннелирования, но и длительностью переходных процессов во внешней схеме, в которую включен прибор.

Принципиально новые возможности в данной области открывает построенная в последние годы квантовая теория резонансного туннелирования во внешнем электромагнитном поле, предсказывающая «квантовый» режим усиления, который обещает резкое повышение усиления и эффективности РТД, причем именно в области суб-ТГц и ТГц частот. В работах В.Ф.Елесина впервые обращено внимание на то, что РТД занимают промежуточное положение между классическими генераторами и лазерами [26]. Излучательные переходы идут между электронными состояниями вблизи уровня квазистационарного состояния. Если частота колебания $\hbar\omega < \Gamma$, то применимо классическое описание. Однако, как было показано в рамках аналитического рассмотрения когерентной модели туннелирования, существует и другой режим, называемый «квантовым», при котором возможна генерация на сверхвысоких частотах $\hbar\omega > \Gamma$, т.е. предельная частота колебаний не ограничена энергетической шириной квазистационарного уровня. Важным результатом этой теории является вывод о том, что именно квантовый режим оказывается тем механизмом, который в реальности определяет высокочастотные свойства РТД в области суб-ТГц и ТГц частот. В работе [26] был использован квантово-механический подход на основе решения нестационарного уравнения Шредингера с прозрачными граничными условиями и рассматривалась простая модель РТД с симметричными дельта-образными барьерами и моноэнергетическим пучком электронов. Было показано, что когда энергия подводимых электронов ε_0 лежит в пределах ширины резонансного уровня ε_R ($\varepsilon_0 - \varepsilon_R < \Gamma$), линейный токовый отклик имеет минимум (а усиление, соответственно, максимум) при частоте $\omega \approx 0$. С ростом частоты усиление довольно быстро ($\sim 1/\omega^4$) падает практически до нуля на интервале $0 < \hbar\omega < \Gamma$. Квантовый режим усиления/генерации реализуется, в случае, энергия инжектируемых электронов превышает энергию резонансного уровня в квантовой яме РТД структуры на величину Γ и более, т.е. $\varepsilon_0 - \varepsilon_R > \Gamma$. В этом случае усиление максимально при частоте, соответствующей переходам между состояниями с энергиями ε_0 и ε_R , а мощность

генерации должна зависеть от частоты как $1/\omega$, что, в принципе, открывает возможности повышения мощности выходного излучения. Характерно, что такой механизм усиления должен проявляться в стороне от области ОДП ВАХ и только на частотах $\hbar\omega > \Gamma$, соответствующих диапазону суб-ТГц и ТГц частот.

В последующих работах [64, 65, 66, 67] в рамках модели когерентного туннелирования с использованием того же квантово-механического подхода было теоретически исследовано влияние на высокочастотный отклик одноямных РТД структур межэлектронного взаимодействия, несимметричности барьеров и электрон-фононного взаимодействия. Показано [65], что «квантовый» режим усиления/генерации сохраняется и при учете межэлектронного взаимодействия. При этом в классическом режиме из-за роста отрицательной дифференциальной проводимости следует ожидать уменьшения порога генерации. Показано [66], что высокочастотный отклик исключительно чувствителен к асимметрии барьеров. Если «мощность» барьера коллектора α_1 меньше «мощности» эмиттера α_2 , то токовый отклик меняет знак при некоторой частоте, зависящей от параметров структуры. В обратной ситуации высокочастотный отклик сохраняет знак во всем интервале частот. В то же время квантовый режим, предсказанный ранее для симметричной РТД структуры, реализуется при любых соотношениях параметров α_1 и α_2 . Найдены [67] аналитические выражения для статического и переменного токов резонансно-туннельного диода с учетом электрон-фононного взаимодействия. В адиабатическом пределе ($\omega_q \ll \Gamma$) и при сильном электрон-фононном взаимодействии ($\eta = \tau_{ph}\Gamma \ll 1$, τ_{ph} – время сбоя фазы электронов) статический ток уменьшается пропорционально η , а переменный низкочастотный ток пропорционально η^2 . Принципиальный результат состоит в том, что даже в пределе $\eta \ll 1$ сохраняются свойства, присущие когерентному туннелированию. Найдены также выражения для высокочастотного и нелинейного откликов. Показано, что квантовый режим оказывается менее чувствителен к влиянию фононов, чем классический.

Помимо одноямных РТД в работах [29, 68, 69] теоретически рассмотрены закономерности высокочастотного отклика в РТД с двумя квантовыми ямами. В рамках приближенной теории без учета влияния стационарного электрического поля для структур с двумя квантовыми ямами одинаковой ширины в приближении дельта-образных барьеров при моноэнергетической накачке инжектируемых в структуру электронов рассмотрены высокочастотные свойства РТД. Полученные аналитические решения имели достаточно сложный интегральный вид, поэтому автором подробно проанализирован частный случай, когда энергия электронов в эмиттерной части РТД совпадает с уровнем размерного квантования первой из ям, а энергия квантов переменного поля равнялась расстоянию между резонансными уровнями. В рамках этого приближения были получены простые выражения для коэффициента

прохождения и линейного тока поляризации, позволяющие выяснить физику процессов и найти усиление в зависимости от параметров структуры. Показано, что в отличие от одноямных РТД определяющую роль играют межямная интерференция электронов и излучательные переходы «лазерного типа». Впоследствии в рамках той же модели с помощью численного решения уравнений в работе [69] были рассчитаны линейный и нелинейный высокочастотный отклики двухъямной РТД структуры в широком интервале частот и полей. Было получено согласие результатов численного расчета с аналитическими для случая слабых полей, а также предсказан ряд новых эффектов в области сильного поля.

Особенности резонансного взаимодействия электронов с высокочастотным электромагнитным полем в двухбарьерных структурах также теоретически исследовались в работах Голанта, Пашковского и других [62-66]. В линейном приближении для интенсивных барьеров найдено аналитическое решение уравнения Шредингера с прозрачными граничными условиями по всем каналам рассеяния, описывающее резонансные переходы между основным и возбужденными несколькими квантовыми уровнями в сильном высокочастотном электрическом поле [70]. Особое внимание уделено случаю туннелирования электронов через верхние минизоны. Показано, что динамическая проводимость возрастает как четвертая степень ширины барьеров, квантовые переходы с четным изменением номера уровня запрещены, динамическая проводимость обратно пропорциональна третьей степени частоты в условиях резонанса. В зависимости от номеров рабочих уровней рассчитана максимально возможная интенсивность излучательных переходов двухбарьерных гетероструктур в условиях постоянства плотности тока питания и характерного времени нарушения когерентности, вызываемого фоновым рассеянием. Показано, что интенсивность заметно возрастает, если в качестве рабочего использовать не основной, а, например, четвертый уровень структуры [45]. Исследовались как симметричные так и несимметричные двухбарьерные структуры с тонкими барьерами, в условиях когерентного туннелирования электронов как строго по центрам энергетических уровней, так и при отклонении их энергии от резонанса. Показано, что соответствующим выбором расположения минизон структуры относительно дна зоны проводимости полупроводниковых материалов слева и справа от нее, можно добиться коэффициента прохождения электронов равного 1, а также существенного увеличения интегральной) высокочастотной проводимости структуры [71]. Обсуждается модель двухбарьерных структур с электронной накачкой в двухуровневом приближении для структур с произвольной формой барьеров и возмущения [72]. Исследованы частотные зависимости отрицательной динамической проводимости (интенсивности квантовых переходов) трехбарьерных наноструктур с когерентным туннелированием электронов по близко лежащим расщепленным энергетическим уровням [73]. Показано, что на основе таких структур могут

быть созданы когерентные квантовые лазеры дальнего инфракрасного диапазона, с длиной волны вплоть до 60 мкм (5 ТГц). При этом время жизни электронов на нижнем резонансном уровне оказывается в 5 раз меньше характерного времени рассеяния, влияние пространственного заряда несущественно, а полезная мощность в несколько раз превосходит мощность потерь внутри оптического волновода [48]. Исследовано влияние нелинейных эффектов. Обнаружено, что в сильном высокочастотном поле большая часть электронов, падающих на верхний резонансный уровень, может отдавать два фотона и уходить из структуры по нижнему уровню без промежуточного взаимодействия с фононами. В условиях такого многофотонного процесса рассеяния квантовая эффективность может вдвое превосходить максимальную квантовую эффективность переходов между соседними уровнями [74].

Помимо исследований в рамках когерентной модели высокочастотных свойства РТД изучались также в приближении последовательного туннелирования в работах Фейгинова и других [50-52]. Эти работы уже обсуждались ранее в параграфе 1.1.

Результаты рассмотренных выше теоретических исследований указывают на возможность достижения ТГц области частот колебаний РТД. Однако, выводы этих работ не могут рассматриваться как достаточно обоснованные, поскольку получены в рамках приближенной теории с дельта-образными барьерами, не учитывающей влияния постоянного электрического поля, определяющего выбор рабочей точки и высокочастотные свойства реальных РТД. Кроме того, необходим учет распределения электронов по энергиям в предбарьерных частях структуры (эмиттере и коллекторе). Для анализа и понимания закономерностей высокочастотного отклика в реальных РТД с распределенными по энергии электронами необходимо построение квантовой теории, учитывающей взаимодействия электронной подсистемы РТД с высокочастотным полем в присутствии постоянного электрического поля.

В настоящей диссертации на основе теоретического анализа, выполненного в рамках более полной теории, учитывающей конечную ширину и высоту барьеров, фермиевское распределение носителей в эмиттерной и коллекторной областях РТД структуры и, что самое главное, влияние постоянного электрического поля на электронные состояния в РТД, рассчитаны токи поляризации и установлены основные закономерности действительной части высокочастотной проводимости (высокочастотного отклика) на суб-ТГц и ТГц частотах в GaAs/AlAs и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InP}$ РТД в зависимости от структурных параметров, концентрации носителей, температуры и напряженности приложенного к структуре стационарного электрического поля. Обнаружено, что наложение постоянного электрического поля приводит к кардинальному изменению высокочастотных свойств РТД.

Показано, что в случае одноямных РТД с узкими барьерами, оптимальных с точки зрения получения наибольших значений высокочастотного отклика в диапазоне ТГц частот, реализуется классический режим усиления в области ОДП ВАХ, при котором энергия квантов СВЧ поля меньше ширины резонансного уровня в квантовой яме РТД. Квантовый режим усиления (при котором энергия квантов СВЧ поля больше ширины резонансного уровня) реализуется при частотах, существенно превышающих $f = 1$ ТГц.

Показано, что главные закономерности высокочастотного отклика в РТД с двумя квантовыми ямами определяются взаимодействием резонансных электронных состояний в соседних ячейках структуры. Верхний резонансный уровень оказывается привилегированным, как с точки зрения туннелирования, так и с точки зрения взаимодействия с электромагнитным излучением, что приводит при энергии квантов СВЧ поля, большей ширины уровня, к возрастанию высокочастотного отклика в двухъямной РТД по сравнению с одноямными РТД и к возникновению ряда новых явлений, обусловленным преобладающим вкладом электронных переходов между резонансными уровнями в соседних квантовых ямах.

Обнаружена возможность реализации в двухъямных РТД узкополосного усиления в диапазоне ТГц частот при энергиях СВЧ квантов, равных энергетическому расстоянию между резонансными уровнями в соседних квантовых ямах, и плавной перестройки частоты узкополосного усиления в широком диапазоне ТГц частот посредством варьирования прикладываемого к РТД постоянного электрического напряжения.

Глава 2. Технология изготовления образцов и экспериментальные методы исследования резонансного туннелирования и процессов выпрямления суб-ТГц волн в гетероструктурах на основе GaAs/AlAs и InGaAs/AlAs/InP

§2.1 Технология изготовления и структурные параметры одноямных и двухъямных РТД гетероструктур на основе GaAs/AlAs и InGaAs/AlAs/InP

В рамках настоящей работы были изготовлены и исследовались одноямные и двухъямные РТД на основе полупроводниковых гетеропар GaAs/AlAs и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$, выращенные на подложках GaAs и InP, соответственно. Изготовление измерительных образцов с РТД меза-структурой и планарными контактами включало два технологических этапа. Первый – выращивание методом молекулярно-пучковой эпитаксии многослойных GaAs/AlAs и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ наногетероструктур на подложках GaAs и InP. Второй – формирование РТД элементов заданной топологии с использованием процессов фотолитографии, жидкостного травления и вакуумного напыления. Далее вкратце приведено описание каждого этапа.

2.1.1 Метод молекулярно-пучковой эпитаксии.

На сегодняшний день молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ) является наиболее популярным технологическим методом выращивания монокристаллических полупроводниковых тонких пленок и многослойных гетероструктур. Формирование эпитаксиальных слоев происходит в условиях сверхвысокого вакуума в результате химического взаимодействия одного или нескольких молекулярных пучков различного состава и интенсивности на поверхности нагретой монокристаллической подложки [75]. Скорость поступления молекул осаждаемых веществ подбирается таким образом, чтобы, с одной стороны, поверхностные процессы (миграция атомов по поверхности и встраивание их в кристаллическую решетку) успевали "выстроить" монокристаллическую пленку, и, с другой стороны, обеспечить пренебрежимо малый фоновый поток загрязняющих веществ. Низкое давление обеспечивает молекулярный режим переноса к подложке, в котором молекулы пара перемещаются практически не испытывают столкновений между собой, образуя слабо расходящийся пучок, который может эффективно перекрываться простой заслонкой без каких-либо уплотнений. Благодаря относительно малой скорости эпитаксиального роста (обычно несколько ангстрем/сек) время закрытия/открытия заслонок оказывается гораздо короче характерного времени образования одного атомного слоя растущей структуры, что позволяет за счет прецизионного управления потоками испаряемых веществ получать заданный профиль

легирования контактных слоев и атомно резкие границы в многослойных гетероструктурах с точностью до 1 монослоя. Кроме того, поскольку процесс МПЭ происходит в сверхвысоком вакууме, его можно контролировать *in situ* с помощью различных диагностических методов, в том числе дифракции быстрых электронов (ДБЭ), электронной оже-спектроскопии (ЭОС), вторично-ионная масс-спектроскопия (ВИМС) и др.

Исследуемые в настоящей работы GaAs/AlAs и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ РТД гетероструктуры были выращены методом МПЭ в технологическом центре ФИАН с помощью аппаратного комплекса, созданного на базе установки ЦНА-25 [76]. Отличительной особенностью данного комплекса является ИК-спектрометр EpiRAS IR TT фирмы LayTec, позволяющий проводить исследования поверхности гетероструктур во время их роста методами спектроскопии отражения и спектроскопии анизотропного отражения (АО), а также пирометрически измерять температуру на поверхности подложки. Благодаря целому ряду преимуществ по сравнению с традиционно используемым методом ДБЭ (субмонослойной чувствительности к химическим связям, неразрушающему воздействию на поверхность, большой глубине зондирования, электромагнитной помехоустойчивости) метод спектроскопии АО позволяет осуществлять непрерывный мониторинг растущей гетероструктуры в течении всех стадий ростового процесса, включая десорбцию окисла с подложки, выращивание буферного слоя и, что особенно важно, формирование активной области РТД. Так, например, в работе Казакова с сотрудниками [А3] было зарегистрировано изменение состава слоев на прямых гетерограницах GaAs/AlAs активной области РТД с разрешением по толщине порядка 1 монослоя.

Стоит отметить, что технология выращивания InGaAs/InAlAs гетероструктур на подложке InP является на данный момент еще недостаточно отработанной, в отличие, например, от технологии выращивания эпитаксиальных структур на основе GaAs. Особенностью трехкомпонентных твердых растворов InGaAs/InAlAs является зависимость параметра решетки от соотношения элементов III группы (Al, Ga и In), что предъявляет высокие требования к определению и последующему контролю состава слоя. Существенным является выбор оптимальной температуры роста, что связано с эффектом поверхностной сегрегации индия, приводящего к размытию профиля гетерограниц в активной области РТД.

В настоящей работе были использованы РТД структуры на основе хорошо согласованной гетеропары GaAs/AlAs, выращенные на подложке GaAs ($a = 5.6533\text{\AA}$), и на основе соединения $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, согласованного по параметру решетки с подложкой InP ($a = 5.8687\text{\AA}$) с барьерными слоями из AlAs ($a = 5.6611\text{\AA}$). Как показано в ряде работ [77, 78, 79], напряжения, возникающие при рассогласовании кристаллических решеток, не приводят к образованию дефектов (релаксации), если толщина деформируемого слоя не превышает критическую. В случае гетеропары $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ величина критического слоя составляет

25-35Å [80], что превышает толщину барьеров в исследуемых нами РТД структурах. При этом для таких РТД существенно повышается величина пикового тока ВАХ (за счет меньшей по сравнению с GaAs эффективной массы и большей подвижности) и увеличивается отношение «пик/долина» (из-за подавления паразитного туннелирования через X долину AlAs) [12, 39-41].

Состав и структурные параметры выращенных образцов РТД структур приведена в таблицах 1 и 2. Во всех случаях в качестве донорной примеси использовался кремний. Температура подложки GaAs во время роста одноямной РТД поддерживалась на уровне 550°C, скорости роста составляли 1.9 Å/с и 1.8 Å/с для слоев GaAs и AlAs, соответственно. Температура подложки InP во время роста двухямной РТД поддерживалась на уровне 450°C, скорости роста составляли 1.8 Å/с и 0.9 Å/с для слоев In_{0.53}Ga_{0.47}As и AlAs, соответственно.

Таблица 1. Состав и структурные параметры выращенной одноямной РТД структуры.

Состав слоя	Назначение		Легирование	Толщина, Å
n ⁺ – GaAs	эмиттер		1·10 ¹⁸ см ⁻³	5000
GaAs	спейсер		-	400
AlAs	активная область РТД	барьер	-	20
GaAs		яма	-	45
AlAs		барьер	-	23
GaAs	спейсер		-	100
n ⁺ – GaAs	коллектор		1·10 ¹⁸ см ⁻³	10000
GaAs	подложка			

Таблица 2. Состав и структурные параметры выращенной двухямной РТД структуры.

Состав слоя	Назначение		Легирование	Толщина, Å
n ⁺ – InGaAs	эмит. контакт		1·10 ¹⁹ см ⁻³	300
n – InGaAs	эмиттер		1·10 ¹⁸ см ⁻³	250
InGaAs	спейсер		-	200
AlAs	активная область РТД	барьер	-	12
InGaAs		яма	-	90
AlAs		барьер	-	20
InGaAs		яма	-	120
AlAs		барьер	-	12
InGaAs	спейсер		-	20
n – InGaAs	коллектор		1·10 ¹⁸ см ⁻³	250
n ⁺ – InGaAs	колл. контакт		1·10 ¹⁹ см ⁻³	4000
InP	подложка			

2.1.2 Формирование РТД элементов.

Измерительные образцы РТД элементов были изготовлены на основе выращенных гетероструктур в Научно-образовательном центре ФИАН и МИЭТ «Квантовые приборы и нанотехнологии» (Зеленоград). Последовательность технологических операций включала следующие этапы [81]. Первый – формирование объема активных областей РТД (фотолитография формирования объемов; травление структуры до p^+ -коллекторного слоя; растворение фоторезиста; отмывка пластин в деионизованной воде, обработка в кислородной плазме). Второй – формирование объемов p^+ -коллекторного слоя РТД (фотолитография формирования объемов; травление p^+ -коллекторного слоя до подложки; растворение фоторезиста; отмывка пластин в деионизованной воде, обработка в кислородной плазме; контроль изоляции сформированных меза-структур). Третье – формирование нижних омических контактов РТД (фотолитография формирования нижних контактов; освежение поверхности в 5%-ном растворе соляной кислоты; напыление электродов методом термического испарения в вакууме; растворение фоторезиста; отмывка пластин в деионизованной воде, обработка в кислородной плазме). Четвертый – формирование изолирующего слоя SiO_2 с окнами (нанесение SiO_2 ; фотолитография формирования окон в слое SiO_2 ; травление SiO_2 ; растворение фоторезиста; отмывка пластин в деионизованной воде, обработка в кислородной плазме). Пятый – формирование верхних омических контактов РТД (фотолитография формирования верхних контактов; освежение поверхности в 5%-ном растворе соляной кислоты; напыление электродов методом термического испарения в вакууме; растворение фоторезиста; отмывка пластин в деионизованной воде).

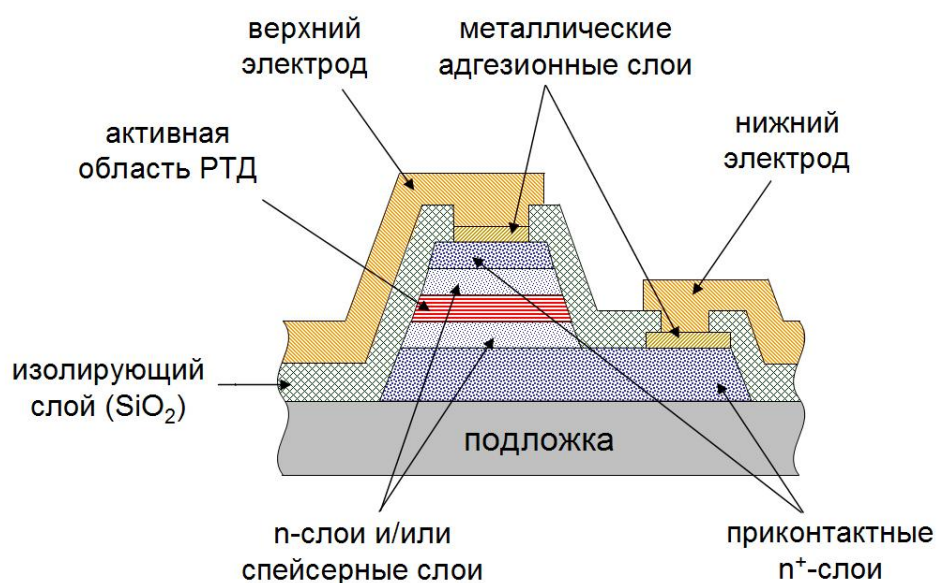


Рис. 6. Эскиз поперечного сечения образцов исследуемых РТД элементов.

По сравнению с GaAs/AlAs РТД структурами, при создании омических контактов к которым необходима операция “вжигания” AuGe-Ni электродов в высоколегированные контактные слои, гетероструктуры на основе InGaAs/AlAs благодаря малой ширине запрещенной зоны позволяют для получения омических контактов обойтись без “вжигания”, используя пару V-Au.

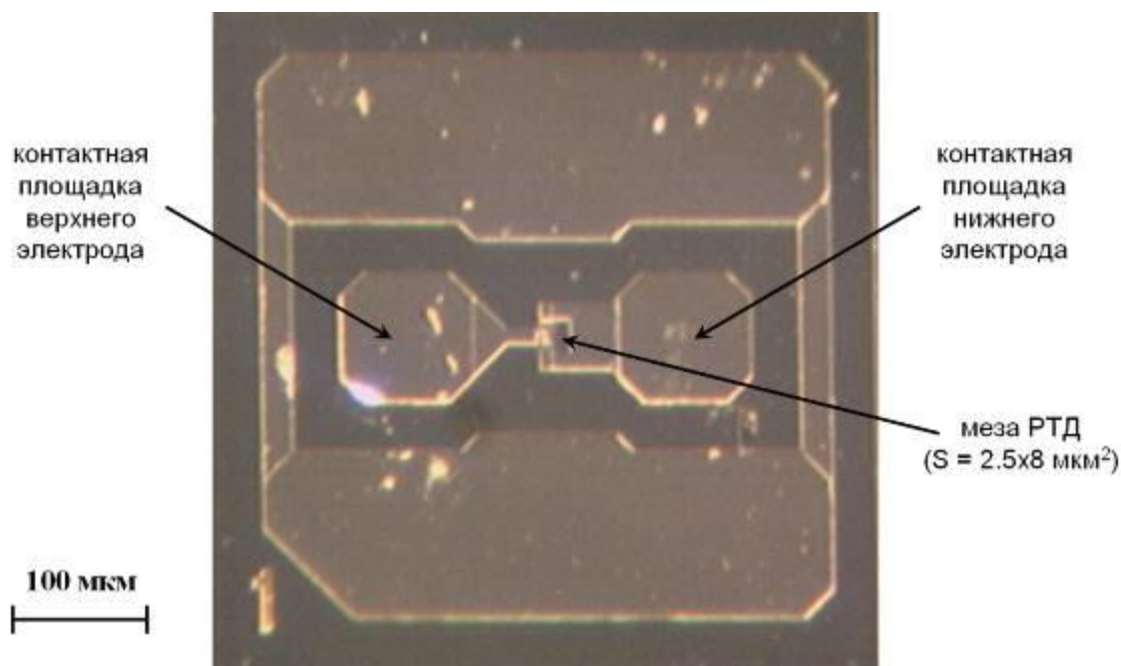


Рис. 7. Фотографии изготовленных измерительных образцов.

На рис. 7 приведена фотография одного из изготовленных образцов РТД структур. Площадь меза для GaAs/AlAs РТД составляла $6 \times 6 \text{ мкм}^2$ и $6 \times 10 \text{ мкм}^2$, для InGaAs/AlAs/InP РТД – $2.5 \times 8 \text{ мкм}^2$. В обоих случаях нижний электрод вблизи мезы РТД имел форму “подковы”, с целью уменьшения влияния двумерных эффектов, связанные с растеканием электронов по p^+ -коллекторному слою. Контактные площадки обоих электродов были выполнены в виде квадратов $100 \times 100 \text{ мкм}^2$.

§2.2 Электрофизическая и оптическая диагностика качества изготовленных резонансно-туннельных наноструктур

Реализация резонансного туннелирования в структурах требует высокой латеральной однородности выращиваемых РТД гетероструктур. Низкотемпературная фотолюминесценция (ФЛ) является одним из наиболее эффективных методов оценки качества эпитаксиальных наногетероструктур путём диагностики их электронных энергетических состояний [82]. ФЛ метод в данной работе использовался для экспресс-диагностики качества структурных слоев и интерфейсов гетероструктур. С целью проверки качества технологических операций фотолитографии, используемых при изготовлении РТД элементов, тестовые измерения ВАХ образцов РТД проводились с помощью зондов прямо на полупроводниковой пластине.

2.2.1 Метод низкотемпературной фотолюминесценции.

Метод фотолюминесценции (ФЛ) заключается в оптическом возбуждении в исследуемом материале неравновесных носителей заряда с последующей регистрацией спектра вторичного излучения (более длинноволнового), обусловленного рекомбинацией носителей. Работа при криогенных температурах позволяет существенно снизить вероятность безызлучательной рекомбинации и, следовательно, повысить интенсивность измеряемого сигнала. В случае гетероструктур энергетическое положение доминирующей в спектре линии ФЛ, обусловленной рекомбинацией электронно-дырочных пар в квантовой яме, соответствует разности энергий основных состояний размерного квантования для электронов в зоне проводимости и тяжелых дырок в валентной зоне с поправкой на энергию связи экситона, образующегося в квантовой яме [83]. Уширение данной линии может являться как следствием несовершенства границ раздела «квантовая яма/барьер», приводящего к флуктуациям ширины квантовых ям, так и неоднородностью состава по глубине квантовых ям [84, 85].

В нашей работе измерение спектров ФЛ проводилось на экспериментальной установке с высокой чувствительностью и спектральным разрешением (0.3 мэВ), позволяющей проводить измерения в широком интервале температур 4.2÷300 К (рис. 8). Для возбуждения фотолюминесценции использовался одномодовый He-Ne лазер (1) с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм ($\hbar\omega = 1,96$ эВ) и максимальной выходной мощностью 25 мВт. Регулировка мощности излучения лазера осуществлялась с помощью револьверного аттенюатора (2) и контролировалась измерителем мощности FieldMaxII с кремниевым фотодетектором. Для регистрации спектров ФЛ использовался дифракционный спектрометр SP-2356i с матричным ПЗС-приёмником с термоэлектрическим охлаждением, сопряжённый с компьютером (8). Специальное программное обеспечение позволяло сохранять полученные спектры ФЛ и управлять режимами работы спектрометра.

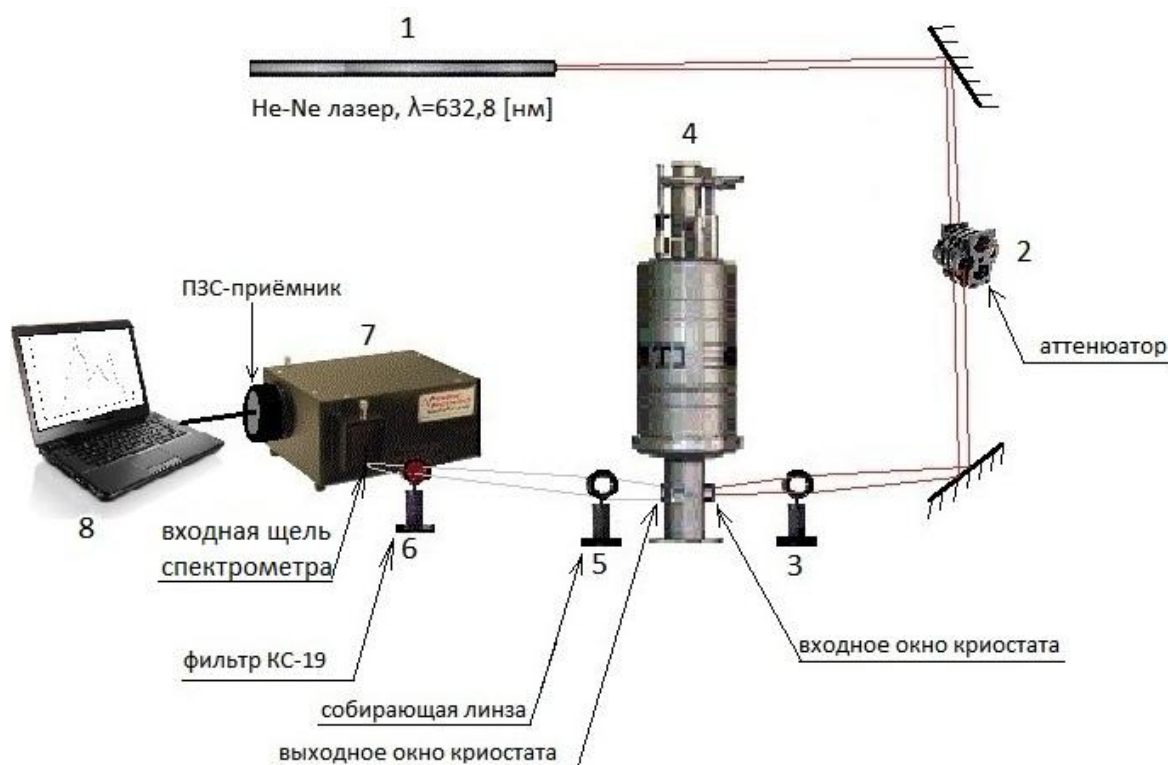


Рис. 8. Схема установки для измерения спектров низкотемпературной ФЛ.

Образец размещался на измерительной вставке в шахте криостата (4). При помощи собирающей линзы (3) возбуждающее излучение фокусировалось на образец через входное окно криостата (рис. 9). Угол падения лазерного луча выбирался таким образом, чтобы отраженный от образца луч не попадал в выходное окно криостата.

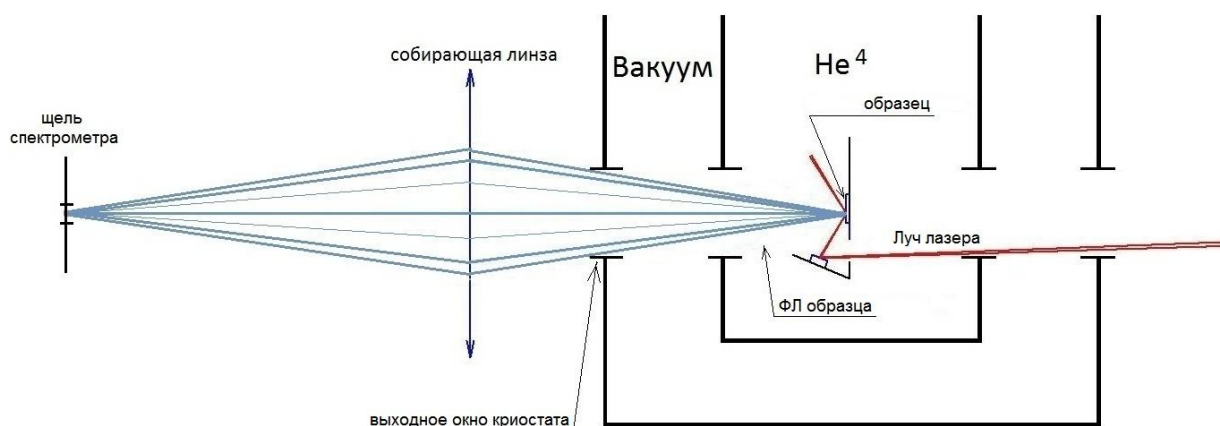


Рис. 9. Схема расположения образца в криостате и ход лучей.

Исследуемое излучение ФЛ выходило из выходного окна криостата, проходило через собирающую линза (5), стоящую в $2f$ - $2f$ геометрии, и фокусировалось на входную щель монохроматора. Чтобы исключить попадание в монохроматор рассеянного лазерного

излучения, во время измерений спектров ФЛ перед входной щелью устанавливался оптический фильтр КС-19 (6).

Пример спектра ФЛ одной из выращенных гетероструктур GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As с квантовой ямой шириной 100Å, приведен на рис. 10. Измеренный при низкой температуре $T = 4.2\text{K}$ спектр ФЛ набором полос при энергиях. Такого типа спектры исследовались в целом ряде работ [86, 87, 88, 89, 90]. Как по форме, так и по положению зарегистрированные нами ФЛ линии вполне соответствует результатам других работ. Полосу ФЛ при энергиях вблизи 1.49 эВ можно связать с переходом свободный электрон–акцептор ($e\text{-}A^0$). Серия узких линий в области 1.51–1.52 эВ обусловлена аннигиляцией связанных (A^0X , D^+X , D^0X) и свободных экситонов в буферных слоях арсенида галлия. Зарегистрированная при энергиях около 1.555 эВ полоса соответствует излучательной аннигиляции экситонов и трехчастичного экситонного комплекса (триона). На рис. 10б представлен результат разложения данной полосы на экситонную (1.555 эВ) и трионную (1.5562 эВ) линии при аппроксимации их лоренцевскими функциями. Ширина на полувысоте обеих линий составила примерно 2 мэВ.

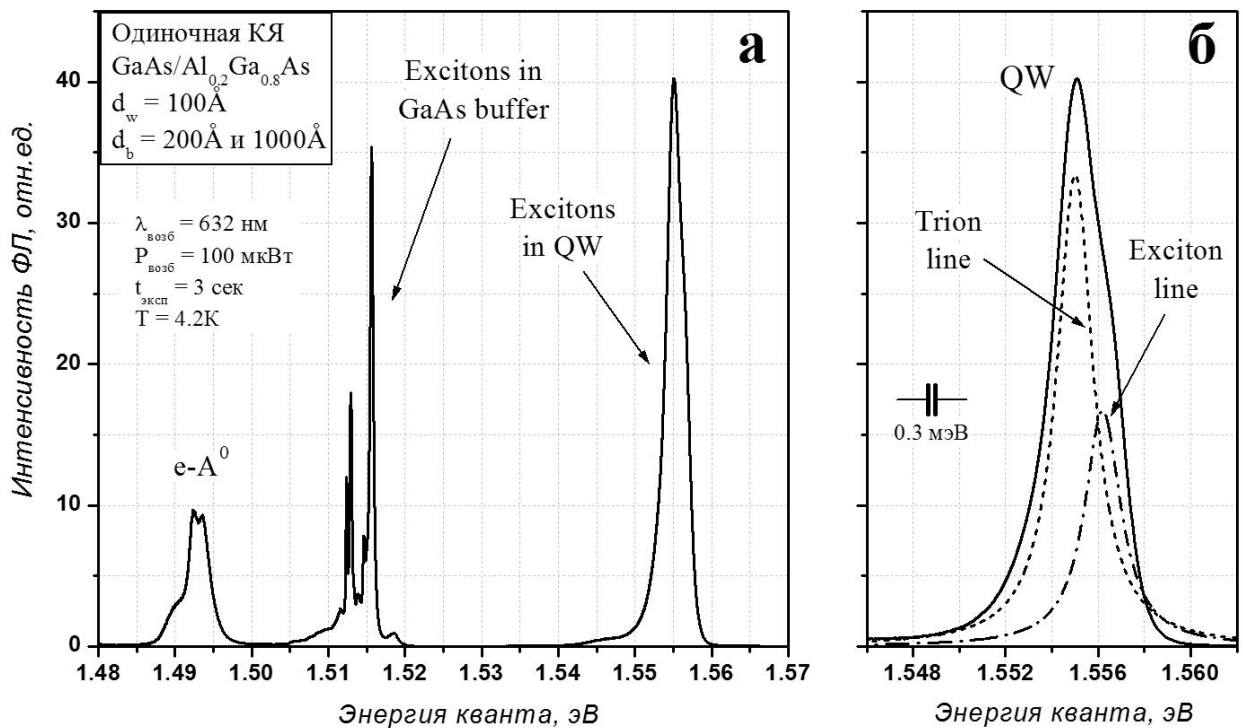


Рис. 10. а) Измеренный в настоящей работе спектр ФЛ GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As структуры с квантовой ямой шириной 100Å и барьерами шириной 200Å и 1000Å при низкой температуре $T = 4.2\text{K}$. б) Иллюстрация к определению ширин экситонной и трионной линий, обусловленных рекомбинацией носителей в квантовой яме.

Характеристики показанной на рис. 10б ФЛ линии свидетельствуют о достаточно высоком уровне технологических методов, которые были использованы в данной работе при изготовлении гетероструктур, и подтверждают данные технологов о хорошей латеральной однородности и резкость интерфейсов изготовленных РТД структур.

2.2.2 Метод измерения поперечного транспорта.

Качество изготовленных РТД элементов определялись на установке, позволяющей определять основные электрофизические характеристики отдельных образцов непосредственно на пластине с помощью зондов (рис. 11). Напряжение смещения подавалось от источника питания и разворачивалось в прямом или обратном направлении. Для измерения тока в цепи один из ЦЗ00, работающих в режиме вольтметра, снимал напряжение с нагрузочного сопротивления R_H , включенного последовательно с испытуемой РТД структурой. Номинал нагрузочного сопротивления R_H подбирался во время предварительных измерений: ограничением снизу являлось условие существования переключения между устойчивыми токовыми состояниями, ограничением сверху служила не слишком большая ширина токового гистерезиса (не более 200 мВ).

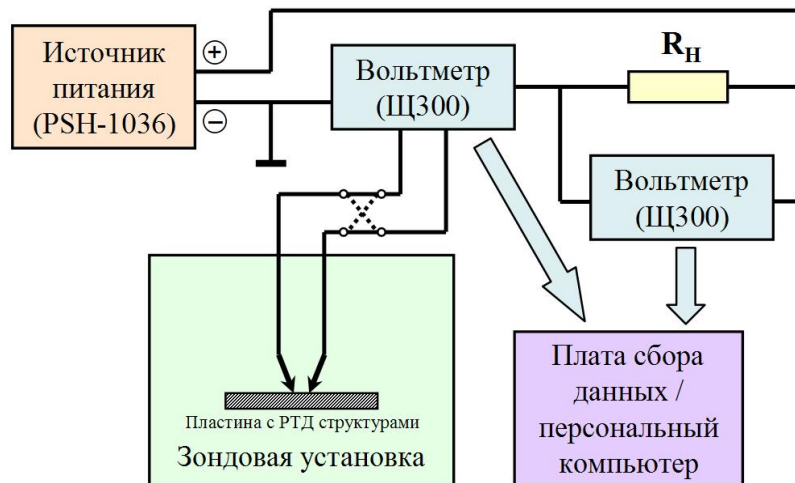


Рис. 11. Блок-схема установки по измерению поперечного транспорта в РТД.

Пиковые ток I_{Π} и напряжение U_{Π} определяют во время прямого хода развертки (рис. 12). Указанные параметры соответствуют крайней устойчивой рабочей точке на резонансной токовой ветви ВАХ перед срывом на устойчивую нерезонансную ветвь. Ток $I_{\text{д}}$ и напряжение $U_{\text{д}}$ в долине ВАХ определяют аналогично во время обратного хода.

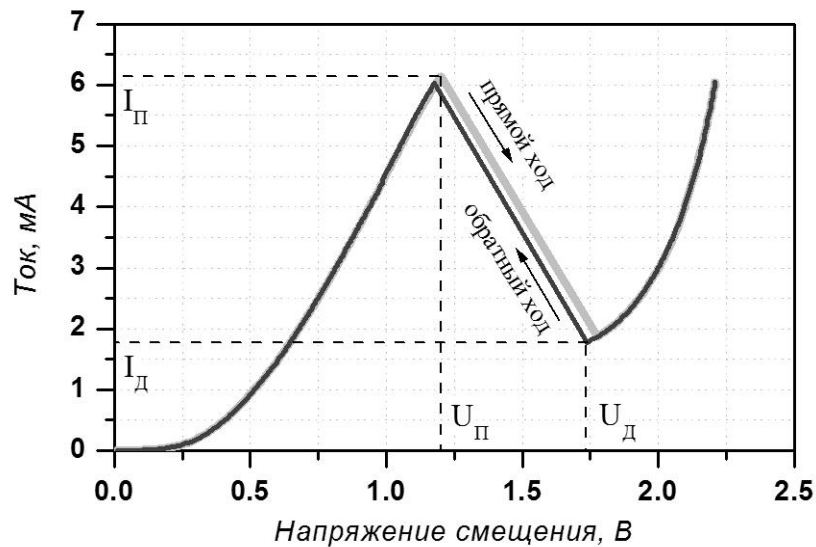


Рис. 12. Иллюстрация к методике измерения основных характеристик РТД элементов.

По результатам измерений токов I_P и I_D рассчитывались ключевые показатели, характеризующих качество изготовленных РТД структур, – отношение тока в пике к току в долине ВАХ и плотность пикового тока J_P , равную отношению пикового тока I_P к площади меза-структуры РТД S_M .

Качество изготовленных образцов РТД было достаточно высоким, поскольку даже при комнатной температуре они обладали хорошо выраженной N-образной ВАХ. Значение отношения „пик–долина“ достигало значения 3.3 у лучших образцов GaAs/AlAs РТД с плотностью пикового тока порядка $6 \cdot 10^4$ А/см². Для InGaAs/AlAs/InP РТД структур типичное отношения „пик–долина“ было на уровне 7-10 с плотностью пикового тока около $2 \cdot 10^4$ А/см².

§2.3 Экспериментальная установка и метод исследования процессов выпрямления электромагнитных волн суб-ТГц диапазона в РТД наноструктурах

Для изучения процессов выпрямления суб-ТГц волн в РТД структурах исследуемый образец помещался в стандартную приемную СВЧ головку с волноводом 1.2×2.4 мм² либо 0.8×1.6 мм² (рис. 13). Крепеж кристалла РТД в СВЧ головке осуществлялся при помощи токонепроводящего клея, а соединение контактных площадок РТД с микрополосковыми линиями производилось методом термоультразвуковой микросварки с использованием проволоки Au диаметром 15 мкм. С целью подавления в цепи самовозбуждаемых низкочастотных колебаний в СВЧ-головке размещен SMD конденсатор емкостью $C_{шунт} = 470$ нФ. Для дополнительной стабилизации напряжения в некоторых СВЧ-головках параллельно РТД устанавливался SMD резистор $R_{шунт} = 15$ Ом.

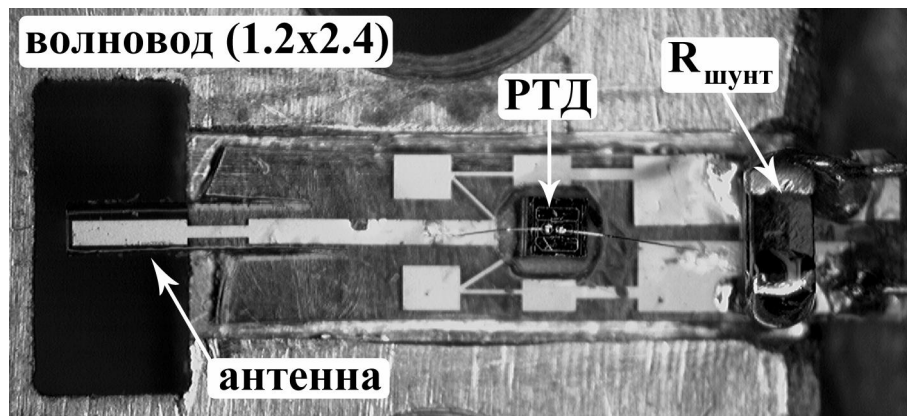


Рис. 13. Фотография центральной части приемной СВЧ головки.

Схема базовой экспериментальной установки для измерений статических ВАХ в переменном СВЧ поле приведена на рис. 14. Электрическая часть установки состояла из источника питания постоянного тока GPS-4303 и двух цифровых вольтметров Ц300, один из которых регистрировал напряжение, прикладываемое к контактным площадкам РТД, а второй использовался для определения тока в цепи путем измерения падения напряжения на сопротивлении $R_{\text{ток}} = 1 \text{ Ом}$, включенным в цепь последовательно с образцом. На выходе источника питания ставился делитель напряжения, что обеспечивало шаг развертки по напряжению около 2 мВ. Показания измерительных приборов поступали в двоичном коде на плату сбора данных и сохранялись в компьютере.

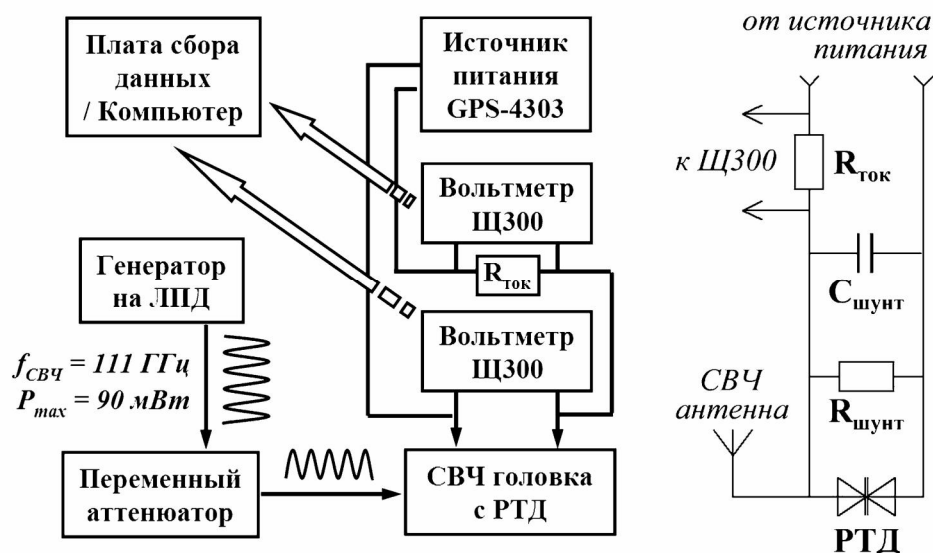


Рис. 14. Схема базовой экспериментальной установки.

Источником СВЧ излучения являлся генератор на лавинно-пролетном диоде (ЛПД) с частотой генерации 111 ГГц и максимальной выходной мощностью 90 мВт. Для

калиброванного регулирования мощности использовался прецизионный аттенуатор. СВЧ излучение принималось микрополосковой антенной, соединенной с верхней контактной площадкой рабочей мезы РТД через согласующий трансформатор. В примененной схеме включения РТД элемента в СВЧ тракт уменьшение эффективной мощности дошедшего до образца СВЧ излучения, обусловленное потерями в волноводе и при преобразовании в приемной СВЧ-головке, по оценкам не превышало 10 раз, т.е. максимальная эффективная мощность переменного сигнала, индуцируемого СВЧ полем на образце, составляла 10 мВт. В ряде экспериментов на выходе аттенуатора ставился специальный удвоитель частоты на диоде Шоттки, что позволяло поднять частоту излучения до 222 ГГц с понижением максимального уровня эффективной мощности до 40 мкВт. Измерения зависимости токового отклика от постоянного напряжения проводились методом синхронного детектирования в режиме низкочастотной модуляции (128 Гц) питания СВЧ генератора с использованием синхронного усилителя (lock-in) SR830.

Выводы по 2-й главе.

1. Изготовление РТД гетероструктур и измерительных образцов на их основе с использованием методов МПЭ и процессов фотолитографии производилось с учетом результатов структурных и электрофизических измерений, проводившихся *in situ* (в реальном масштабе времени) методом спектроскопии анизотропного отражения, а также с помощью измерений поперечного транспорта и спектров низкотемпературной фотолюминесценции. Используемые диагностические методики позволили получить GaAs/AlAs и InGaAs/AlAs/InP гетероструктуры с высоким качеством границ с разрешением по толщине на уровне одного монослоя.

2. Разработана и собрана экспериментальная установка для исследования электрофизических характеристик РТД структур и изучения процессов выпрямления электромагнитных волн суб-ТГц диапазона в измерительных РТД элементах с использованием волноводных СВЧ ячеек с микрополосковыми антенной и подводящими линиями.

Глава 3. Анализ закономерностей высокочастотного отклика РТД наноструктур в рамках приближения дельта-образных барьеров

В настоящей главе приводятся результаты выполненного нами анализа особенностей высокочастотного отклика в РТД структурах на внешнее электромагнитное поле с целью анализа закономерностей классического и «квантового» режимов усиления в зависимости от частоты и структурных параметров РТД [A1, A2].

При проведении этого анализа за основу были использованы результирующие формулы, полученные в работах [26, 27], описывающие высокочастотный отклик одноямных РТД в условиях когерентного туннелирования электронов на внешнее переменное электрическое поле в приближении дельта-образных барьеров и без учета влияния постоянного электрического поля. Согласно работе [26] аналитическое решение для высокочастотного отклика $J_c(\omega, \delta)$ в РТД описывается формулой:

$$J_c(\omega, \delta) = \frac{4\tilde{J}_c(\omega, \delta)}{(eE_0a)(env)} = \frac{\delta \cdot \Gamma^2}{[(\delta + \hbar\omega)^2 + \Gamma^2][(\delta - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2]}, \quad (1)$$

где $\tilde{J}_c(\omega, \delta)$ – действительная часть плотности высокочастотного тока, eE_0a – амплитуда потенциала (a – ширина квантовой ямы), наводимого на структуру переменным электрическим полем $E(t) = E_0 \cdot \cos(\omega t)$, env – плотность моноэнергетического потока инжектируемых электронов, $\delta = \varepsilon_0 - \varepsilon_R$ – разница между энергией электронов в эмиттере и энергией резонансного уровня в яме РТД, Γ – квантовая полуширина резонансного уровня (рис. 15).

Величина $J_c(\omega, \delta)$ фактически эквивалентна коэффициенту усиления (поглощения) СВЧ волны, определяемому соотношением [91]:

$$\alpha(\omega, \delta) = \frac{4\pi}{c\sqrt{\chi}} \frac{\tilde{J}_c(\omega, \delta)}{E_0a}, \quad (2)$$

где c – скорость света в вакууме, χ – диэлектрическая проницаемость среды.

Следует отметить, что формула (1), следующая из теории [26], имеет тот же функциональный вид и в теории, построенной в работе [92] с учетом конечных значений ширины и высоты барьеров, соответствующих реальным РТД структурам учитывающей конечные параметры барьеров. Существенно, что теория [26] приводит к слишком приближенным значениям полуширины резонансного уровня Γ , которые значительно отличаются от правильных значений, следующих из точных квантовых расчетов (см. Главу 5).

При этом аналитическая формула [92] по оценке величины Γ являются более точной и практически совпадают с данными численных расчетов, выполненных в рамках точной квантово-механической модели [A12].

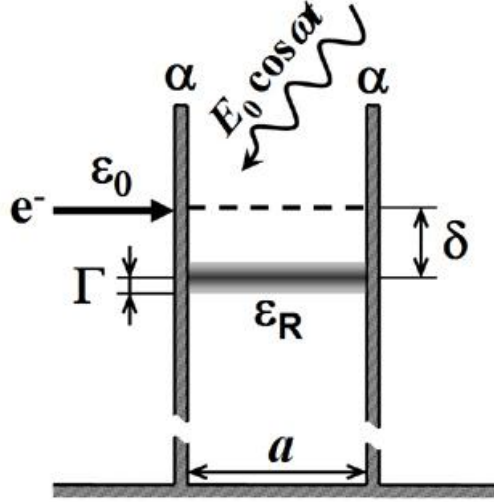


Рис. 15. Схематичное изображение потенциального профиля одноямной РТД структуры с дельта-образными барьерами. Здесь ϵ_0 – энергия моноэнергетического потока электронов, δ – разница между энергией инжектируемых электронов и энергией резонансного уровня ϵ_R , Γ – квантовая полуширина резонансного уровня, α – интенсивность барьеров, a – ширина квантовой ямы.

Поэтому при анализе высокочастотного отклика $J_c(\omega, \delta)$ мы использовали значение для полуширины Γ резонансного уровня в квантовой яме, рассчитываемое по формуле [92]:

$$\Gamma = \frac{\epsilon_R}{ch^2 k_b b} \left\{ k_w a \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\xi} - \xi \right)^2 th^2 k_b b \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left[\frac{V_b}{V_b - \epsilon_R} \left(\frac{1}{\xi} + \xi \right) th k_b b + k_b b \frac{\epsilon_R}{V_b - \epsilon_R} \left(\frac{1}{\xi} - \xi \right) (1 - th^2 k_b b) \right] \right\}^{-1}, \quad (3)$$

$$\xi = \frac{m_b k_w}{m_w k_b}, \quad k_w = \frac{\sqrt{2m_w \epsilon_R}}{\hbar}, \quad k_b = \frac{\sqrt{2m_b (V_b - \epsilon_R)}}{\hbar}.$$

Здесь a и b – ширины квантовых ям и барьеров, V_b – высота барьеров, m_w и m_b – эффективная масса электронов в яме и барьерах, k_w и k_b – волновые векторы электронов в яме и в барьерах. Выполненные на основе (3) оценки для модельной GaAs/AlAs РТД структуры ($m_w = 0.067m_0$, m_b

$= 0.15m_0$, $a = 45\text{\AA}$, $b = 18\text{\AA}$, $V_b = 0,9$ эВ) приводят к значениям энергии и квантовой полуширины резонансного уровня: $\epsilon_R = 121$ мэВ, $\Gamma = 0.25$ мэВ.

В настоящей главе приводятся результаты выполненного нами модельного анализа особенностей квантового режима усиления и высокочастотного отклика в трехбарьерных РТД структурах во внешнем переменном электромагнитном поле с целью анализа закономерностей классического и «квантового» режимов усиления в зависимости от частоты и структурных параметров РТД [А6].

При проведении этого анализа за основу были использованы результирующие формулы, полученные в работе [29], описывающие высокочастотный отклик двухъямных РТД в условиях когерентного туннелирования электронов на внешнее переменное электрическое поле в приближении дельта-образных барьеров. В расчетах не учитывается конечная высота и ширина барьеров и влияние постоянного электрического поля на электронные состояния в РТД. Ввиду сложного интегрального вида общего решения в [29] проанализирован частный случай, когда энергия электронов в эмиттерной части РТД находится в резонансе с уровнем размерного квантования первой из ям. Однако такой анализ, очевидно, не дает никакой информации о вкладе электронов других энергий в высокочастотный отклик в двухъямный РТД и, в принципе, не позволяет судить о вопросах, касающихся симметрии высокочастотного отклика. Поскольку наиболее интересные особенности и закономерности резонансного туннелирования и высокочастотного отклика в РТД проявляется при обязательном приложении постоянного электрического поля (напряжения смещения), то при анализе высокочастотных свойств желательно иметь возможность проведение анализа в двухъямных РТД структурах с различным относительным расположением квантовых ям. С целью качественного учета особенностей, возникающих в таких структурах, в данной работе производилось численное моделирование не только для симметричных РТД, но и для РТД с разным относительным расположением квантовых ям (см. Рис. 16). Относительный сдвиг дна соседних ям учитывается с помощью параметра V_0 , который качественно эквивалентен приложенному постоянному полю, хотя при этом, конечно, не учитывается влияние постоянного электрического поля на волновые функции и энергетические состояния электронной системы в РТД.

В параграфе 3.1 приводятся результаты анализа высокочастотных свойств одноямных РТД структур, выполненного в рамках приближенной модели дельта-образных барьеров без учета влияния постоянного электрического поля на электронную систему РТД (нулевое напряжение смещения). В параграфах 3.2 и 3.3 приводятся результаты анализа высокочастотных свойств двухъямных РТД структур, выполненного в рамках приближенной модели дельта-образных барьеров без учета влияния постоянного электрического поля на электронную систему РТД (напряжение смещения равно нулю) в случае произвольных

значений энергии ε_0 инжектируемых электронов. Используемые формулы справедливы при выполнении следующих модельных условий: $(V_b b / \hbar) \sqrt{2m^* / \varepsilon_{R1}} \gg 1$ (приближение "сильных" барьеров) и $\varepsilon_{R1} - \varepsilon_{R2} \ll \varepsilon_{R1}$ (малость величины расщепления по сравнению с энергией резонансных уровней [29]).

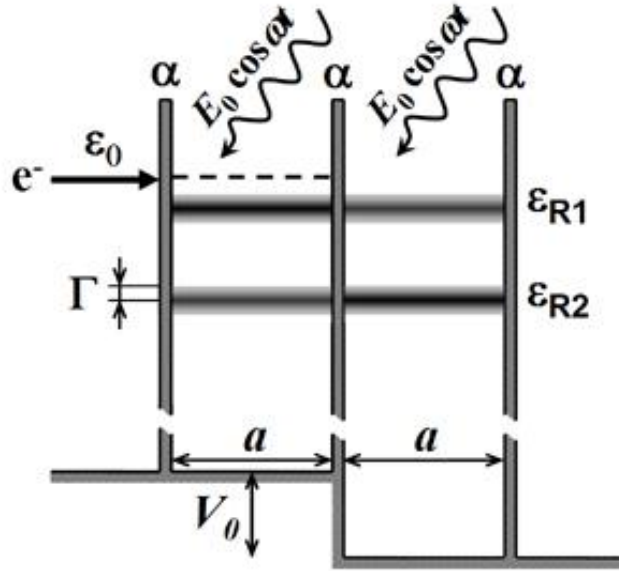


Рис. 16. Схематичное изображение потенциального профиля двухъямной РТД структуры с дельта-образными барьерами. Здесь ε_0 – энергия моноэнергетического потока электронов, Γ – квантовая полуширина резонансного уровня, α – интенсивность барьеров, a – ширина квантовой ямы, V_0 – относительный энергетический сдвиг дна зоны проводимости в соседних квантовых ямах.

Более детальный анализ картины изменений высокочастотного отклика в одноямных и двухъямных РТД выполнен в Главе 4, в которой изменение энергетического расстояния между уровнями размерного квантования осуществляется в условиях приложения к структуре стационарного электрического поля. Этот анализ проводится в Главе 4 на основе более полной квантовой теории высокочастотного отклика в РТД структурах с барьерами конечной высоты и ширины, которая учитывает распределение носителей в предбарьерных областях РТД и влияние стационарного поля на волновые функции и особенности резонансного туннелирования в присутствии переменного высокочастотного поля.

§3.1 Симметричные свойства и особенности высокочастотного отклика одноямных РТД структур в классическом и квантовом режимах усиления

С использованием результатов работы [26], был выявлен ряд качественных закономерностей высокочастотного отклика в одноямных РТД структур в приближении дельта-образных барьеров. Очевидным следствием формулы (1) является равенство нулю $J_c(\omega, \delta)$ при точном резонансе, когда энергия подводимых к структуре электронов ε_0 совпадает с положением уровня размерного квантования ε_R ($\delta = \varepsilon_0 - \varepsilon_R = 0$), независимо от частоты внешнего электромагнитного поля $\hbar\omega$.

Второй важной особенностью является возможность усиления СВЧ волн при высоких частотах $\hbar\omega > \Gamma$, т.е. в ситуации, когда энергия инжектируемых электронов превышает энергию резонансного уровня в квантовой яме РТД на величину Γ и более. Данный режим усиления/генерации электромагнитного излучения был назван «квантовым» [26]. В этом случае усиление максимально при частоте, соответствующей переходам между состояниями с энергиями ε и ε_R , а мощность генерации должна меняться с частотой по закону $1/\omega$, более плавным по сравнению с классическим режимом ($\sim 1/\omega^4$). Характерно, что такой механизм усиления должен проявляться в стороне от области ОДП ВАХ и только на частотах $\hbar\omega$, соответствующих диапазону суб-ТГц и ТГц частот.

Наиболее важной закономерностью, обнаруженной в результате выполненного анализа, является тот факт, что кривая высокочастотного отклика является симметричной функцией по энергии относительно параметра δ . При любых частотах внешнего поля высокочастотный отклик включает положительную и отрицательную компоненты одинаковой амплитуды, соответствующие поглощению и усилению электромагнитных волн в РТД (рис. 17).

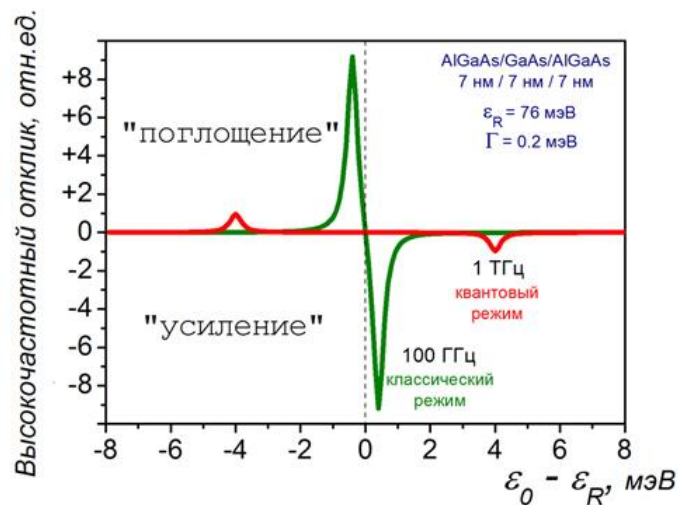


Рис. 17. Зависимость высокочастотного отклика от энергетического сдвига моноэнергетического потока электронов относительно энергии резонансного уровня.

В случае немонотонного распределения электронов в эмиттерной области РТД, указанные компоненты высокочастотного отклика могут компенсировать друг друга, что будет приводить к значительному уменьшению интегрального усиления внешнего электромагнитного поля. Данное обстоятельство, во-первых, объясняет низкую эффективность реальных РТД, характеризующихся фермиевским распределением носителей заряда в предбарьерных частях структуры, при генерации/усилении СВЧ волн при относительно низких частотах (в классическом режиме), и, во-вторых, практически сводит на нет преимущества, связанные с реализацией квантового режима усиления в одноямных РТД структурах.

Далее приводится анализ того, как происходит трансформация классического режима усиления в квантовый режим по мере изменения частоты внешнего переменного поля (выраженной в виде энергии квантов $\hbar\omega$) и положения монотонного пучка электронов относительно резонансного уровня в квантовой яме РТД. На рис. 18 приведены результаты расчета частотных зависимостей высокочастотного отклика $J_c(\omega, \delta)$ для различных значения энергетического смещения δ электронного пучка. В соответствии с выводами [26] в приведенных кривых $J_c(\omega, \delta)$ в зависимости от соотношения δ/Γ проявляются два типа максимумов, соответствующих двум различным по природе механизмам усиления и генерации электромагнитных волн в РТД структуре.

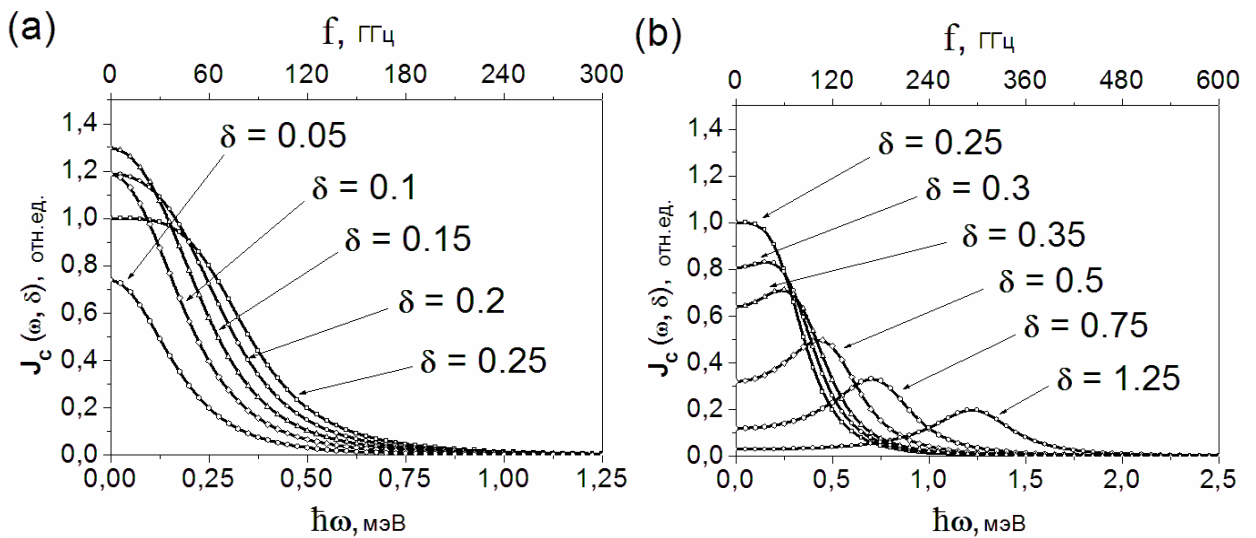


Рис. 18. Рассчитанные частотные зависимости высокочастотного отклика РТД при различном смещении $\delta = 0.05 \div 1.25$ мэВ. Полуширина резонансного уровня $\Gamma = 0.25$ мэВ. Левый рис. соответствует классическому режиму усиления ($\delta < \Gamma$), правый рис. – «квантовому» режиму усиления ($\delta > \Gamma$).

Первый тип максимумов $J_c(\omega, \delta)$ наблюдается при частоте $\omega \approx 0$ в условиях $\delta < \Gamma$, то есть когда энергия инжектируемых электронов ε_0 оказывается в пределах ширины резонансного уровня. В этом случае реализуется классический режим усиления в области гигагерцовых частот, обусловленный наличием на ВАХ области ОДП и характеризующийся быстрым спадом коэффициента усиления с ростом частоты по закону $\sim 1/\omega^4$ (рис. 18а). Другой тип максимумов $J_c(\omega, \delta)$ наблюдается при гораздо более высоких частотах в условиях $\delta > \Gamma$, когда энергия ε_0 электронного пучка оказывается выше резонансного уровня ε_R на величину, превышающую его полуширину Γ . Этот случай соответствует «квантовому» режиму усиления, обусловленному «квазирезонансными» излучательными переходами электронов с квазиуровня $\varepsilon_0 = \varepsilon_R + \hbar\omega$ на резонансный уровень ε_R . Высокочастотный отклик при «квантовом» режиме достигает максимума при частоте $\hbar\omega = \sqrt{\delta^2 - \Gamma^2}$ и приходится на область частот, соответствующих суб-ТГц и ТГц диапазону, причем величина отклика в максимуме вполне соизмерима с токовым откликом при классическом режиме усиления на низких частотах (рис. 18б).

На рис. 19 приведены результаты расчета высокочастотного отклика $J_c(\omega, \delta)$ в зависимости от частоты $\hbar\omega$ при различных значениях смещения δ (слева) и, соответственно, в зависимости от величины смещения δ при различных значениях частоты $\hbar\omega$ (справа) для различных значениях параметра Γ . Как следует из рис. 19, различие двух вышеназванных режимов усиления в зависимостях токового отклика $J_c(\omega, \delta)$ от величины смещения δ менее выражено. В обоих случаях кривая $J_c(\omega, \delta)$ имеет максимум, который в зависимости от частоты располагается при различных значениях δ . Отличие заключается в том, что величины соответствующих частот и смещений существенно различны. В случае классического режима зависимость $J_c(\delta)$ начинается с нулевых значений высокочастотного тока, достигает характерного максимума при значениях δ , близких к Γ , и затем спадает по мере увеличения δ . В «квантовом» режиме зависимость $J_c(\delta)$ также начинается с нуля, однако как область роста сигнала, так и сам максимум сигнала наблюдаются при более высоких частотах и значениях смещения δ , заметно превышающих квантовую ширину резонансного уровня, то есть далеко в стороне от области резонанса. Условие положения максимума $J_c(\delta)$ в зависимости от частоты и ширины резонансного уровня будет определяться следующим соотношением:

$$\delta_{\max} = \sqrt{\frac{\delta^2 - \Gamma^2 + 2\sqrt{\omega^4 + \omega^2\Gamma^2 + \Gamma^4}}{3}}. \quad (4)$$

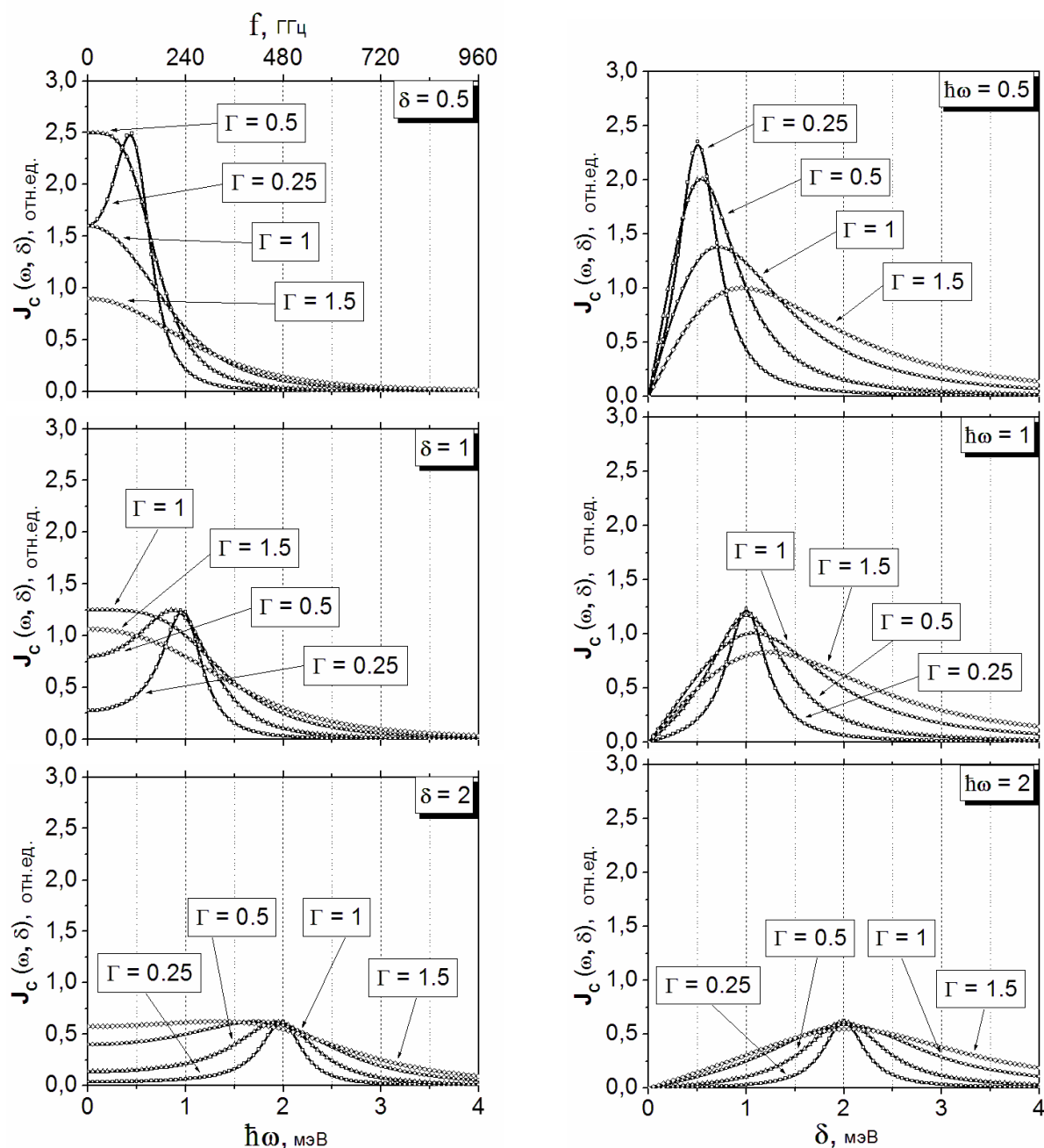


Рис. 19. Рассчитанные кривые высокочастотного отклика РТД в зависимости от частоты ω (слева) и смещения δ (справа) при различных значениях ширины Γ .

До сих пор при расчетах в качестве параметра ширины резонансного уровня использовалась величина $\Gamma = 0.25$ мэВ, которая следует из (3) в случае выбранной модельной РТД структуры. Однако, что с учетом эффектов рассеяния эффективная ширина резонансного уровня может заметно отличаться от приведенной величины в сторону больших значений. Как видно из рис. 19, увеличение Γ существенным образом сказывается на всех зависимостях: рассчитанные кривые $J_c(\omega, \delta)$ заметно сглаживаются, что, очевидно, усложняет проблему экспериментального наблюдения «квантового» режима усиления.

§3.2 Анализ симметричных свойств и особенностей высокочастотного отклика РТД структур с двумя квантовыми ямами

В параграфе 3.1 на основе анализа высокочастотного отклика в одноямных РТД было показано, что главной причиной низкой эффективности РТД на высоких частотах является наличие симметрии высокочастотного отклика относительно энергетического смещения δ энергии падающих на структуру электронов ε_0 относительно уровня размерного квантования ε_R в квантовой яме РТД. Эта особенность в случае реальных РТД с фермиевским распределением носителей заряда в эмиттерной части структуры резко снижает эффективность РТД как при классическом механизме усиления ($\delta < \Gamma$) на низких гигагерцовых частотах, так и при квантовом механизме усиления ($\delta > \Gamma$) в области суб-ТГц и ТГц частот в результате компенсации усиления и поглощения.

Далее представлены результаты анализа высокочастотного отклика в двухъямных РТД при произвольных значениях ε_0 энергии инжектируемых электронов в широком диапазоне частот [А6]. На рис. 20 приведены данные расчета высокочастотного отклика J_c в двухъямном РТД (параметры РТД приведены в подписи к рисунку) в зависимости от ε_0 для двух характерных частотных диапазонов: при низкой частоте 2.5 ТГц ($\hbar\omega = 0.01$ мэВ) и при частоте 0.5 ТГц ($\hbar\omega = 2$ мэВ). Пунктиром показана электронная прозрачность РТД с двумя резонансными максимумами при энергиях $\varepsilon_0 = \varepsilon_{R1}$ и $\varepsilon_0 = \varepsilon_{R2}$. При выбранных частотах, как видно из рис. 20, проявляются как классический, так и квантовый механизмы взаимодействия двухъямного РТД с внешним электромагнитным полем в виде полос отклика 1, 2, 4, 7, 9 отрицательного знака (усиление) и полос отклика 3, 5, 6, 8, 10 положительного знака (поглощение). Низкочастотные полосы 7, 8 и 9, 10, расположенные вблизи резонансных уровней ε_{R1} и ε_{R2} , очевидно, обусловлены классическим режимом усиления. Полосы 1, 3 и 4, 6, расположенные на энергетическом расстоянии $\hbar\omega = 2$ мэВ в стороне от резонансных уровней, обусловлены квантовым режимом. Универсальной закономерностью является тот факт, что возникновение усиления электромагнитной волны, реализуется в условиях, когда энергия моноэнергетического пучка электронов в эмиттерной части РТД оказывается выше соответствующего уровня квантовой ямы (квантовый режим) или центральной части этого уровня (классический режим). Общая картина явлений с участием электронных переходов типа «сверху-вниз» и типа «снизу-вверх», участвующих в формировании высокочастотного отклика, во многом аналогична рассмотренной Р.Ф.Казариновым и Р.А.Сурисом [93] при построении теории межподзонных оптических переходов в системе связанных квантовых ям, впоследствии приведшей к созданию первых квантовых каскадных лазеров [94].

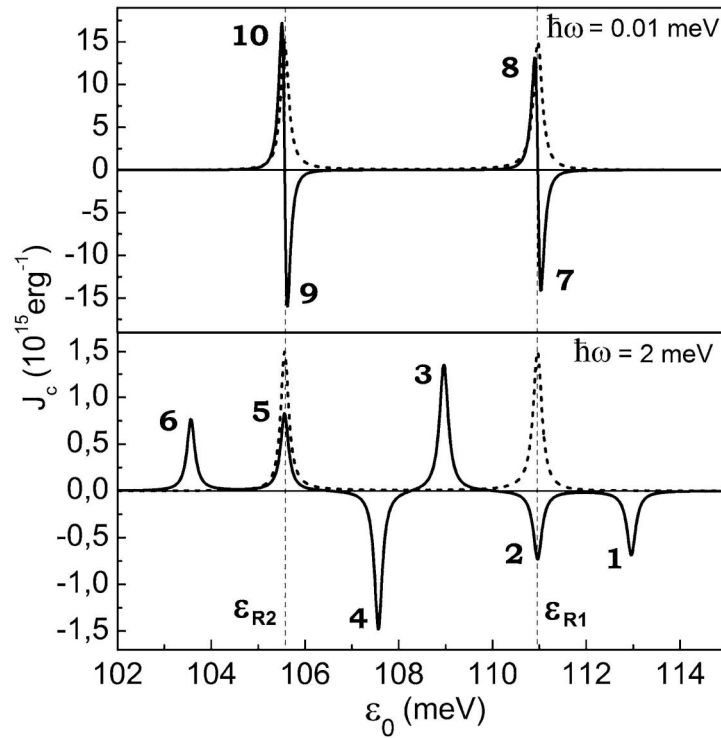


Рис. 20. Высокочастотный отклик J_c в зависимости от энергии инжектируемых электронов ε_0 для частот $\hbar\omega = 0.01$ мэВ и 2 мэВ, рассчитанный для РТД с параметрами: $a = b = 7$ нм, $V_b = 0.9$ эВ, $m^* = 0.067 m_0$. Пунктиром показана электронная прозрачность.

Отклики **2** и **5** в точности при энергиях $\varepsilon_0 = \varepsilon_{R1}$ и $\varepsilon_0 = \varepsilon_{R2}$ не связаны с классическим механизмом и, по-видимому, определяются вкладом косых электронных переходов между уровнями ε_{R1} и ε_{R2} , т.е. переходов того же типа, которые рассматривались в работе [93]. Наблюдаемое различие знака откликов **2** и **5** вполне соответствует данной интерпретации.

При изменении параметра V_0 , характеризующего относительный сдвиг соседних квантовых ям, меняются как величина отклика, так и общий характер зависимостей высокочастотного отклика от энергии электронного пучка в эмиттере. Наибольшие значения высокочастотного отклика наблюдаются в случае двойного резонанса при $\varepsilon_0 = \varepsilon_{R1,R2}$ при частотах фотонов с энергией, в точности равной энергетическому расстоянию между уровнями размерного квантования в соседних квантовых ямах РТД. Поэтому при рассмотрении симметричных свойств отклика в двухъямных РТД ограничимся анализом ситуации $\hbar\omega = \varepsilon_{R1} - \varepsilon_{R2}$. Как следует из выполненных расчетов (рис. 21а), при $V_0 = 0$ антисимметрия высокочастотного отклика оказывается примерно такой же, как и в случае одноямного РТД. Сигналы усиления J_1 и поглощения J_2 , определяемые, соответственно, электронными переходами типа «сверху-вниз» и типа «снизу-вверх» между уровнями расщепленного электронного состояния, оказываются примерно одинаковыми по величине. Этот результат не вызывает удивления, поскольку в результате перекрытия волновых функций и взаимодействия

электронов в соседних ячейках расщепленные электронные состояния оказываются фактически равноправными и принимают примерно одинаковое участие в процессах взаимодействия с внешним электромагнитным полем.

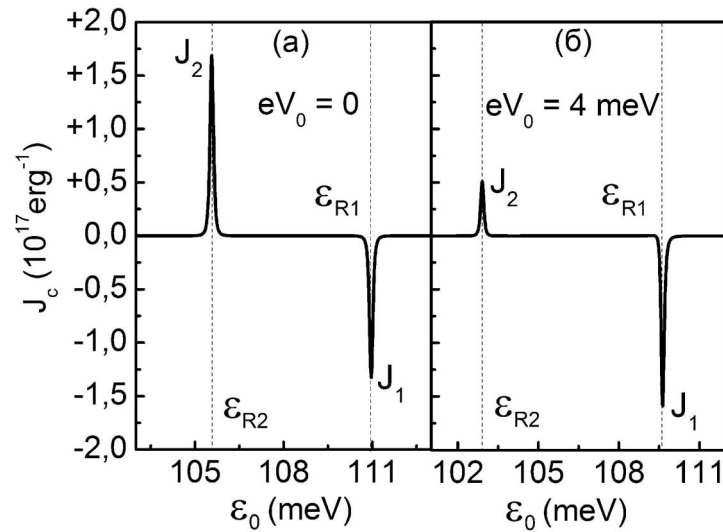


Рис. 21. Высокочастотный отклик J_c на резонансной частоте $\hbar\omega = \varepsilon_{R1} - \varepsilon_{R2}$ в отсутствие (а) и при наличии (б) энергетического сдвига V_0 между соседними ямами РТД.

Физическая картина существенно изменяется при сдвиге второй квантовой ямы. Например, при $V_0 = 4$ мэВ (рис. 21б) величина усиления $J_1(\varepsilon_0 = \varepsilon_{R1})$ намного превышает величину поглощения $J_2(\varepsilon_0 = \varepsilon_{R2})$ – симметрия сигналов усиления и поглощения нарушается. С ростом электрического поля, как следует из рис. 22, сигнал поглощения J_2 быстро падает по величине, в то время как сигнал усиления J_1 на той же частоте, напротив, возрастает и проходит через пологий максимум.

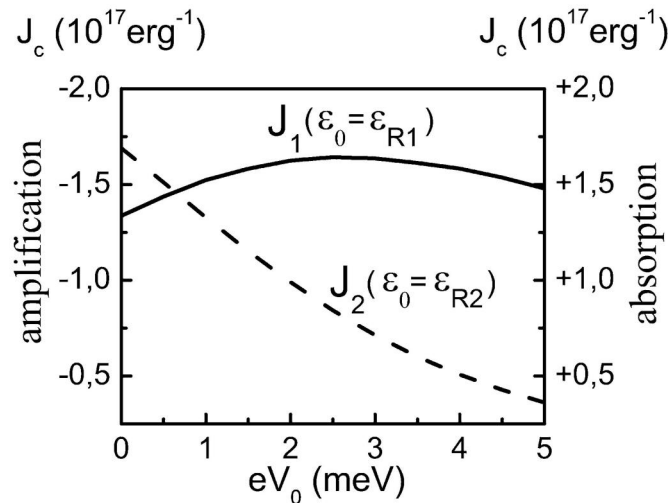


Рис. 22. Изменение сигнала усиления $J_1(\varepsilon_0 = \varepsilon_{R1})$ и сигнала поглощения $J_2(\varepsilon_0 = \varepsilon_{R2})$ на частоте $\hbar\omega = \varepsilon_{R1} - \varepsilon_{R2}$ в зависимости от величины параметра V_0 .

Эти изменения можно объяснить, исходя из следующих соображений. Электронные состояния в первой и во второй квантовых ямах из-за сдвига V_0 перестают быть эквивалентными. По той же причине перестают быть эквивалентными и процессы взаимодействия электромагнитного поля с этими электронными состояниями. Резонансный уровень в первой яме оказывается привилегированным с точки зрения туннелирования и взаимодействия с электромагнитным излучением, что приводит к уменьшению относительного вклада поглотительных переходов и возрастанию результирующего суммарного высокочастотного отклика при резонансной частоте $\hbar\omega_{\text{рез}} = \varepsilon_{R1} - \varepsilon_{R2}$. Существенный вклад в этот эффект вносят косые электронные переходы между уровнями ε_{R1} и ε_{R2} в РТД.

§3.3 Резонансные квантовые эффекты в двухъямных РТД структурах с распределенными носителями в предбарьерной области

Благодаря взаимодействию электронных состояний в соседних квантовых ямах в двухъямных РТД структурах можно ожидать проявления резонансных квантовых явлений нового типа. На рис. 23 представлены результаты расчета суммарного интегрального отклика J_c^{Σ} , выполненного с учетом вкладов всех участвующих в формировании высокочастотного отклика механизмов усиления и поглощения при каждой выбранной частоте для модели электронов, равномерно распределенных в энергетической полосе $\Theta = 90 \div 125$ мэВ, захватывающей резонансные уровни ε_{R1} и ε_{R2} .

Как видно из рис. 23а, результирующий отклик в двухъямных РТД имеет ярко выраженный резонансный характер с максимумом при частоте $\hbar\omega_{\text{рез}} = \varepsilon_{R1} - \varepsilon_{R2}$. На расчетной кривой практически не проявляется интегральный отклик на низких гигагерцовых частотах, что обусловлено значительной компенсацией сигналов усиления и поглощения из-за симметрии высокочастотного отклика в классическом режиме.

Приведенные данные демонстрируют возможность реализации в двухъямных РТД эффекта энергетической фильтрации, при котором только небольшая часть электронов в предбарьерной области с энергиями ε_0 в интервале от $\varepsilon_{R1}-\Gamma$ до $\varepsilon_{R1}+\Gamma$ активно участвуют в процессе взаимодействия с внешним СВЧ полем. Электроны с другими энергиями оказываются менее эффективными и устраниаются от участия в формировании высокочастотного отклика. Обнаруженный эффект энергетической фильтрации, существенный в случае резонансно-туннельных структур с фермиевским распределением носителей в эмиттерной части структуры, открывает перспективы существенного повышения эффективности твердотельных усилительных и генераторных устройств на основе РТД в диапазоне суб-ТГц и ТГц частот, как за счет подавления вклада поглотительных переходов, так

и за счет дополнительного значительного возрастания коэффициента усиления, обусловленного «косыми» электронными переходами между резонансными уровнями в соседних квантовых ямах структуры.

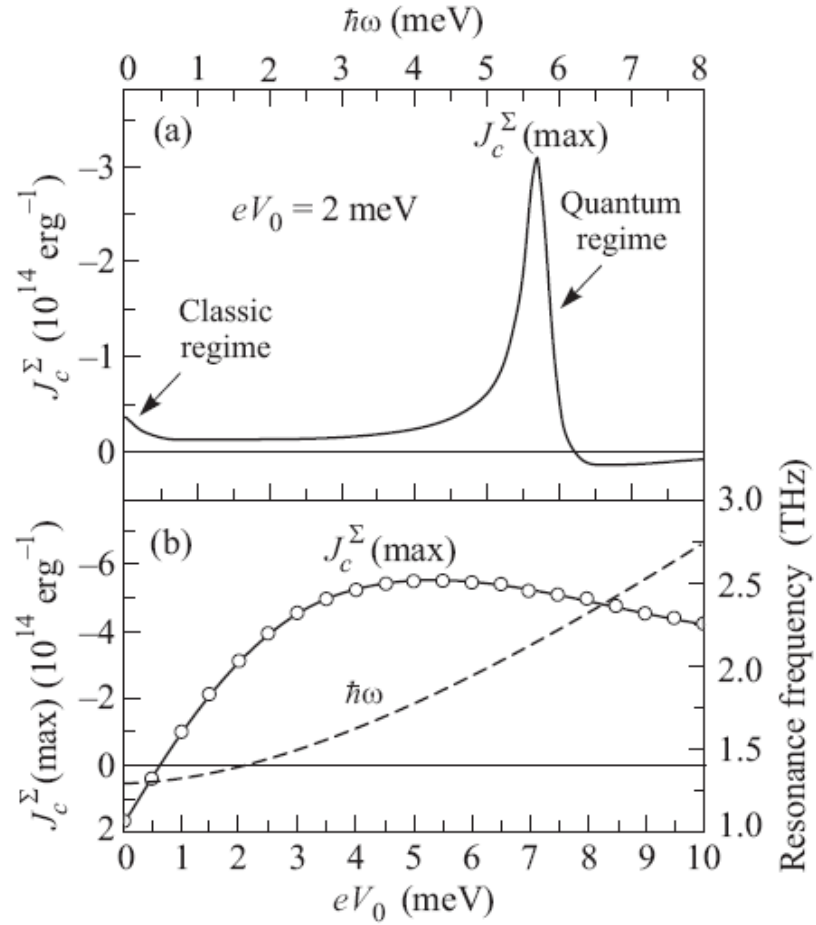


Рис. 23. (а) Частотная зависимость суммарного высокочастотного отклика J_c^Σ , рассчитанная в полосе энергий $\Theta = 90 \div 125$ мэВ при $eV_0 = 2$ мэВ (эффект энергетической фильтрации); (б) перестройка резонансной частоты и изменение величины суммарного высокочастотного отклика на частоте $\hbar\omega_{\text{res}}$ с ростом параметра V_0 .

Поскольку величина энергетического расстояния между уровнями размерного квантования в двухъямных РТД меняется с изменением относительного энергетического сдвига V_0 соседних квантовых ям. На рис. 23б приведены данные, иллюстрирующие характер изменения резонансной частоты ω_{res} и величины интегрального высокочастотного отклика J_c^Σ в зависимости от параметра V_0 . Как следует из рис., при малых V_0 интегральный отклик является положительным, т.е. преобладающими являются переходы с поглощением фотонов. При $V_0 > 1$ мэВ превалирующими становятся излучательные переходы. Величина усиления выходит на максимум и слабо изменяется в интервале $V_0 = 2 \div 15$ мэВ при изменении частоты $2 \div 4$ ТГц.

Полученные данные свидетельствуют о возможности перестройки резонансной частоты усиления в широком диапазоне суб-ТГц и ТГц частот в двухъямных РТД посредством варьирования энергетического расстояния между уровнями размерного квантования.

Все эти выводы, на самом деле, не являются достаточно обоснованными, поскольку получены в рамках теории, не учитывающих влияния постоянного электрического поля, прикладываемого к РТД и определяющего, как показано ниже, выбор рабочей точки и в целом высокочастотные свойства РТД. Кроме того необходим учет распределения электронов по энергиям в предбарьерных частях структуры (эмиттере и коллекторе). Для анализа и понимания закономерностей высокочастотного отклика в реальных РТД с распределенными по энергии электронами необходимо использование квантовой теории, учитывающей процессы взаимодействия электронной подсистемы РТД с высокочастотным полем в постоянном электрическом поле.

§3.4 Особенности нелинейного высокочастотного отклика одноямных РТД

В предыдущих параграфах приведен анализ высокочастотных свойств одноямных РТД в рамках линейного приближения при достаточно малой мощности внешнего СВЧ поля. В нашей работе [A5] исследовался вопрос о том, как изменяется высокочастотный отклик в РТД с ростом интенсивности электромагнитного излучения.

Как и в линейном случае мы будем исходить, прежде всего, из теоретического выражения для высокочастотного тока $I_c(\omega, \delta)$, возбуждаемого в РТД в сильном переменном электрическом поле $E_\omega = E_0 \cdot \cos(\omega t)$, полученным в работе [28]:

$$I_c(\omega, \delta) = \Gamma g \int_0^{10^{-10}} e^{-\Gamma g t} J_1\left(\frac{e E_0 a}{\hbar \omega} \sin\left(\frac{\omega t}{2}\right)\right) \sin(2\pi \delta g t) \cos\left(\frac{\omega t}{2}\right) dt \quad (5)$$

где Γ – квантовая ширина уровня резонансного уровня, $g = 10^{-3} \cdot e/h$ – множитель для соблюдения правильной размерности величин, J_1 – временная функция Бесселя первого порядка, a – ширина ямы, δ – расстояние между энергией падающего пучка электронов и энергией уровня размерного квантования, e – заряд электрона, $\hbar$ – постоянная Планка.

Данные о токовом отклике $I_c(\omega, \delta)$ приводятся в зависимости как от мощности СВЧ излучения P_v , попадающего на активную область РТД (площадью $S = 3 \times 3 \text{ мкм}^2$), так и от величины $eEa/2$, пропорциональной напряженности электрического поля СВЧ волны, которые связаны посредством соотношения $P_v = \frac{cS}{8\pi} E^2$ (где $P_v \approx 1.3 \cdot 10^{-8} \cdot SE^2$, если мощность выражать в мВт, напряженность СВЧ поля E в В/см, а площадь РТД элемента S в мкм^2).

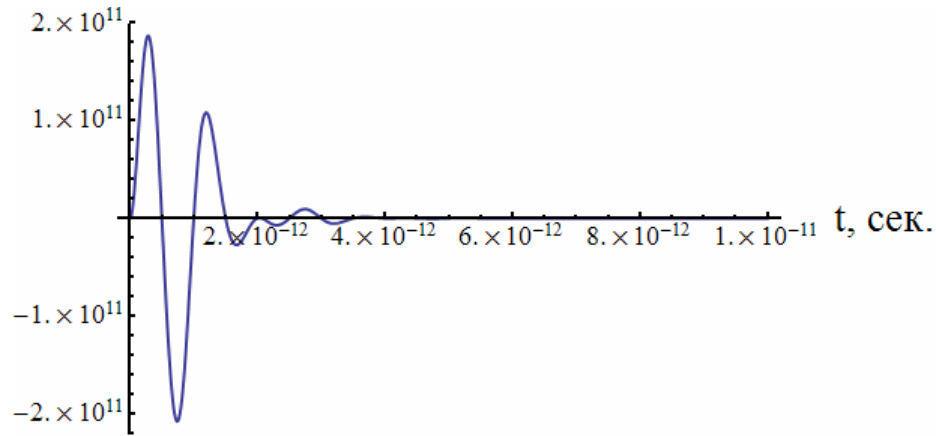


Рис. 24. Пример зависимости подынтегральной функции высокочастотного токового отклика от времени, рассчитанной в интервале $0 - 10^{-11}$ с для следующих параметров: $\Gamma = 1$ мэВ, $a = 4$ нм, $\delta = 1$ мэВ, $E = 10^4$ В/см, $\nu = 1$ ТГц ($\nu = \omega/2\pi$, где ω - круговая частота).

Расчеты выполнены для двухбарьерной РТД структуры с типичными для такого рода структур параметрами (ширина квантовой ямы $a = 4$ нм, ширина резонансного уровня $\Gamma = 1$ мэВ). В отличие от линейной теоретической модели выражение для токового отклика $I_c(\omega, \delta)$ в данном случае представлено временным интегралом, в качестве верхнего предела в котором при конкретных расчетах вместо ∞ выбиралась величина порядка 10^{-10} . Как нетрудно убедиться (рис. 24), этой величины вполне достаточно, поскольку подынтегральное выражение является быстро осциллирующей функцией с амплитудой, резко убывающей по экспоненте $e^{-\Gamma t}$ со временем.

На рис. 25 приведены результаты расчета в рамках нелинейной теории на основе выражения (5) величины $I_c(\omega, \delta)$ в зависимости от частоты при изменении энергетического смещения $\delta = 0.2 - 5$ мэВ для разных мощностей СВЧ излучения P_v : 1 мВт, 5 мВт и 10 мВт. Рис. 25а содержит для сравнения такого же типа зависимости, рассчитанные по формуле линейной теории, приведенной в работе [26]. Прежде всего видно, что при малых мощностях P_v результаты расчетов, выполненных в нелинейном приближении на основе формулы (5) (рис. 25б), полностью совпадают с результатами расчета, полученными в линейном приближении (рис. 25а). С ростом мощности СВЧ излучения (рис. 25в и 25г) высокочастотный отклик возрастает по величине как в низкочастотной области при малых энергетических сдвигах, соответствующих классическому режиму усиления ($\omega, \delta < \Gamma$), так и в более высокочастотной области при энергетических сдвигах, превышающих квантовую ширину резонансного уровня и соответствующих «квантовому» режиму усиления ($\omega, \delta > \Gamma$).

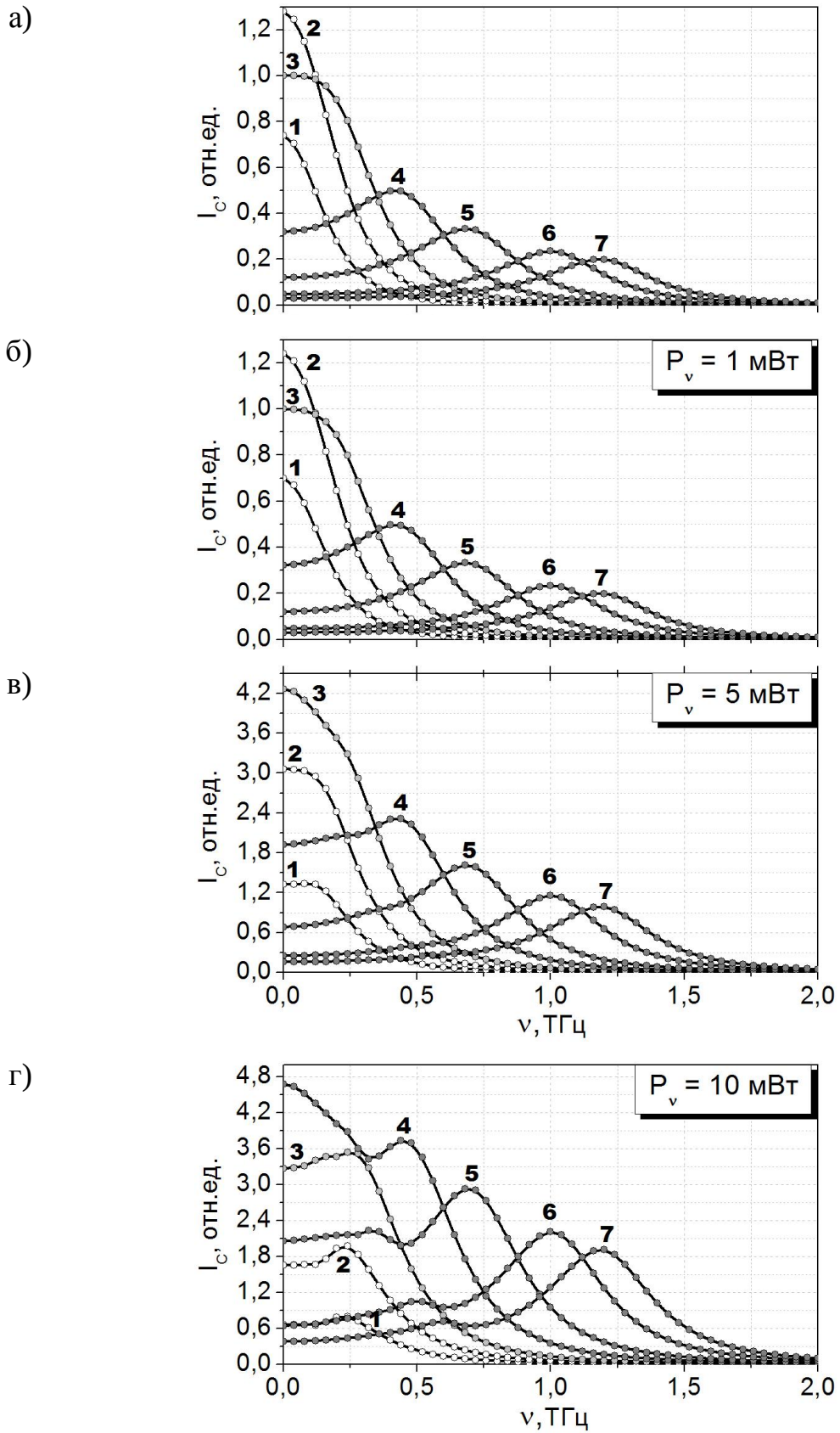


Рис. 25. Рассчитанные частотные зависимости $I_c(\omega, \delta)$ для трех уровней мощности P_v 1 мВт (б), 5 мВт (в), 10 мВт (г) при изменении величины смещения δ : 1 – 0.2 мэВ, 2 – 0.5 мэВ, 3 – 1 мэВ, 4 – 2 мэВ, 5 – 3 мэВ, 6 – 4.14 мэВ, 7 – 5 мэВ.

При этом форма зависимостей остается примерно такой же, как и в линейном случае. В случае наибольших уровней мощности СВЧ, однако, можно заметить появление особенностей в виде дополнительных максимумов при более низких частотах, отличающихся в целое число раз от частоты основного максимума. Это, в частности, видно из рис. 26, на котором кривая **6** из рис. 25г приведена в зависимости от обратной частоты $1/\nu$.

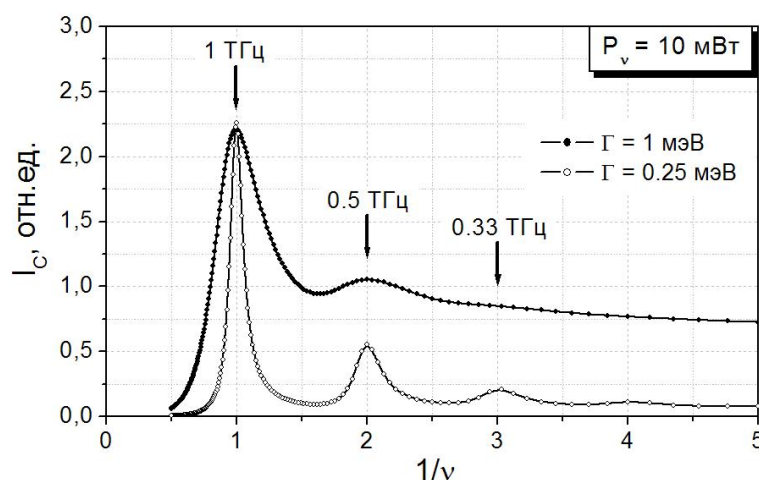


Рис. 26. Рассчитанные кривые высокочастотного отклика в зависимости от обратной частоты при различных значениях ширины резонансного уровня Γ . Мощность СВЧ излучения $P_v = 10$ мВт, частота СВЧ излучения 1 ТГц.

Также на рис. 26 изображена кривая высокочастотного отклика, рассчитанная при меньшем значении $\Gamma = 0.25$ мэВ, на которой эти максимумы выражены более отчетливо. Обнаруженный эффект, по-видимому, обусловлен многофотонным типом возбуждения электромагнитных колебаний в РТД структурах.

Принципиальным результатом является тот факт, что величина высокочастотного отклика $I_c(\omega, \delta)$ в РТД, заметным образом возрастает с ростом мощности СВЧ излучения и при некоторых уровнях мощности становится вполне соизмеримой с усилением, характерным для классического режима. За характером этих изменений удобнее проследить по данным расчетов максимальной величины $I_c(\omega, \delta)$ в области классического режима усиления при частоте 50 ГГц ($\hbar\omega \approx 0.2$ мэВ) и в области «квантового» режима усиления при частоте 1 ТГц ($\hbar\omega \approx 4.14$ мэВ), приведенным на рис. 27. Видно, что на начальном участке зависимостей имеет место линейное возрастание величины $I_c(\omega, \delta)$ в обоих режимах. Однако, по мере увеличения СВЧ мощности это возрастание замедляется и в случае классического усиления выходит на насыщение гораздо быстрее, чем в случае «квантового» режима усиления. Заметное отклонение от линейности в

классическом режиме возникает, примерно, при мощностях СВЧ излучения P_v порядка 3-5 мВт. Отклонение от линейности в «квантовом» режиме наступает при существенно более высоких мощностях СВЧ излучения порядка 30-50 мВт. При СВЧ мощности $P_v = 10$ мВт (10^5 Вт/см² при типичных для РТД поперечных размерах порядка 3×3 мкм²) величина $I_c(\omega, \delta)$ в «квантовом» режиме, достигает значений порядка 50% от величины высокочастотного отклика, характерной для классического механизма усиления.

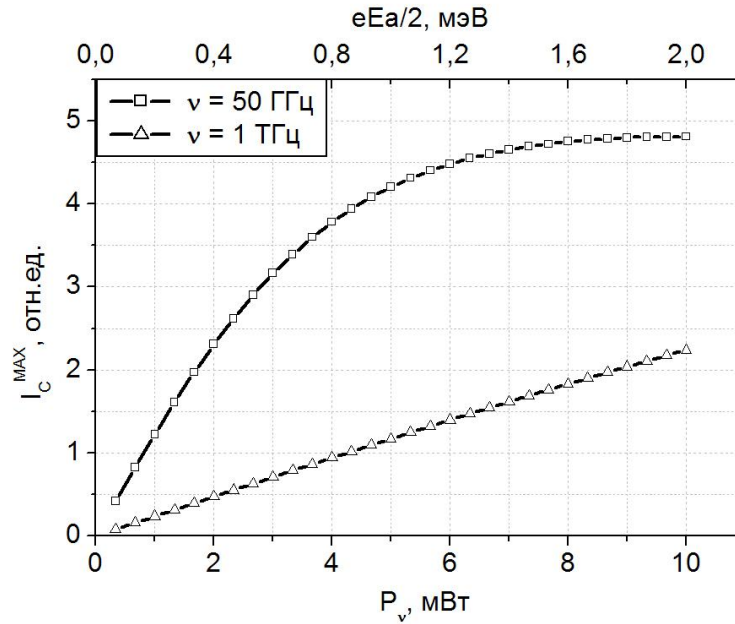


Рис. 27. Рассчитанные зависимости максимальной величины $I_c(\omega, \delta)$ высокочастотного отклика от мощности СВЧ излучения при частотах 50 ГГц и 1 ТГц, соответствующих классическому и «квантовому» режимам усиления.

Указанное обстоятельство связано с особенностями туннелирования и существенно различающимся количеством квантов СВЧ поля при одной и той же мощности из-за различия энергий фотонов $\hbar\omega$ при частотах 1 ТГц и 50 ГГц ($4.14 \text{ мэВ} / 0.2 \text{ мэВ} \approx 20$, что, примерно, отвечает соотношению приведенных выше мощностей, при которых наблюдается отклонение от линейности в зависимостях высокочастотного отклика от мощности СВЧ поля).

Выводы по 3-й главе.

1. Выполнен анализ высокочастотных свойств одноямных РТД в рамках приближения дельта-образных барьеров, позволивший выявить характерные особенности высокочастотного отклика в зависимости от частоты внешнего поля и квантовой ширины резонансного уровня при моноэнергетической и немонаэнергетической инжекции электронов в РТД структурах.

2. Показано, что одной из причин низкой эффективности одноямных РТД при генерации/усилении СВЧ волн является наличие симметрии высокочастотного отклика. Величина высокочастотного отклика меняет знак в зависимости от знака $\delta = \varepsilon_0 - \varepsilon_R$, что уменьшает суммарное усиление в результате компенсации одинаковых по модулю отрицательного (усиление) и положительного (поглощение) сигналов при одной и той же частоте. Этот эффект является универсальным как для классического, так и квантового режимов усиления, и оказывается существенным в реальных РТД, характеризующихся наличием фермиевского распределения носителей заряда в предбарьерных частях структуры.

3. Показано, что возрастающий с увеличением мощности внешнего СВЧ поля токовый отклик одноямных РТД в случае классического режима существенно быстрее выходит на насыщение, чем в случае «квантового» режима, что обеспечивает относительное повышение эффективности «квантового» механизма усиления СВЧ волн в РТД. Эффективности классического и «квантового» механизмов усиления практически сравниваются при значениях интенсивности СВЧ поля порядка 10^5 Вт/см².

4. Рассмотрены особенности высокочастотных свойств РТД с двумя квантовыми ямами. В широком диапазоне гигагерцовых, суб-ТГц и ТГц частот в рамках приближения дельта-образных барьеров проанализированы зависимости высокочастотного отклика от энергии инжектируемых электронов, частоты внешнего электромагнитного поля, особенности, обусловленные взаимодействием электронных состояний в соседних квантовых ямах РТД.

5. Показано, что наличие второй квантовой ямы приводит к асимметрии высокочастотного отклика и возникновению эффекта энергетической фильтрации, выделяющей из ансамбля электронов в эмиттерной части двухъямного РТД только некоторую часть электронов, активно взаимодействующих с внешним СВЧ полем.

6. Показана принципиальная возможность существования в двухъямных РТД селективного узкополосного усиления и возможность перестройки резонансной частоты усиления посредством варьирования расстояния между уровнями размерного квантования.

Глава 4. Исследование высокочастотных свойств РТД в рамках квантовой теории, учитывающей фермиевское распределение носителей в предбарьерных областях и влияние постоянного электрического поля

В настоящем разделе в рамках более полной квантовой теории, учитывающей влияние постоянного электрического поля на электронную подсистему РТД, с помощью численного решения нестационарного уравнения Шредингера с прозрачными граничными условиями проведен анализ особенностей резонансного туннелирования и высокочастотного отклика для двухбарьерных (одноямных) и трехбарьерных (двухъямных) РТД наноструктур с симметричными и несимметричными барьерами конечной ширины и высоты в широком диапазоне гигагерцовых, суб-ТГц и ТГц частот. В качестве основных объектов исследования выбраны РТД структуры на основе соединений $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InP}$, в которых реализованы наилучшие резонансные свойства и достигнуты рекордные частоты генерации в области частот порядка и выше 1 ТГц.

§4.1 Квантовая теория высокочастотного отклика одноямных и двухъямных РТД с конечными структурными параметрами, учитывающая влияние прикладываемого к структуре постоянного электрического поля

С целью упрощения расчетной схемы мы ограничимся рассмотрением только активной области структуры, содержащей барьеры и квантовую(ые) яму(ы). В реальных структурах внешнее поле (как постоянное, так и переменное) распространяется и на прилегающие области эмиттера и коллектора. Учет этого качественно не меняет поведение системы и фактически приводит только к сдвигу ВАХ в область более высоких напряжений. В силу большой концентрации электронов в контактных областях основная доля напряжения падает на нелегированной активной области, т.е. отмеченные выше сдвиги невелики, и наше описание близко к реальному. При этом мы пренебрегали влиянием накопления заряда в квантовой яме под действием постоянного напряжения и его перераспределением под действием переменного поля. Для узких барьеров (именно такие рассматриваются в нашей задаче) концентрация электронов в яме оказывается малой, эффект перераспределения концентрации в яме несущественен, и можно ограничиться решением только уравнения Шредингера.

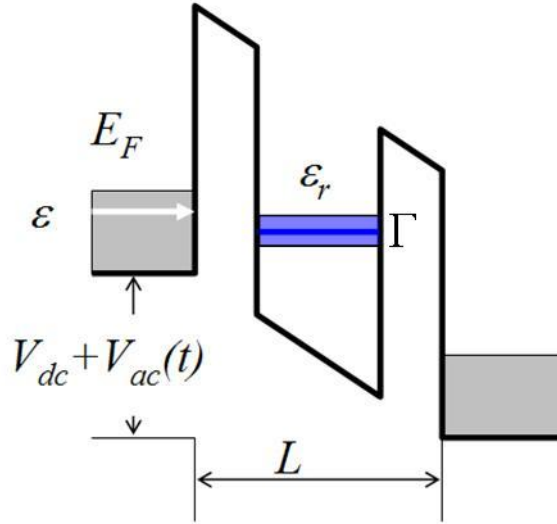


Рис. 28. Профиль дна зоны проводимости одноямной РТД структуры с конечной шириной и высотой барьеров в электрическом поле.

Для определения отклика резонансно-туннельной структуры, состоящей из одной или нескольких квантовых ям, на воздействие переменного поля $V_{ac}(x, t)$, с учетом приложенного к структуре постоянного электрического поля, необходимо решить нестационарное уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2} \nabla \left(\frac{1}{m(x)} \right) \nabla \Psi + [U_s(x) + eV_{dc}(x) + eV_{ac}(x, t)] \Psi(\vec{r}, t), \quad (6)$$

где m - эффективная масса электрона в структуре (фактически, разная в яме и барьерах), $U_s(x)$ - потенциальный профиль дна зоны проводимости РТД, $V_{dc}(x) = V_{dc} \frac{x}{L}$ - изменение потенциала под действием напряжения V_{dc} на РТД, L - длина структуры (рис. 28). Потенциал внешнего переменного электрического поля с амплитудой V_{ac} и частотой ω может быть записан в виде.

$$V_{ac}(x, t) = V_{ac} \frac{x}{L} \sin \omega t.$$

Поскольку потенциал меняется только вдоль одной x координаты, $\Psi(\vec{r}, t)$ можно представить в виде произведения

$$\Psi(\vec{r}, t) = \psi(x, t) \exp(ik_z z + ik_y y). \quad (7)$$

Тогда для функции $\psi(x, t)$ уравнение Шредингера (6) принимает вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{m(x)} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + [U_s(x) + eV_{dc}(x) + eV_{ac}(x, t)] \psi(x, t). \quad (8)$$

Структура РТД представляет собой открытую систему. Уравнение (8) позволяет определить волновые функции внутри структуры и вне ее в условиях заданного потока электронов, налетающих на границу РТД электронов. Для не слишком быстрых изменений потенциала $V_{ac}(t)$ волновую функцию в предбарьерных областях можно представить в виде падающей, отраженной и прошедшей плоских волн с волновым вектором k , определяемым энергией ε падающего на структуру электрона.

Для электронов, налетающих из эмиттера:

$$\begin{aligned}\psi(x,t) &= (Ae^{ikx} + r \cdot Ae^{-ikx}) \exp\left(-\frac{i\varepsilon t}{\hbar}\right), \quad \text{при } x \leq 0; \\ \psi(x,t) &= t \cdot Ae^{ikx} \exp\left(-\frac{i\varepsilon t}{\hbar}\right), \quad \text{при } x \geq L.\end{aligned}\tag{9}$$

На границах $x = 0$ и $x = L$ можно поставить приближенные прозрачные граничные условия:

$$\begin{cases} \psi(0,t) + \frac{1}{ik_E} \frac{\partial \psi(0,t)}{\partial x} = 2 \exp\left(-\frac{i\varepsilon t}{\hbar}\right) \\ \psi(L,t) - \frac{1}{ik_C} \frac{\partial \psi(L,t)}{\partial x} = 0 \end{cases},\tag{10}$$

где $k_E = \sqrt{\frac{2m_E \varepsilon}{\hbar^2}}$ и $k_C = \sqrt{\frac{2m_C (\varepsilon + eV)}{\hbar^2}}$ – волновые векторы электрона справа и слева от структуры ($eV = eV_{dc} + eV_{ac} \sin(\omega t)$), а m_E и m_C эффективные массы электрона, соответственно, в эмиттерной и в коллекторной областях РТД, ε – x -вая компонента энергии электрона, налетающего на РТД. Данные граничные условия описывают падающий из эмиттера на РТД поток электронов с единичной амплитудой, его отражение и уход в область $x > L$ коллектора.

Аналогичное граничное условие для электронов, налетающих из коллектора, имеет вид:

$$\begin{cases} \psi(0,t) + \frac{1}{ik_E} \frac{\partial \psi(0,t)}{\partial x} = 0 \\ \psi(L,t) - \frac{1}{ik_C} \frac{\partial \psi(L,t)}{\partial x} = 2 \exp\left(-\frac{i(\varepsilon + eV)t}{\hbar}\right) \end{cases}.\tag{11}$$

Условия (10), (11) являются простейшим видом прозрачных граничных условий, предложенных для описания отклика во времени на переменное поле в [26].

В качестве начального условия при решении уравнения (8) используем решение стационарного уравнения при $V_{ac} = 0$.

Численное решение уравнений производилось с использованием метода конечных разностей. Для большей общности использовалась схема с неравномерным шагом по координате. Сеточные уравнения получались из уравнения баланса. При решении уравнения (8) был использован шеститочечный шаблон и неявная схема аппроксимации. Параметры расчетной схемы выбирались из условия сходимости результатов. В результате тестовых расчетов стационарного случая и сравнения с результатами, получаемыми методом матрицы переноса, показано, что шаг по координате должен быть порядка одного ангстрема. Шаг по времени в условиях установившегося режима составлял $1/50 - 1/100$ от периода воздействия в интервале частот $\nu = \omega/2\pi = 10^{10} \div 10^{13}$ Гц.

Определяя таким способом $\psi(x, t, \varepsilon)$, вычисляем приведенный ток $I(t)$ для электронов, как векторную сумму эмиттерного и коллекторного токов:

$$I(t) = I_E(t) - I_C(t), \quad I_{E,C}(t) = \frac{e}{2\pi\hbar} \int_0^\infty D_{E,C}(\varepsilon, t) q_{E,C}(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (12)$$

где

$$D_{E,C}(\varepsilon, t) = \frac{1}{k_{E,C}} \frac{1}{L} \int_0^L \left[\psi^*(x, t) \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial x} - \psi(x, t) \frac{\partial \psi^*(x, t)}{\partial x} \right] dx, \quad (13)$$

$q_{E,C}(\varepsilon)$ – плотность потока электронов данной энергии, налетающих на РТД со стороны эмиттера/коллектора. В случае равновесного фермиевского распределения электронов

$$q_E(\varepsilon) = \frac{mk_B T}{\pi\hbar^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - \varepsilon}{k_B T} \right) \right], \quad q_C(\varepsilon) = \frac{mk_B T}{\pi\hbar^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - eV_{dc} - \varepsilon}{k_B T} \right) \right] \quad (14)$$

где T – температура, E_F – энергия Ферми, определяемая концентрацией примеси из условия электронейтральности (омический контакт). Величина $D(\varepsilon, t)$ является аналогом коэффициента электронной прозрачности РТД в стационарном случае.

Под воздействием переменного электрического поля в РТД возникают активный J_a , т.е. синфазный с внешним полем, и реактивный J_r токи поляризации. Активный ток (усиление) рассчитываем через электрический ток $I(t)$, используя формулу

$$J_a(\omega, V_{ac}) = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt I(t) \sin \omega t, \quad (15)$$

Интегрирование в (15) производится по периоду воздействия после достижения режима установления, т.е. режима, когда $I(t)$ становится периодической функцией. Все рассмотрение

производится в рамках линейной теории в пределе малой амплитуды V_{ac} внешнего СВЧ переменного электрического поля.

Количественной мерой высокочастотного отклика на периодическое воздействие с частотой ω служит действительная $\sigma'(\omega)$ часть высокочастотной проводимости, определяемая из вычисленного тока поляризации:

$$\sigma'(\omega) = J_a(\omega)/V_{ac}. \quad (16)$$

Величина σ' учитывает вклад всех электронов в эмиттере и коллекторе в соответствии с фермиевским распределением.

Для выявления физики процессов полезно проследить зависимость от энергии парциального вклада $j_a(\varepsilon, \omega)$ в σ' отдельного электрона с энергией ε , определяемого из соотношения:

$$\sigma'(\omega) = \int_0^{\infty} j_a(\varepsilon, \omega) q(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (17)$$

Величина j_a является решением задачи для одного электрона с энергией ε .

В низкочастотном пределе $\omega \rightarrow 0$ величина $\sigma'(\omega)$ выражается через статическую дифференциальную проводимость

$$\sigma'|_{\omega \rightarrow 0} = \frac{\partial I}{\partial V_{dc}}. \quad (18)$$

Сопоставление расчетного значения с (18) позволяет контролировать точность численного метода.

В качестве объектов численных расчетов выбраны РТД на основе полупроводниковых соединений $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InP}$ с узкими квантовыми ямами и предельно узкими барьерами. При расчетах стационарных и высокочастотных свойств двухбарьерных (одноямных) и трехбарьерных (двухямных) РТД на основе соединений $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InP}$ использовались следующие параметры: эффективная масса электронов в яме $m_w = 0.041m_0$, скачок зоны проводимости ΔE_c на границах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$, равный 1.2 эВ. Для системы GaAs/AlAs $m_w = 0.067m_0$, ΔE_c на границах GaAs/AlAs равно 0.9 эВ.

Далее будем обозначать конфигурации РТД ($a/b/c$) и ($a/b/c/d/e$), где ширины квантовых ям обозначены жирным шрифтом, ширины барьеров обычным шрифтом. И использованные при расчетах значения энергии Ферми соответствовали концентрациям $1 \div 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ электронов в эмиттере РТД. Вопрос о значении эффективной массы m_b в барьере не однозначен. Если взять

для примера РТД структуру (14/45/14), то экспериментально измеренное значение плотности тока в пике ВАХ для системы $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ порядка 10^6 А/см^2 . Расчет статической вольтамперной характеристики с учетом различия масс в яме и барьере ($m_b = 0.15m_0$) дает меньшее значение плотности тока. Поэтому дальнейшие расчеты выполнены в предположении одинаковых масс для согласования расчетных и экспериментальных результатов путем изменения величины эффективной массы в барьере [95]. Уменьшение массы электрона приводит к увеличению тока за счет увеличения ширины Γ резонанса в электронном пропускании.

§4.2 Закономерности высокочастотного отклика одноямных РТД структур с оптимальной структурной конфигурацией

С использованием описанной методики расчетов в широком диапазоне частот проанализированы высокочастотные характеристики одноямных $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ резонансно-туннельных наноструктур с симметричными и несимметричными барьерами конечной ширины и высоты. На рис. 29 и 30 приведены результаты расчетов стационарных вольтамперных характеристик и высокочастотного отклика для одноямной РТД структуры (14/45/14) с фермиевским распределением электронов в эмиттере и коллекторе, позволяющие судить об особенностях ВАХ и высокочастотного отклика при наложении на структуру постоянного электрического поля. Эти данные получены при значении энергии Ферми $E_F = 0.1 \text{ эВ}$, соответствующей при температуре 300 К концентрации электронов в контактных областях $1.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 29а представлены рассчитанная статическая вольтамперная характеристика $I(V_{dc})$ и ее производная по напряжению dI/dV_{dc} . Кривые рис. позволяют определить область напряжений, в которой наблюдаются отрицательные значения σ' , соответствующие усилению (генерации) при низких и высоких частотах.

На рис. 29б приведены зависимости энергии резонансного уровня ε_r и величины электронного пропускания в максимуме $D_{max}(V_{dc})$ от напряжения, позволяющие соотнести особенности ВАХ с особенностями энергетических характеристик РТД. В соответствии с этим можно выделить несколько особенно важных точек напряжения V_{dc} : $V_1 = 0\text{В}$; $V_2 = 0.24\text{В}$ (резонансный уровень совпадает с положением уровня Ферми в эмиттере); $V_3 = 0.357\text{В}$ (соответствует максимуму тока статической ВАХ); $V_4 = 0.421\text{В}$ (соответствует максимуму модуля производной dI/dV_{dc}); $V_c = 0.432\text{В}$ (резонансное состояние совпадает с уровнем дна зоны в эмиттере).

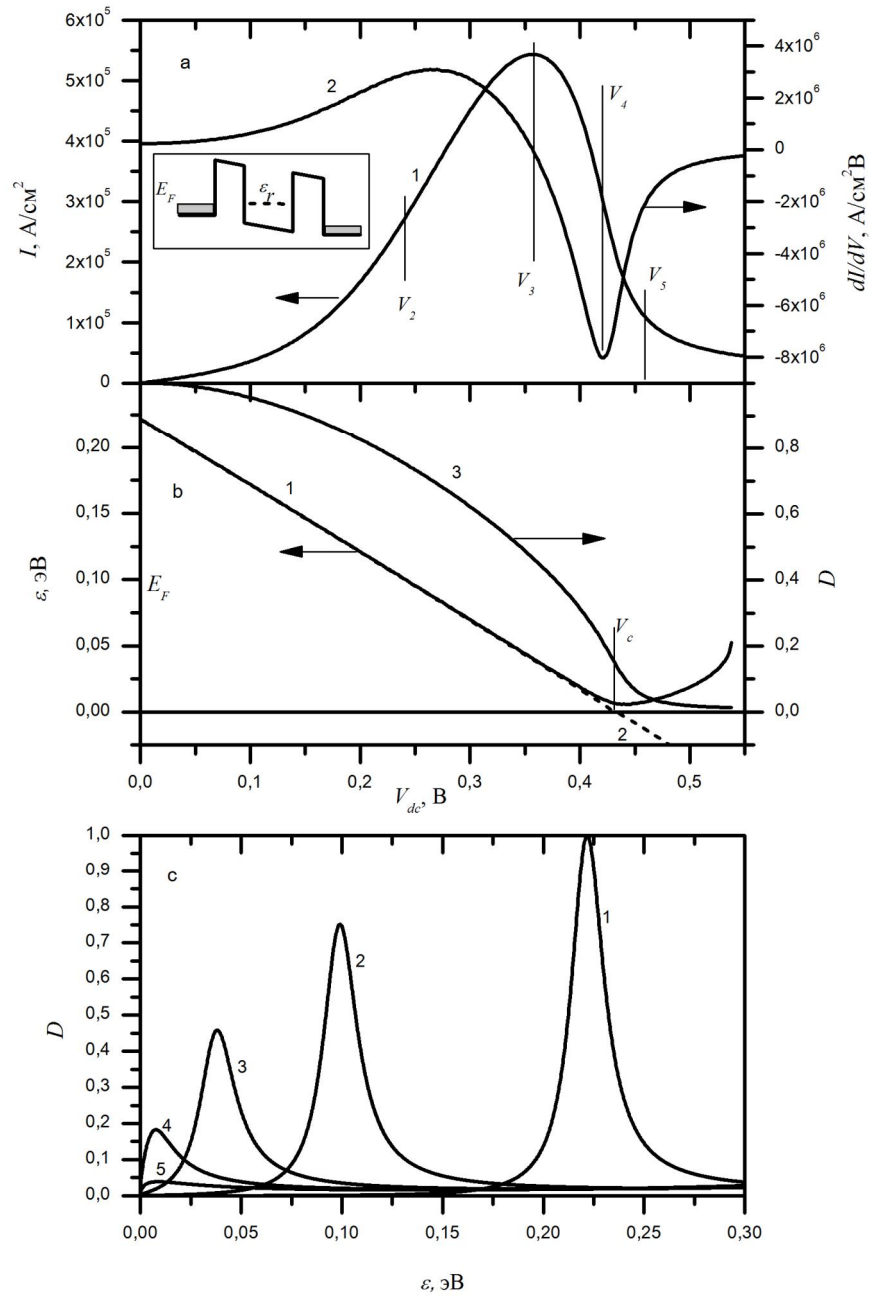


Рис. 29. а) ВАХ (кривая 1) и зависимость первой производной тока по напряжению dI/dV_{dc} , (кривая 2), вертикальными линиями отмечены характерные значения V_{dc} , на вставке – схема исследуемой структуры. б) Зависимости энергии резонансного уровня, определяемой по положению максимума ε_{rD} электронного пропускания (кривая 1) и по положению максимума волновой функции в яме ε_{rw} при падении электронов справа (кривая 2), изменение величины электронного пропускания в максимуме с ростом напряжения (кривая 3). в) Зависимости пропускания D от энергии ε падающего электрона для значений напряжения V_{dc} : $V_1 = 0\text{В}$; $V_2 = 0.24\text{В}$; $V_3 = 0.357\text{В}$; $V_4 = 0.421\text{В}$; $V_5 = 0.46\text{В}$, рассчитанные для РТД структуры 14/45/14 с фермиевским распределением электронов в эмиттере и коллекторе ($E_F = 100\text{ мэВ}$).

Данные об изменении с ростом напряжения энергии резонансного уровня ε_r определялись по положению максимума ε_{rD} электронного пропускания (кривая 1) и по положению максимума волновой функции в яме ε_{rw} при падении электронов справа от структуры (кривая 2).

На рис. 29с показано, как с ростом постоянного напряжения изменяется электронное пропускание $D(\varepsilon)$ в РТД.

Величина энергии резонансного уровня ε_r , как можно видеть из рис. 29b, при малых напряжениях линейно падает с напряжением V_{dc} . При этом значения ε_{rD} и ε_{rw} , определяемые по максимуму пропускания и максимуму волновой функции в яме, совпадают.

При приближении ε_r к дну зоны эмиттера значения ε_{rD} и ε_{rw} расходятся. Величина ε_{rw} (кривая 2) продолжает падать линейно с напряжением V_{dc} , проходя через нуль, и это состояние не дает прямого вклада в пропускание в области положительных энергий. Величина ε_{rD} (кривая 1), напротив, в области напряжений, при которых энергия резонансного уровня ε_{rw} оказывается ниже дна зоны проводимости эмиттера, начинает увеличиваться с ростом V_{dc} . В этой области напряжений пропускание $D(V_{dc})$ в максимуме полосы пропускания уменьшается по величине с ростом V_{dc} , и при $V_{dc} \approx 0.54$ В максимум в $D(\varepsilon)$ исчезает (максимум сливается с минимумом, образуется точка перегиба). Такое поведение является аналогом явления, рассмотренного в [96] при описании резонансных состояний в симметричных структурах, обусловленного взаимодействием локализованных состояний с состояниями непрерывного спектра (при некоторых параметрах структуры одновременно существуют локализованное состояние и состояние, соответствующее максимуму пропускания). В нашем случае сосуществуют состояния, одно из которых соответствует максимуму волновой функции в яме с энергией ниже дна зоны проводимости эмиттера, а другое - распространяющимся состоянием с положительной энергией. Как будет показано ниже, такое поведение приводит к особенностям высокочастотного отклика, поскольку в некотором интервале напряжений существуют два выделенных состояния, переходы между которыми могут приводить к возможности генерации на частоте $\varepsilon_{rD} - \varepsilon_{rw}$.

Как видно из рис. 29, область отрицательной дифференциальной проводимости (ОДС) начинается при напряжении $V_{dc} = V_3$ при этом величина $\varepsilon_r = 0.04$ эВ, т.е. составляет менее половины E_F , пропускание в максимуме ~ 0.5 и быстро падает с напряжением. С ростом напряжения вплоть до значений порядка V_c полуширина Γ кривых $D(\varepsilon)$ практически не изменяется (в нашем случае $\Gamma \sim 20$ мэВ), и область ОДС ВАХ формируется в результате конкуренции растущего с уменьшением ε_r вклада от функции плотности состояний (14) (при $T = 0$ $q \sim E_F - \varepsilon_r$) и падающего вклада от зависимости $D(V_{dc})$. В области $V_{dc} > V_c$ кривая $D(\varepsilon)$ сильно уширяется, становится асимметричной, величина Γ возрастает (см. кривая 5 на рис. 29с).

Стоит отметить особенность поведения электронной прозрачности РТД в постоянном электрическом поле. Как видно из рис. 29с, электронная прозрачность падает с ростом напряжения, причем наибольшая скорость изменения как раз соответствует области ОДС. Она уменьшается до значений порядка 0.2, при напряжении V_4 , соответствующем максимуму низкочастотного отклика, и далее медленно стремится к нулю при напряжениях выше 0.43 В, соответствующего пересечению резонансного уровня РТД с дном зоны проводимости в эмиттерной части структуры. В этой области напряжений уровень $\varepsilon_{rw} < 0$ (кривая 2 на рис. 29b) оказывается при энергиях, близких к состояниям непрерывного спектра, взаимодействие с которыми приводит к формированию размытой полосы электронного пропускания при $\varepsilon > 0$.

На рис. 30 представлены зависимости реальной части высокочастотной проводимости $\sigma'(\nu)$ от частоты при различных значениях постоянного напряжения V_{dc} в наиболее интересном с точки зрения высокочастотного отклика интервале напряжений в области ОДС. В рассчитанных кривых $\sigma'(\nu)$ заметно проявляются оба механизма усиления, как классический механизм усиления, определяющий высокочастотные свойства РТД в области низких частот с максимумом при нулевой частоте, так и квантовый механизм усиления, характеризующийся наличием заметного максимума в области высоких частот. Однако эта особенность выражена достаточно слабо из-за малой толщины барьеров и относительно большой квантовой ширины Γ резонансного уровня (порядка 20 мэВ), приводящих к размытию высокочастотного отклика как в области низких, так и в области высоких частот.

При низкой частоте поведение $\sigma'(V_{dc})$ точно соответствует зависимости производной dI/dV_{dc} статической проводимости от напряжения (см. рис. 29a). Максимум высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$ достигается при $V_{dc} = 0.42$ В, то есть вблизи максимума dI/dV_{dc} , и составляет $7.9 \cdot 10^6$ А/В см². Можно констатировать, что для данных РТД структур с большой шириной резонансного уровня (20 мэВ) реализуется в основном смешанный квантово-классический режим усиления с максимумом при низкой частоте.

При значениях V_{dc} выше 0.44 В проявляется квантовый режим с максимумом $|\sigma'|$ при конечной частоте. С ростом напряжения максимум смещается в высокочастотную область, значения в максимуме падают. Значительного увеличения высокочастотного отклика σ' в квантовом режиме по сравнению с классическим режимом в случае РТД структур с тонкими барьерами не происходит. Это объясняется в основном малой величиной электронной прозрачности при больших напряжениях. Таким образом, при использовании таких структур в широком диапазоне частот вплоть до терагерцовых интервал рабочих напряжений соответствует классическому режиму.

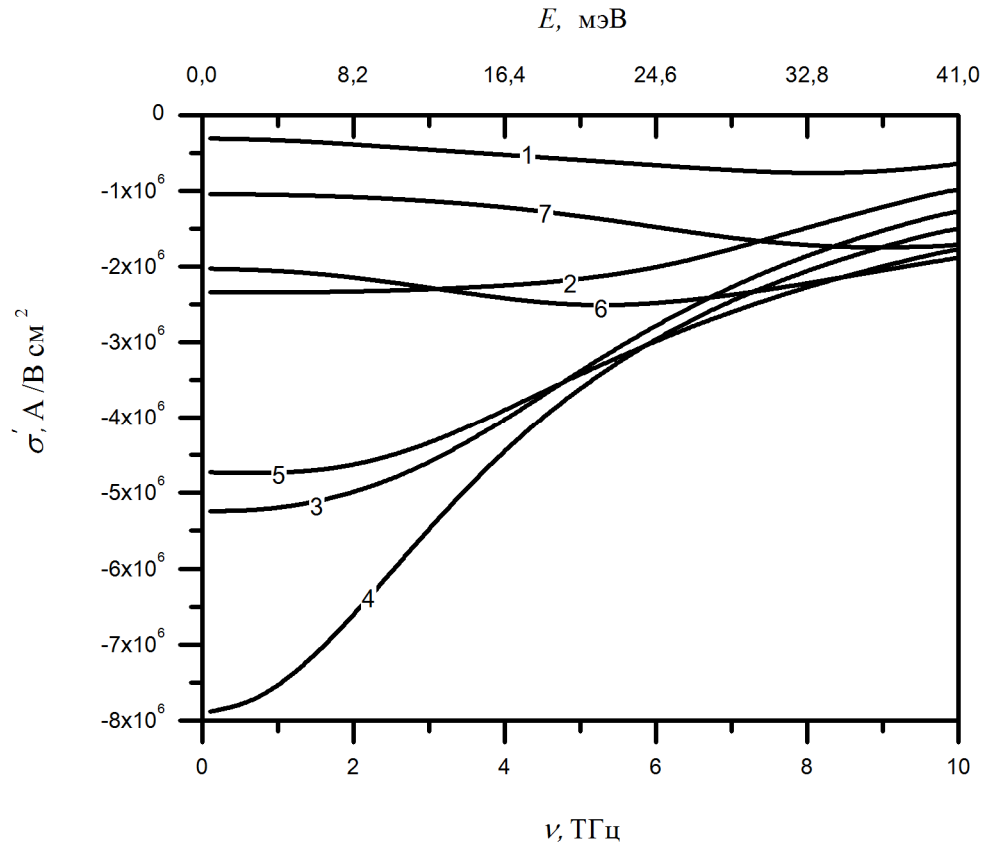


Рис. 30. Зависимости - реальной части высокочастотной проводимости σ' (высокочастотного отклика) от частоты ν при значениях постоянного напряжения V_{dc} : 1 – 0.36В; 2 – 0.38В; 3- 0.40В; 4 – 0.42В; 5 – 0.44В; 6 – 0.46В; 7 – 0.48В для РТД структуры 14/45/14 с фермиевским распределением электронов в эмиттере и коллекторе ($E_F = 100$ мэВ).

Следует отметить следующие особенности высокочастотного отклика: слабый максимум усиления ($\sigma' < 0$) имеется как при напряжениях V_{dc} , меньших значения $V_4 = 0.042$ В, соответствующего максимуму $|dI/dV_{dc}|$ (кривая 1 на рис. 30) (но в области ОДС), так и при напряжениях, больших V_4 (кривые 6 и 7 на рис. 30). Механизмы их формирования различны. В первом случае начальный рост $|\sigma'(\nu)|$ с частотой обусловлен быстрым уменьшением вклада от положительной волны парциального тока поляризации $j_a(\varepsilon)$ из-за близости энергии резонансного уровня к энергии дна зоны в эмиттере (см. рис. 31b). Во втором случае - ростом максимального значения отрицательной волны парциального тока поляризации $j_a(\varepsilon)$ при квантовом режиме (рис. 31d). Уменьшение $|\sigma'(\nu)|$ на высоких частотах в обоих случаях обусловлено падением $D(\varepsilon)$ с ростом ε и подавлением вклада при высоких энергиях фактором $q(\varepsilon)$.

4.2.1 Закономерности высокочастотного отклика в одноямных РТД в приближении моноэнергетического распределения электронов в эмиттере.

Для понимания характера зависимостей высокочастотной проводимости $\sigma'(v)$ и закономерностей высокочастотного отклика в реальных РТД с фермиевским распределением электронов в эмиттере полезно рассмотреть зависимости парциальных токов поляризации $j_a(\varepsilon)$ от энергии налетающего электрона (17). На рис. 31 представлены такие зависимости от энергии налетающего электрона, рассчитанные для РТД структуры (14/45/14) для набора напряжений V_{dc} при разных значениях частоты воздействия внешнего периодического электрического поля.

Как видно из приведенных данных, при нулевом смещении: $V_{dc} = 0$ (рис. 31а) зависимости $j_a(\varepsilon)$ близки к полученным приближенным методом [26, А6]. Высокочастотный отклик в зависимости от энергии ε моноэнергетических электронов в нулевом постоянном электрическом поле имеет вид хорошо выраженной полосы с шириной, определяемой шириной резонансного уровня (порядка 20 мэВ). Как и в приближенной теории при моноэнергетической инжекции электронов, в этом случае проявляется симметрия парциальных токов поляризации. В точке резонанса высокочастотный отклик равен нулю (при низких частотах), а при сдвиге от резонанса в сторону больших или меньших энергий на одну и ту же величину $\delta = |\varepsilon - \varepsilon_r|$, высокочастотный отклик в максимумах усиления ($j_a < 0$) и поглощения ($j_a > 0$) оказывается одинаковым по абсолютной величине, но при этом изменяет свой знак.

Поскольку функция $q(\varepsilon)$ является убывающей, то в суммарном отклике преобладающим оказывается вклад низкоэнергетической части и σ' оказывается положительной. Это оказывается справедливым во всей области $V < V_3$ (т.е. вне ОДС) Обусловленный симметрией эффект компенсации сигналов усиления и поглощения в случае реальных РТД с фермиевским распределением электронов в эмиттере значительно снижает величину результирующего отклика и в области ОДС.

При наложении стационарного электрического поля $V_{dc} \neq 0$, с ростом V_{dc} наблюдаются отличия от [26, А6]. Учет постоянного электрического поля приводит к кардинальному изменению симметрии высокочастотного отклика, изменению соотношения величин высокочастотного отклика в положительной и отрицательной ветвях $j_a(\varepsilon)$. Величина высокочастотного отклика $j_a(\varepsilon_r)$ в точке резонанса при энергии, равной энергии ε_r (обозначена вертикальной пунктирной линией) при учете постоянного электрического поля оказывается отличной от нуля и отрицательной. С ростом постоянного напряжения симметрия положительного и отрицательного откликов нарушается. С увеличением V_{dc} абсолютная величина отрицательного отклика (усиление) уменьшается, однако еще более быстрыми темпами уменьшается величина положительного отклика (поглощение). В итоге это приводит к

росту результирующей интегральной величины $|\sigma'|$ по мере приближения напряжения V_{dc} к значению $V_{dc}=0.42$ В, соответствующему минимуму производной тока по напряжению в статической ВАХ (см. рис. 29а).

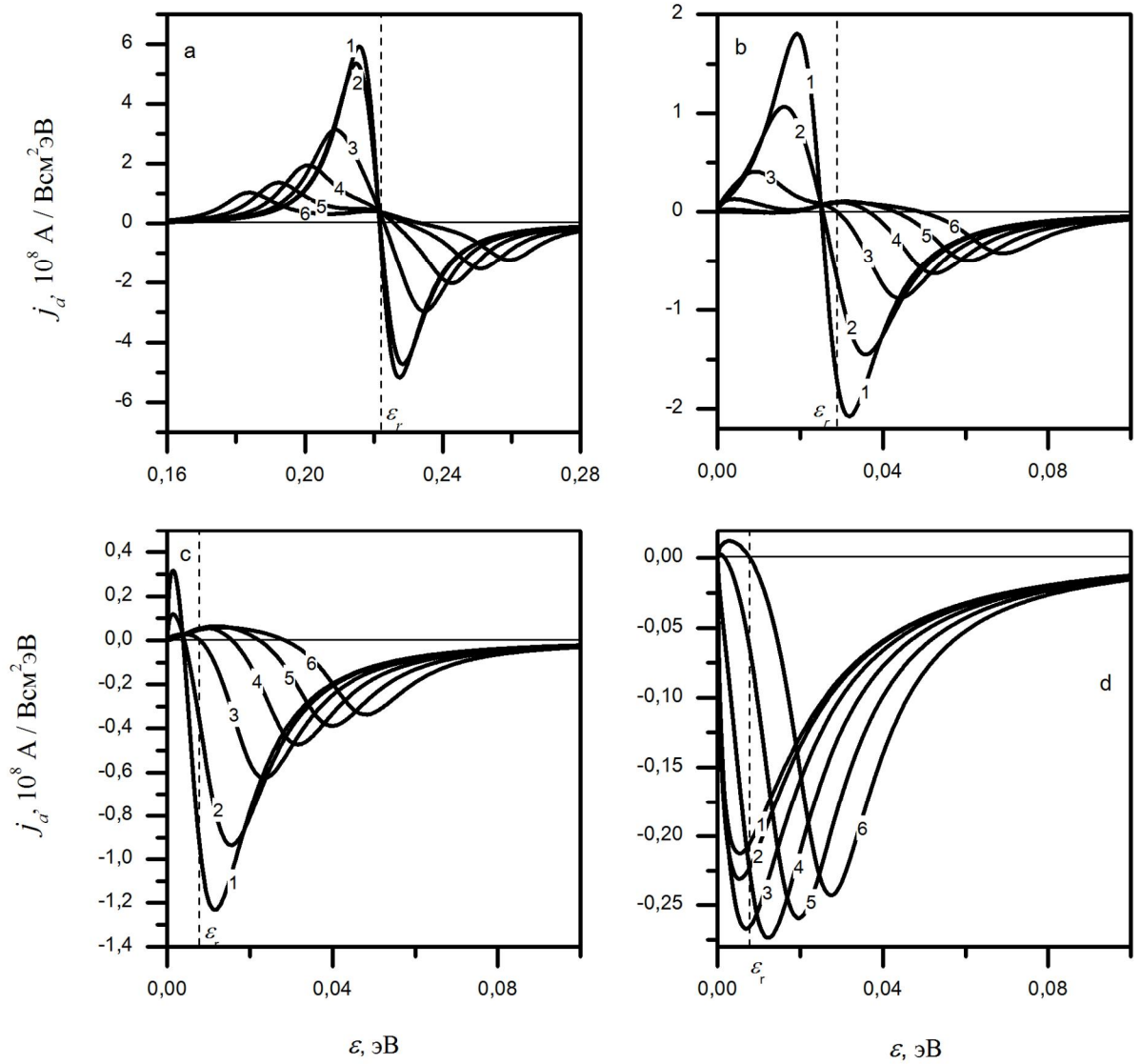


Рис. 31. Зависимости парциального тока поляризации $j_d(\epsilon)$ от энергии электрона, поступающего в РТД из эмиттера, рассчитанные при частотах переменного поля ν : 1 – 0.01 ТГц; 2 – 2 ТГц; 3 – 4 ТГц; 4 – 6 ТГц; 5 – 8 ТГц; 6 – 10 ТГц для значений постоянного электрического напряжения V_{dc} : а – 0 В; б – 0.38 В, в – 0.42 В; д – 0.46 В для РТД структуры 14/45/14.

Выявленные изменения напрямую связаны с падением электронной прозрачности при увеличении прикладываемого к РТД постоянного напряжения. Несовпадение нуля высокочастотного отклика $j_d(\epsilon)$ с положением максимума электронного пропускания легко понять, анализируя ситуацию низкочастотного предела. В этом случае высокочастотный ток

$j_a(\varepsilon)$ определяется производной электронного пропускания по напряжению $j_a \sim dD/dV_{dc}$. Легко видеть, что при $\varepsilon = \varepsilon_r$ эта производная не равна нулю и отрицательна, а зависимость $D(V_{dc})$ при $\varepsilon = \varepsilon_r$ представляет собой кривую с максимумом (аналогично $D(\varepsilon)$ при заданном V_{ac}). Поэтому ее производная по V_{dc} , очевидно, имеет вид кривой с близко расположенными максимумом и минимумом, положение которых определяется квантовой шириной квазиуровня, а величина в экстремуме - значением электронного пропускания в максимуме. Эти рассуждения позволяют понять поведение высокочастотного отклика $j_a(\varepsilon)$: основным фактором является характер изменения электронного пропускания в зависимости от приложенного электрического напряжения. При $V_{dc}=0,46$ В положительный отклик практически подавлен, а амплитуда отрицательного отклика имеет максимум по частоте 5 ТГц, что и определяет механизм формирования максимума усиления $|\sigma'(v)|$ при той же частоте (см. рис. 30). Амплитуды отрицательной полуволны $j_a(\varepsilon)$ слабо изменяются с v , что объясняет большую ширину этого максимума. Как следует из (17), дополнительным фактором, приводящим к падению $|\sigma'|$ с частотой, является уменьшение вклада $j_a(\varepsilon)$ при больших энергиях за счет изменения величины $q(\varepsilon)$, которая является убывающей функцией энергии.

При обсуждении симметричных свойств высокочастотного отклика РТД в постоянном электрическом поле, необходимо рассмотреть эффекты, возникающих при прохождении резонансным уровнем РТД дна зоны проводимости эмиттера. С ростом постоянного напряжения в условиях, когда резонансный уровень оказывается ниже дна зоны проводимости эмиттера, естественно ожидать исчезновения полосы электронного пропускания. Расчеты показывают, однако, что этого не происходит. Полоса пропускания в этих условиях не только не исчезает, но напротив, после пересечения резонансным уровнем дна зоны эмиттера начинает смещаться в сторону больших энергий вплоть до энергий порядка 50 мэВ (кривая 1 на рис. 29b), сильно расширяясь и ослабевая по интенсивности (кривая 5 на рис. 29c). В высокочастотном отклике такое поведение электронного пропускания при напряжении $V > V_c$ проявляется в формировании соответствующей полосы усиления, максимум которой сдвигается с ростом частоты в сторону больших энергий (кривые 1-6 на рис. 31d), абсолютное значение в максимуме достигает экстремума при некоторой частоте (кривая 4 на рис. 31d), чего не наблюдается при напряжениях $V < V_4$ (кривые на рис. 31 а, b и c).

На рис. 32 приведены значения энергетического положения положительного и отрицательного экстремумов высокочастотного отклика $j_a(\varepsilon)$ ($\varepsilon_{ext} = \varepsilon_+$ и ε_-) и величины модуля высокочастотного отклика в этих экстремумах ($|j_a^{ext}(v)| = j_+$ и j_-) в зависимости от частоты v при двух напряжениях $V_{dc}=0.40$ В и 0.46 В. В обоих случаях при больших частотах v

наблюдается линейный ход: $\varepsilon_{ext}(h\nu) = \varepsilon_r + h\nu$, т.е. реализуется «квантовый» режим усиления. Величина ε_r при этом имеет смысл энергии конечного электронного состояния, в которое при формировании высокочастотного отклика осуществляется электронный переход из состояния с энергией ε . При напряжении $V_{dc} = 0.4$ В величина $\varepsilon_r = 17.3$ мэВ положительна и близка к значению, соответствующему максимуму электронного пропускания ($\varepsilon_{rD} = 18.4$ мэВ). Конечный квазиуровень перехода в этой ситуации располагается по энергии выше дна зоны проводимости в эмиттере.

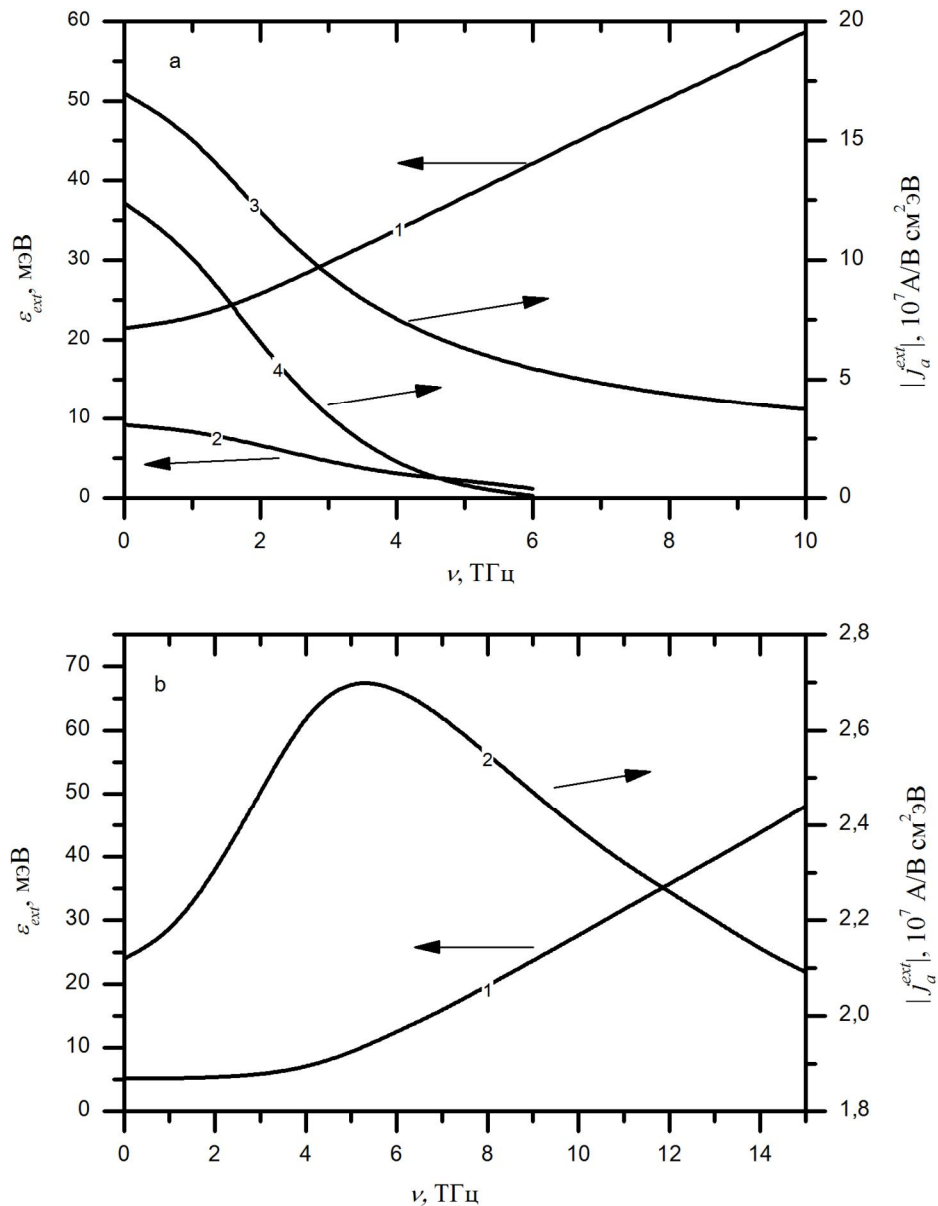


Рис. 32. Зависимости положения экстремумов ε_{ext} и экстремальных значений активного тока $|j_a|$ от частоты высокочастотного поля ν , рассчитанные при напряжениях V_{dc} 0.40 В (а) и 0.46 В (б) для РТД структуры 14/45/14.

В случае же $V_{dc} = 0.46$ В значение $\varepsilon_r = -13.9$ мэВ отрицательно, т.е. электронный переход осуществляется на квазиуровень ε_r , который оказывается ниже дна зоны в эмиттере (кривая 2 на рис. 29b). В этом случае уровень ε_r попадает в область энергий, близких к распространяющимся состояниям непрерывного спектра, взаимодействие с которыми приводит к образованию размытой полосы электронного пропускания, причем положение максимума растет с ростом напряжения (см. рис. 29a).

В области малых частот при обоих напряжениях $V_{dc} = 0.4$ В и $V_{dc} = 0.46$ В наблюдается отклонение от линейной зависимости $\varepsilon_{ext}(\nu)$ (рис. 32), что соответствует переходу от «квантового» к классическому режиму усиления в РТД. Эта граница определяется шириной квазиуровня Γ и приходится на энергии фотонов порядка 10-20 мэВ. Классический режим усиления реализуется при энергиях $h\nu$, не превышающих ширины резонансного уровня Γ , при этом положение экстремумов отклика j_a почти не меняется с частотой. Поскольку ширина Γ полосы электронной прозрачности при $V_{dc} = 0.46$ В ($\Gamma \approx 30$ мэВ) намного больше ширины полосы электронной прозрачности при $V_{dc} = 0.40$ В ($\Gamma = 20$ мэВ) (см. рис. 29c), область классичности в случае $V_{dc} = 0.46$ В существенно шире. При $V_{dc} = 0.40$ В (рис. 32a) кривые частотной зависимости высокочастотного отклика в экстремумах $j_{ext}(h\nu)$ монотонно убывающие, что приводит также к монотонности зависимостей высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$. В случае же $V_{dc} = 0.46$ В (рис. 32b) кривая зависимости $j_{ext}(h\nu)$ имеет явно выраженный максимум при $\nu = 5.3$ ТГц, соответствующий максимуму пропускания $D(\varepsilon)$ при $\varepsilon = 9.75$ мэВ. Это объясняет причину формирования максимума высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$ в районе 5 ТГц при напряжении $V_{dc} = 0.46$ В.

4.2.2 Зависимость высокочастотных характеристик одноямных РТД от параметров структуры.

В работе были выполнены расчеты высокочастотного отклика в РТД с фермиевским распределением электронов в эмиттере для различных ширин барьеров. Увеличение ширины барьера приводит к сужению резонансного уровня, и, как следствие, к уменьшению величины статического тока в пике ВАХ (это уменьшает и величину высокочастотного отклика $|\sigma'|$). Но, наряду с этим, ВАХ в области ОДС становится более крутой, производная dI/dV_{dc} растет, что ведет к увеличению $|\sigma'|$. Общий характер зависимостей $\sigma'(\nu)$ остается во всех случаях примерно таким же, как в случае рассмотренной выше РТД структуре 14/45/14 (рис. 30). Также уменьшение ширины Γ приводит к быстрому уменьшению величины $|\sigma'|$ с частотой в классической области, а также к более яркому проявлению «квантового» режима и его смещению в низкочастотную сторону.

Например, для РТД с барьерами 20Å ширина резонансного уровня Γ составляет 7 мэВ, для 25Å – 2.5 мэВ (для барьеров 14Å величина $\Gamma \approx 20$ мэВ). В результате значение пикового тока для структуры 14/45/14Å более чем втрое превышает соответствующее значение для структуры 20/45/20Å и в 9 раз для 25/45/25Å. Различия же в максимальных значениях $|\sigma'|$ оказываются значительно меньшими $7.9 \cdot 10^6$, $4.5 \cdot 10^6$ и $2.2 \cdot 10^6$ А/В см².

Увеличение толщины коллекторного барьера, как показывают расчеты, приводит к тому, что максимум электронного пропускания $D(\varepsilon)$ достигается не при нулевом, а при конечном смещении. Это приводит к смещению положения пика ВАХ в сторону более высоких напряжений, увеличению тока в пике (из-за большего значения пропускания) и сужению области ОДС. Для примера проведем сравнение двух РТД структур с одинаковой суммарной толщиной барьеров 25/45/25Å и 20/45/30Å. В то время как для симметричной структуры пиковому току соответствует состояние с максимумом электронного пропускания равным 0.4, в РТД структуре 20/45/30Å с большей шириной коллекторного барьера максимум электронного пропускания в пике ВАХ оказывается порядка единицы. Параметр Γ при этом меняется незначительно (2.5 и 1.7 мэВ). В результате плотность тока в максимуме для симметричной структуры ($0.6 \cdot 10^5$ А/см²) оказывается вдвое ниже, чем для асимметричной ($1.2 \cdot 10^5$ А/см²), производные же статической ВАХ dI/dV_{dc} отличаются в три раза ($2.5 \cdot 10^6$ и $7.6 \cdot 10^6$ А/В см²).

На рис. 33 представлены зависимости действительной части высокочастотной проводимости для рассмотренных выше структур 25/45/25Å и 20/45/30Å. Кривые 4 соответствуют напряжению, при котором производная dI/dV_{dc} максимальна. Общий характер зависимостей оказывается достаточно близким для обеих структур. Спад $|\sigma'|$ для асимметричной структуры оказывается более резким, абсолютные значения при низких частотах больше в три раза, при высоких – в два. Таким образом, асимметричные структуры оказываются более эффективными. Сопоставление кривых на рис. 30 и рис. 33 показывает, что при низких частотах величина отклика для структуры 20/45/30Å оказывается такой же как для структуры 14/45/14Å, хотя значение тока в максимуме для последней почти в пять раз выше. Другой характерной особенностью структур с широкими барьерами является более явное проявление максимумов $|\sigma'|$, соответствующих квантовому режиму, при конечной частоте для напряжений как выше, так и ниже V_4 . Тем не менее, и в этом случае, значительного преимущества, по сравнению со случаем $V_{dc} = V_4$ этот режим не дает. В результате структуры с узкими барьерами оказываются предпочтительными в силу более медленного спада $|\sigma'|$ с частотой.

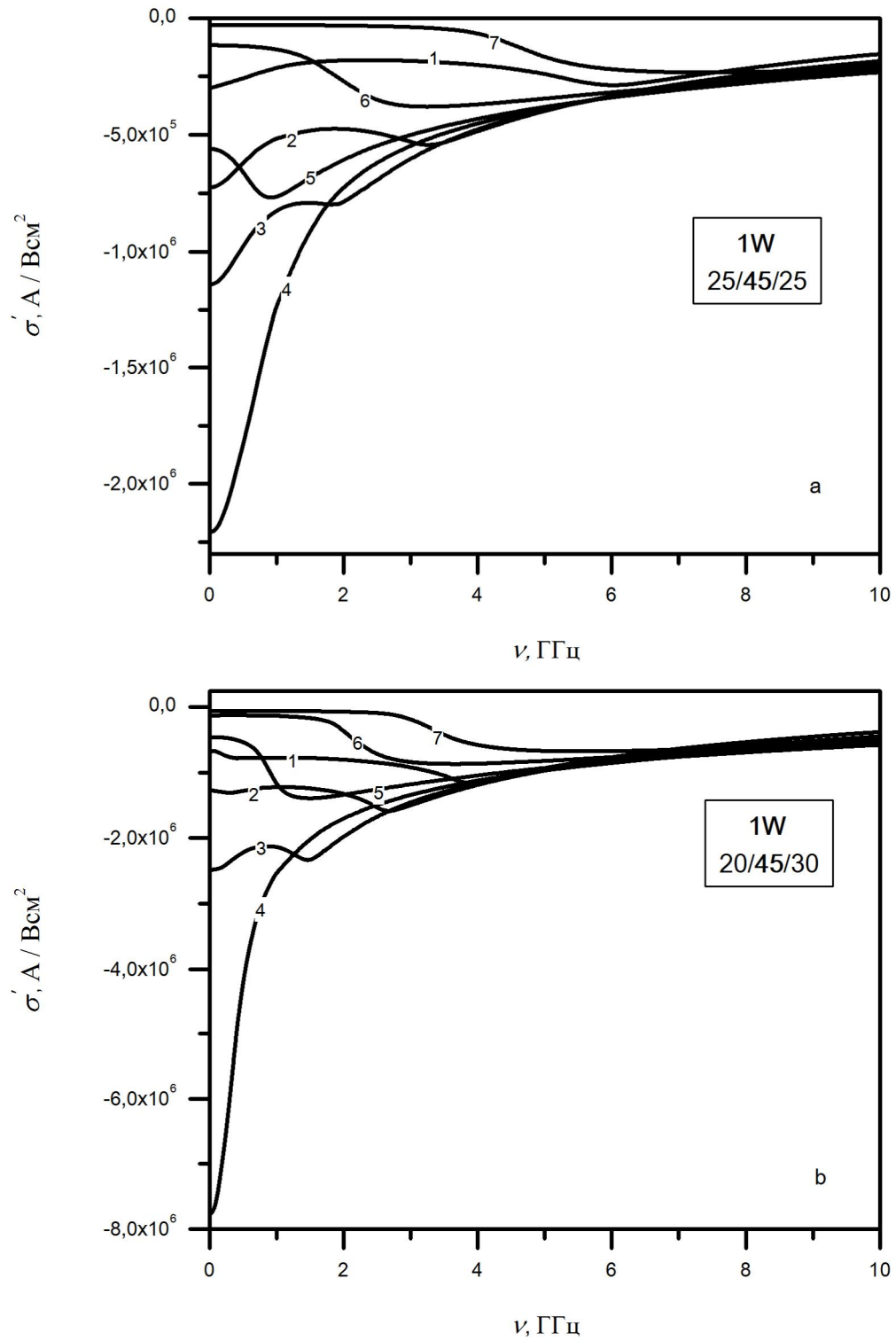


Рис. 33. Зависимости реальной части высокочастотной проводимости σ' от частоты при значениях постоянного напряжения V_{dc} в области ОДС а) симметричная структура 25/45/25 для V_{dc} : 1 – 0.40В; 2 – 0.42В; 3- 0.43В; 4 – 0.44В; 5 – 0.45В; 6 – 0.46В; 7 – 0.48В; б) асимметричная структура 20/45/30 для V_{dc} : 1 – 0.46В; 2 – 0.47В; 3- 0.48В; 4 – 0.49В; 5 – 0.50В; 6 – 0.51В; 7 – 0.52В. $E_F = 100$ мэВ.

Выполненные при различных значениях энергии Ферми расчеты показывают, что во всем диапазоне частот увеличение энергии Ферми приводит к росту высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$. Например, в случае РТД структуры 14/45/14Å при изменении энергии Ферми от $E_F = 0.1$ до 0.2 эВ для напряжений, соответствующих, как классическому ($V_{dc} = 0.42$ В), так и квантовому ($V_{dc} = 0.50$ В) режимам, величина σ' увеличивается более чем вдвое. При этом положение минимума $\sigma'(\nu)$ по частоте для квантового режима практически не изменяется. Таким образом, для работы в терагерцовом диапазоне частот следует выбирать по возможности большую концентрацию примеси в контактных областях. Оптимальными являются напряжения в области максимума производной dI/dV_{dc} статической вольт-амперной характеристики.

§4.3 Закономерности высокочастотного отклика двухъямных РТД структур и возможности перестраиваемого узкополосного усиления в диапазоне ТГц частот

Проведенный в настоящей работе анализ высокочастотных свойств РТД с двумя квантовыми ямами обусловлен не только большим числом степеней свободы и возрастанием функциональных возможностей. В таких структурах, как показано в работах [29, А6], можно ожидать существенного возрастания величины высокочастотного отклика и ряда новых эффектов, делающих их особенно перспективными для создания генераторов ТГц диапазона. Основной особенностью таких структур является наличие двух близких по энергии резонансных состояний $\epsilon_{r1,2}$, что приводит к резонансному по частоте отклику. Расстояние между этими резонансами можно изменять изменением ширины среднего барьера, т.е. конструкцию можно оптимизировать под конкретную частоту генерации. В таких системах максимум статической ВАХ наблюдается при напряжении, соответствующем резонансу уровней при условии, что уровень Ферми в эмиттере лежит по энергии выше. При выборе конфигурации двухъямной РТД будем исходить из возможностей использования таких структур в диапазоне терагерцовых частот. Допустимые ширины квантовых ям фактически определяются величиной уровня Ферми: при нулевом напряжении положение резонансных уровней не должно существенно превосходить E_F . При $E_F = 50$ мэВ таким требованиям удовлетворяют ямы с ширинами порядка 100Å. Предварительный выбор параметров двухъямных РТД структур основывался на анализе статических вольт-амперных характеристик. Поскольку в таких РТД структурах, как показано в работе [А6], возможен режим узкополосного усиления в области ТГц частот с плавной перестройкой частоты изучение закономерностей высокочастотного отклика в таких структурах на основе теории, учитывающей влияние постоянного электрического поля, представляется особенно актуальным.

В качестве объектов для анализа выбраны двухъямные РТД структуры с параметрами, оптимальными с точки зрения их использования в диапазоне ТГц частот. Для достижения наибольшей плотности тока и высокочастотного отклика необходимо использовать структуры с минимальной шириной барьеров. В качестве основной выбрана РТД структура 12/120/20/90/12Å. Расчеты проводились для энергии Ферми электронов в эмиттере $E_F = 50$ мэВ.

Наглядной иллюстрацией поведения резонансов могут служить зависимости величины энергии резонансных уровней от прикладываемого к РТД постоянного напряжения $\varepsilon_r(V_{dc})$. Пример такой диаграммы для структуры 12/120/20/90/12Å представлен на рис. 34а, на вставке – схема структуры. Положение резонансов определяется по положению максимумов зависимости пропускания от энергии $D(\varepsilon)$. Во всем диапазоне напряжений функция электронного пропускания $D(\varepsilon)$ имеет вид двугорбой кривой с двумя максимумами (кривые 1 и 2) и одним минимумом (кривая 3). Как следует из рис.34а, резонанс уровней достигается при $V_{dc} \sim 0.060$ В с энергиями ниже уровня Ферми эмиттера, при этом минимальное расстояние $\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1}$ между ними составляет 3.7 мэВ. Величина Γ для каждого из квазиуровней ~ 1.0 мэВ. Пунктиром (кривые 6 и 7) на рис. 34а изображены зависимости пропускания в максимуме $D(\varepsilon)$ от напряжения - $D_{max}(V_{dc})$. Линия 6 соответствует первому квазиуровню, 7 – второму. При $V_{dc} = 0$ система является несимметричной и электронное пропускание в максимумах оказывается малым. С ростом напряжения система симметризуется (как и в случае двухбарьерной структуры с большей шириной коллекторного барьера), пропускание для каждого квазиуровня растет и при некотором V_{dc} становится единичным, причем вначале этого значения достигает пропускание на первом уровне, затем на втором. В точке антикроссинга уровней величина электронного пропускания для каждого из уровней оказывается одинаковой и отличной от единицы. Расчеты ВАХ (кривая 1 на рис. 35) показывают, что с точки зрения протекания стационарного тока при таких напряжениях система ведет себя как обладающая одним квазиуровнем с большой шириной, положение максимума тока совпадает с напряжением, соответствующим антикроссингу уровней.

Величина $\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1}$, в основном определяется шириной среднего разделительного барьера и, казалось бы, увеличивая ее можно уменьшить $\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1}$. Однако оказывается, что это не так. Как показано в работе [96] для симметричных трехбарьерных структур возможно явление коллапса резонансов, когда при изменении какого либо параметра два резонанса единичной прозрачности сливаются в один с прозрачностью меньше единицы. На рис. 34b и 34с, представлены диаграммы $\varepsilon_r(V_{dc})$ и $D_{max}(V_{dc})$ для структур 12/120/30/90/12Å и 12/120/35/90/12Å, аналогичных предыдущей, но с большими ширинами среднего барьера. Видно, что в некотором интервале напряжений наблюдается только один максимум пропускания $D(\varepsilon)$.

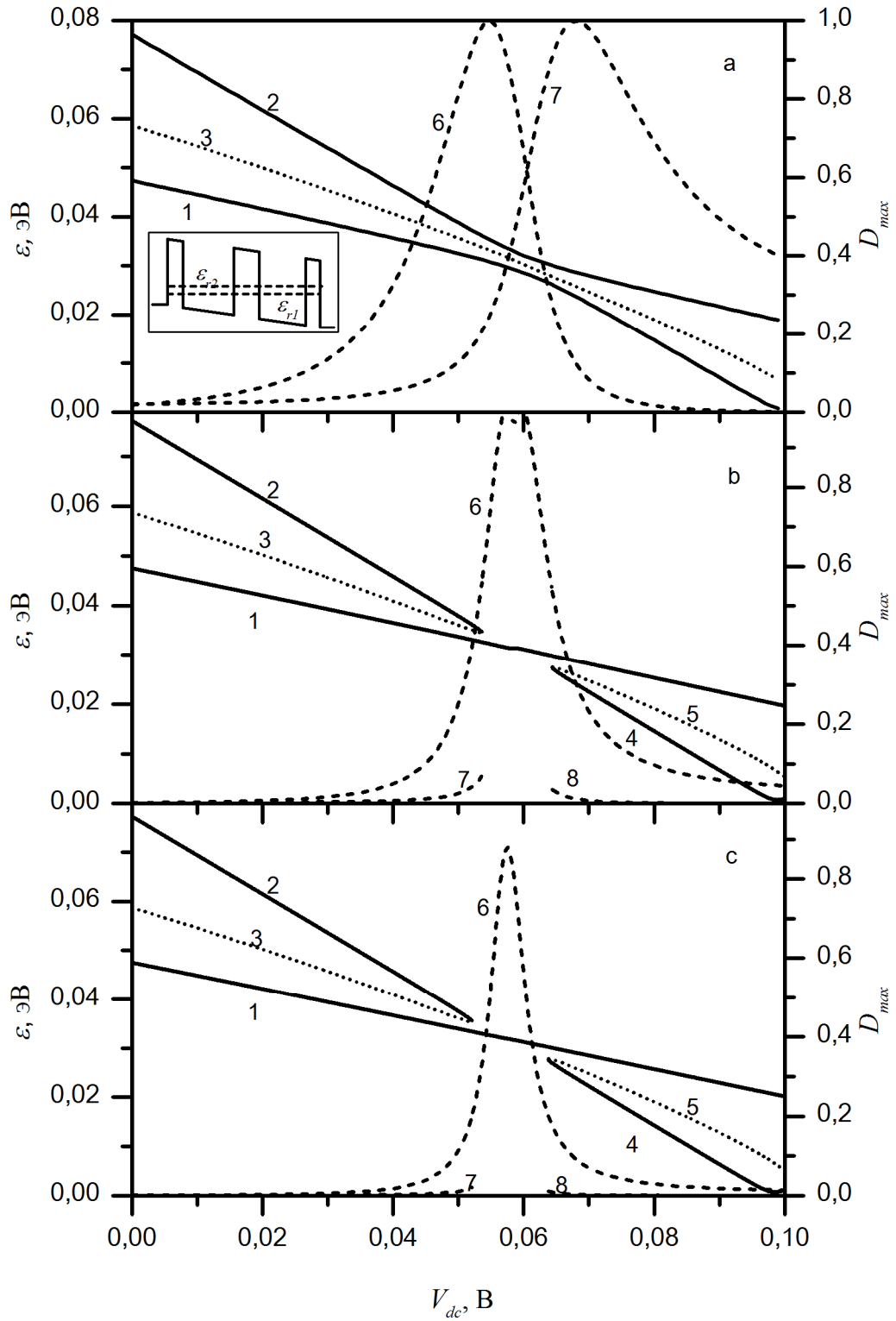


Рис. 34. Зависимость положения максимумов ϵ_{max} (кривые 1, 2, 4) и минимумов ϵ_{min} (кривые 3, 5) электронного пропускания $D(\epsilon)$ и пропускания в максимуме D_{max} от напряжения V_{dc} (кривые 6, 7, 8) для двухямных РТД структур: а) 12/120/20/90/12Å, б) 12/120/30/90/12Å, с) 12/120/35/90/12Å. Энергия Ферми $E_F = 50$ мэВ.

Исчезновение одного из максимумов происходит за счет слияния менее интенсивной полосы электронной прозрачности с более интенсивной полосой, что приводит к формированию точки перегиба в суммарной зависимости пропускания. Величина Γ для каждого из резонансов при напряжениях, когда проявляются два максимума $D(\varepsilon)$ в РТД структуре с барьером в 30Å и 35Å, порядка 0.5 мэВ, а расстояние между максимумами в точках коллапса ~ 2.5 мэВ.

Как видно из рис. 34b,c, увеличение ширины барьера вначале приводит к сближению напряжений, при которых пропускание в максимуме оказывается единичным (кривая 6 на рис. 34b). Затем в кривой электронного пропускания $D_{\max}(V_{dc})$ остается только один максимум, но величина электронного пропускания в максимуме оказывается меньше единицы (кривая 6 на рис. 34c). Последняя особенность обусловлена взаимодействием резонансов. В этом отношении трехбарьерная структура принципиально отличается от двухбарьерной с асимметричными барьерами, в которой пропускание в максимуме с ростом напряжения достигает единицы. Принципиальным является также то, что этот эффект делает невозможным достижение энергетического расстояния между квазиуровнями в трехбарьерных РТД меньше некоторого предельного. Далее будет показано, что с точки зрения отклика на переменное поле такая система обладает рядом особенностей. Отметим, что плотность тока в максимумах ВАХ в рассмотренных структурах порядка $3.1 \cdot 10^4$ А/см², $1.9 \cdot 10^4$ А/см² и $1.0 \cdot 10^4$ А/см² (рис. 35).

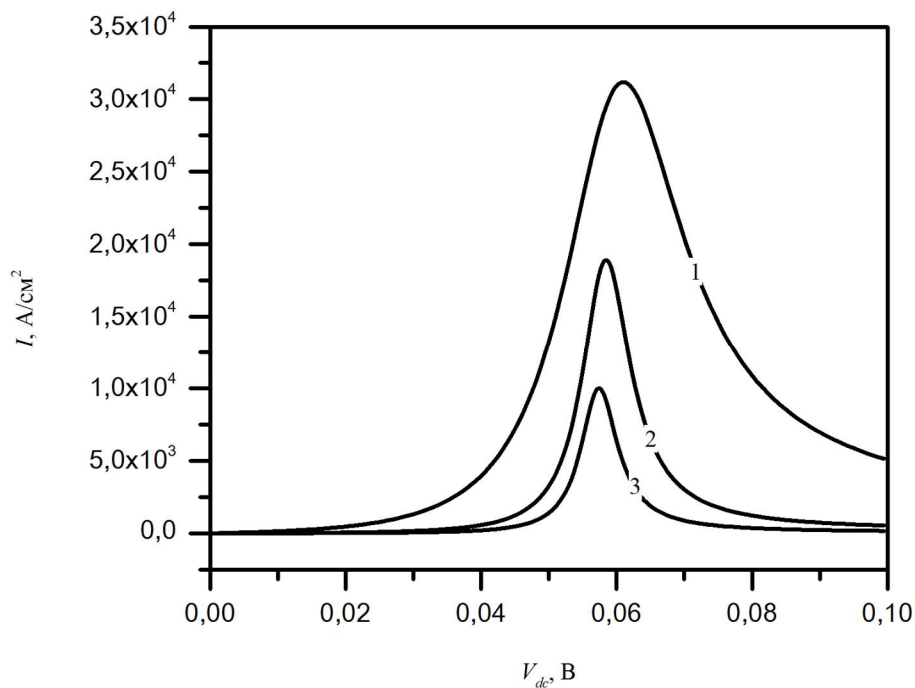


Рис. 35. Рассчитанные вольт-амперные характеристики двухъямных РТД структур: 1 - 12/120/20/90/12Å, 2 - 12/120/30/90/12Å, 3 - 12/120/35/90/12Å.

Вычисление высокочастотного отклика на внешнее периодическое переменное электрическое поле, то есть действительной части высокочастотной проводимости $\sigma'(\nu)$, в случае двухямных РТД структур проводилось аналогично произведенному выше для одноямных РТД структур. На рис. 36 представлены зависимости действительной части проводимости от частоты для двух РТД структур 12/120/20/90/12Å (рис. 36a) и 12/120/35/90/12Å (рис. 36b), рассчитанные при нескольких напряжениях стационарного электрического поля, соответствующих области отрицательного дифференциального сопротивления ВАХ. Отрицательные значения высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$ соответствуют усилению приложенного СВЧ переменного электрического поля.

Поведение высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$ в двухямных РТД структурах, как видно из рис. 36, кардинальным образом отличается от поведения высокочастотного отклика в случае одноямных РТД структур. Главной особенностью является то, что в отличие от одноямных РТД максимальные значения высокочастотного отклика в двухямных РТД наблюдаются не в области низких частот, что характерно для одноямных РТД, а при высоких частотах, соответствующих терагерцовому диапазону (частоты 0.7 – 3.0 ТГц, энергия квантов СВЧ поля 3 - 10 мэВ). Эта закономерность обусловлена тем, что преобладающими в случае двухямных РТД оказываются электронные переходы между двумя резонансными квазиуровнями в РТД. В этой ситуации реализуется двойной резонанс, при котором энергия электронов в эмиттере РТД оказывается близкой к энергии уровня размерного квантования первой ямы РТД, а энергия квантов СВЧ излучения в точности равна энергетическому расстоянию между резонансными квазиуровнями. При таком резонансном механизме взаимодействия электромагнитной волны с РТД с участием непрямых электронных переходов между резонансными уровнями, как показывают расчеты, эффект высокочастотного усиления существенно превосходит по интенсивности классический режим усиления на низких частотах.

Участие электронных переходов между уровнями размерного квантования оказывается решающим, как с точки зрения особенностей резонансного туннелирования, так и в плане формирования процессов взаимодействия электромагнитной волны с РТД [29, А6]. В итоге, как видно из рис. 36a, высокочастотное усиление в области терагерцовых частот 0.7 – 3 ТГц в случае двухямных РТД определяется не усилением на склоне спадающей кривой усиления со слабо выраженными особенностями, как в случае одноямных РТД, а селективным усилением с хорошо выраженным максимумом. Из этих же данных видно, что частота усиления в максимуме в таких РТД плавно смещается по мере увеличения напряжения на РТД и таким образом может перестраиваться в довольно широких пределах при варьировании стационарного электрического напряжения, приложенного к РТД.

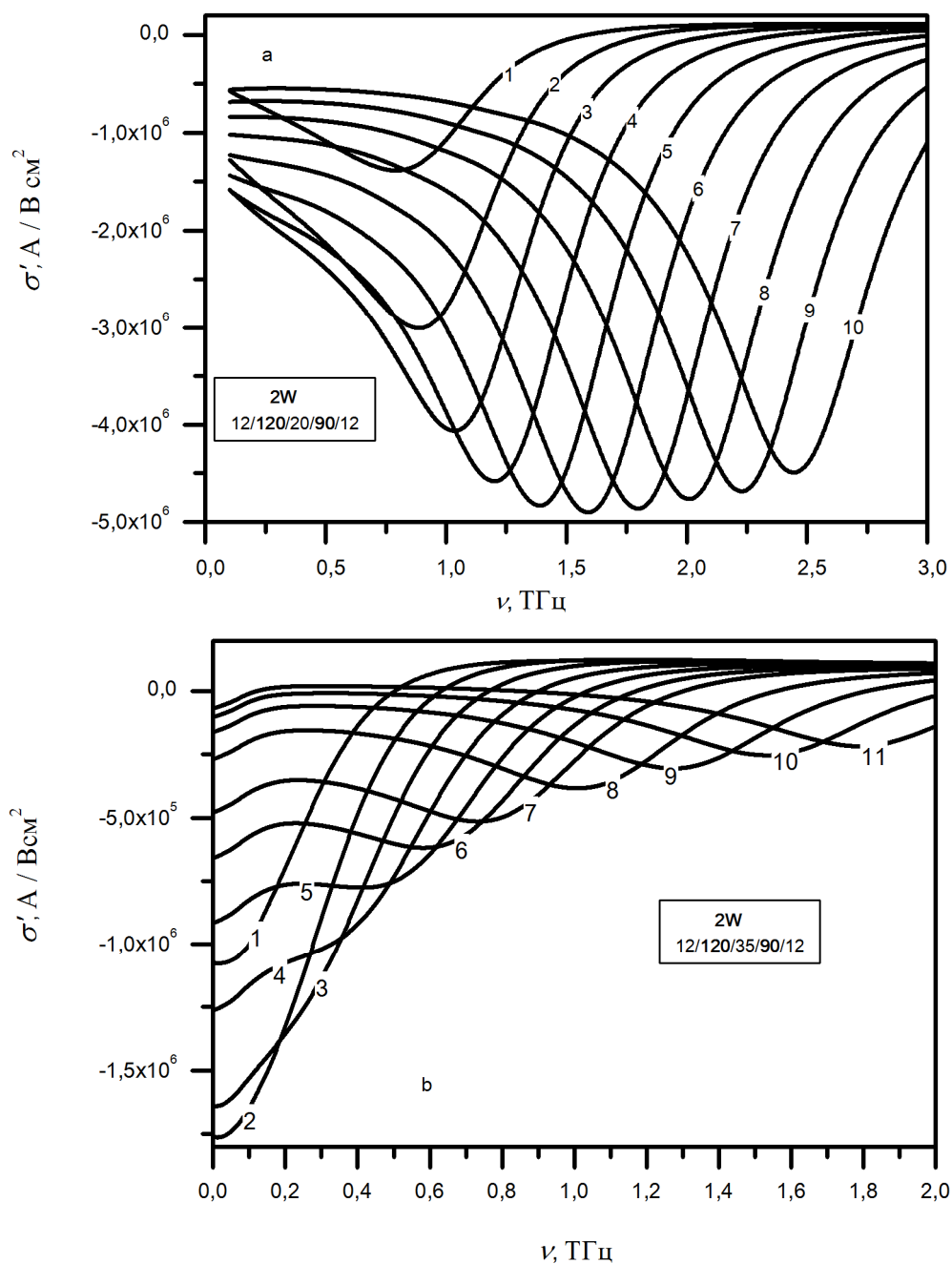


Рис. 36. Зависимости реальной части высокочастотной проводимости σ' от частоты ν для двух РТД структур: а) 12/120/20/90/12Å, б) 12/120/35/90/12Å, рассчитанные при различных значениях постоянного напряжения V_{dc} : а) 1 – 0.062 В, 2 – 0.064 В, 3 – 0.066 В, 4 – 0.068 В, 5 – 0.070 В, 6 – 0.072 В, 7 – 0.074 В, 8 – 0.076 В, 9 – 0.078 В, 10 – 0.080 В и б) 1 – 0.058 В, 2 – 0.059 В, 3 – 0.060 В, 4 – 0.061 В, 5 – 0.062 В, 6 – 0.063 В, 7 – 0.064 В, 8 – 0.066 В, 9 – 0.068 В, 10 – 0.070 В, 11 – 0.072 В. Энергия Ферми $E_F = 50 \text{ мэВ}$.

4.3.1 Зависимость высокочастотных характеристик двухъямных РТД от параметров структуры.

Все описанные выше закономерности выражены достаточно хорошо в случае РТД структуры 12/120/20/90/12Å, с разделительным барьером в 20Å. Эти структуры во всем диапазоне напряжений V_{dc} являются истинно «двухуровневыми» (см.рис. 36а). Для отклика характерны сравнительно низкие значения σ' (по сравнению с рассмотренными ранее одноямными РТД) при низких частотах, что обусловлено относительно большой суммарной шириной барьеров. Зависимость σ' от V_{dc} при этом соответствует dI/dV_{dc} . Значение $h\nu$, соответствующее максимуму $|\sigma'(\nu)|$, близко к величине $\varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1}$. Максимум полосы усиления смещается с ростом прикладываемого к РТД структуре постоянного напряжения. Подавленность отклика при низких частотах является положительным моментом, так как позволяет отсекаать паразитное низкочастотное возбуждение системы. Дополнительным преимуществом таких систем являются сравнительно малая ширина полосы усиления и возможность управления максимальной частотой усиления в области субтерагерцовых и терагерцовых частот посредством варьирования напряжения на РТД. Эти особенности могут послужить основой для создания перестраиваемых по частоте генераторов терагерцового излучения.

Несколько иной характер особенностей высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$ в РТД имеет место в случае РТД структуры 12/120/35/90/12Å (рис. 36b). В некотором интервале напряжений 0.058 – 0.061 В, соответствующих области «коллапса» резонансов, система ведет себя как одноямная (одноуровневая). Наибольший отклик наблюдается в области низких частот, и величина $|\sigma'|$ монотонно падает с частотой. При достижении V_{dc} некоторого критического значения $V_{dc} \geq 0.062$ В вновь проявляются два квазиуровня, и поведение высокочастотного отклика $\sigma'(\nu)$ становится таким же, как и в случае РТД структуры 12/120/20/90/12Å. Меньшее значение величины высокочастотного отклика $|\sigma'|$ в максимуме усиления по сравнению со структурой 12/120/20/90/12Å является следствием меньшего значения тока в пике ВАХ из-за большей ширины среднего барьера и более быстрого падения электронного пропускания для второго квазиуровня с напряжением. Таким образом, исследование частотной зависимости высокочастотного отклика на внешнее высокочастотное переменное поле позволяет в случае двухъямных РТД обнаружить новое физическое явление: коллапс резонансов в открытой системе.

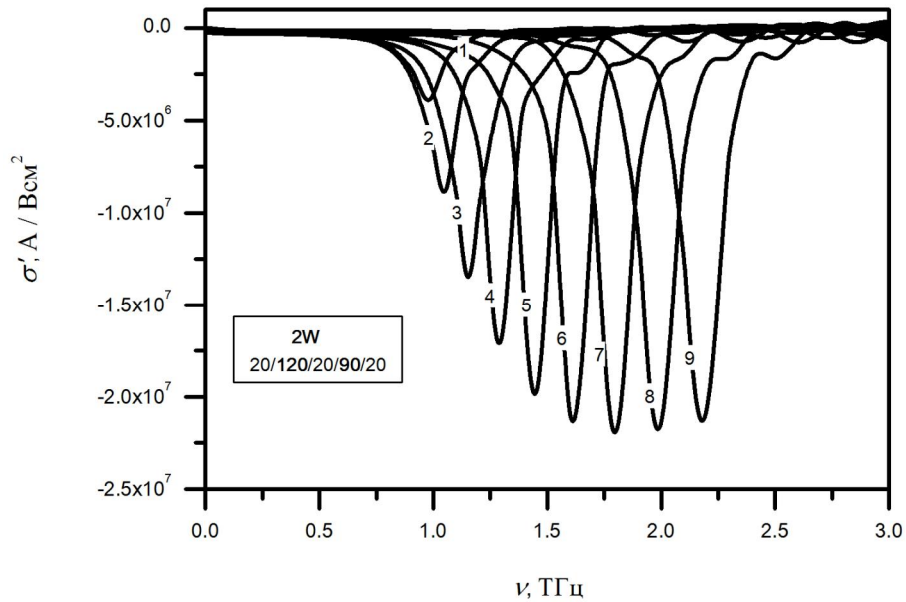


Рис. 37. Зависимости реальной части высокочастотной проводимости σ' от частоты ν для РТД структуры 20/120/20/90/20Å при различных значениях постоянного напряжения V_{dc} : 1 – 0.068 В, 2 – 0.070 В, 3 – 0.072 В, 4 – 0.074 В, 5 – 0.076 В, 6 – 0.078 В, 7 – 0.080 В, 8 – 0.082 В, 9 – 0.084 В. Энергия Ферми $E_F = 50$ мэВ.

Исследуем влияние ширины крайних барьеров на величину отклика в переменном поле. Как отмечалось выше, изменение ширины центрального барьера приводит к значительным изменениям энергетического расстояния между квазиуровнями и соотношения электронного пропускания в максимумах, но сравнительно слабо влияет на ширину квазиуровней. Изменение же ширины крайних барьеров в основном влияет на ширину уровней. Например, для структур 12/120/20/90/12Å и 20/120/20/90/20Å минимальное расстояние между квазиуровнями при напряжении, соответствующем антикроссингу, составляет 3.4 и 4.0 мэВ, ширины уровней – ~ 1 и 0.2 мэВ, значения тока в пике ВАХ $3.1 \cdot 10^4$ и $5.5 \cdot 10^3$. На рис. 37 представлены зависимости реальной части высокочастотной проводимости σ' от частоты ν при различных значениях постоянного напряжения V_{dc} в области ОДС ВАХ для структуры 20/120/20/90/20Å. Сравнивая с результатом для структуры 12/120/20/90/12Å (см. рис. 36а), можно отметить следующие особенности: увеличение крайних барьеров сдвигает кривые $\sigma'(\nu)$ в сторону высоких частот (это обусловлено увеличением расстояния между квазиуровнями в точке антикроссинга), резко уменьшает ширину пиков и увеличивает абсолютные значения σ' в минимумах. Таким образом, на примере двухъямной $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ РТД структуры 20/120/20/90/20Å теоретически показана возможность узкополосного усиления с плавной перестройкой резонансной частоты в диапазоне ТГц $f = 1 \div 5$ ТГц ($\Delta f = 0.25$ ТГц) частот посредством варьирования прикладываемого к структуре напряжения $V_{dc} = 0.07 \div 0.11$ В.

Аналогичные расчеты были выполнены для набора РТД структур с различными ширинами ям и барьеров. Уменьшение ширины ям сдвигает область рабочих напряжений в сторону более высоких напряжений, но при этом увеличивает характерные частоты. Например, для структуры с ширинами ям 70Å и 50Å максимум $|\sigma'|$ лежит в диапазоне выше 2 ТГц. Таким образом, можно подобрать оптимальные параметры структур, исходя из требуемого диапазона рабочих частот.

Выше мы проводили расчеты для энергии Ферми в 50 мэВ, которую выбирали исходя из положения уровней в квантовых ямах при нулевом смещении и в условиях резонанса. Величина отклика в значительной мере определяется величиной тока в пике статической ВАХ. Увеличить это значение можно, увеличивая значение энергии Ферми. При значениях E_F превышающих значения ε_r значительный вклад будет вносить обратный ток из коллектора. Поэтому существует предельное значение E_F , начиная с которого ток в пике перестает расти с напряжением. При нулевой температуре предельное значение E_F равно eV_p , где V_p напряжение, соответствующее положению пика тока в ВАХ. Для РТД структуры 12/120/20/90/12Å, начиная с $E_F = 100$ мэВ, статический ток в пике ВАХ практически не растет, но при этом возрастает ток в долине, что является нежелательным. Таким образом, нецелесообразно повышать E_F выше этой величины. Расчеты σ' , выполненные при разных E_F , подтверждают этот вывод.

Расчеты показывают, что значения высокочастотного отклика σ' в характерных точках (в пределе низких частот это точки максимума $|\sigma'|$) в случае $E_F = 100$ мэВ примерно втрое выше, чем в случае $E_F = 50$ мэВ. Такое же соотношение имеет место и для отношения значений электрического тока в пиках статической ВАХ. Общий функциональный характер зависимостей $\sigma'(v)$ при изменении энергии Ферми сохраняется. Проведенный анализ показывает, что для рассмотренных структур оптимальной является величина энергии Ферми $E_F = 100$ мэВ, соответствующая концентрации примеси в контактных областях $1.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

4.3.2 Закономерности высокочастотного отклика в двухъямных РТД в приближении моноэнергетического распределения электронов в эмиттере.

Для объяснения обнаруженных особенностей зависимостей высокочастотного отклика $\sigma'(v)$ от частоты и других параметров, как и в случае одноямных РТД структур, далее рассмотрено поведение парциальных токов j_a от энергии налетающего электрона ε . Общая картина явлений была проанализирована в работе [А6], но в рамках теоретической модели, не учитывающей влияния стационарного электрического поля.

На рис. 38 представлены зависимости величины парциальных высокочастотных токов j_a для двухъямной РТД структуры 12/120/20/90/12Å от энергии налетающего электрона для двух значений напряжения V_{dc} : 0.062 и 0.072 В. Первый случай соответствует начальному участку ОДС ВАХ, второй – напряжению, при котором наблюдается максимальное значение $|\sigma|$ (см.рис. 36a).

При низких частотах (кривые 1 на рис. 38) два квазиуровня при обоих напряжениях ведут себя независимо, высокочастотный отклик в районе каждого из уровней при заданной частоте подобен аналогичному отклику, рассмотренному ранее в случае одноямного РТД, то есть включает левую и правую полуволны разного знака и примерно одинаковой амплитуды. С ростом частоты левый экстремум $j_a(\varepsilon)$ для первого уровня и правый экстремум для второго отходят от соответствующего резонансного уровня ε_r на энергию $h\nu$, пики, расположенные между квазиуровнями, вначале расходятся, меняют полярность, затем начинают приближаться к ε_r . При частотах $\nu = 0.9 \cdot \text{ТГц}$ (3.7 мэВ) (кривая 3 на рис. 38a) и $\nu = 1.6 \cdot \text{ТГц}$ (6,6 мэВ) (кривая 5 на рис. 38b) положение экстремумов парциального отклика $j_a(\varepsilon)$ совпадает с положением соответствующих квазиуровней. При этом величина $|j_a(\varepsilon_{r2})|$ достигает максимума. Это приводит к формированию максимума $|\sigma|$ при $h\nu \approx \varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1}$, что обусловлено тем, что в процессе участвуют состояния с максимумами электронного пропускания структуры.

Главным различием ситуаций при 0.062 В и 0.072 В, как видно из рис. 38, является существенно различное соотношение величин парциального отклика вблизи первого и второго резонансных уровней. При напряжении $V_{dc} = 0.062$ В величины парциального высокочастотного отклика вблизи обоих резонансных уровней мало отличаются друг от друга, что в частности обусловлено близостью величин электронного пропускания в обоих резонансах. При напряжении $V_{dc} = 0.072$ В ситуация оказывается более асимметричной. Электронное пропускание в области низкоэнергетического резонансного уровня ε_{r1} , согласно расчетам, оказывается намного меньше электронного пропускания в области высокоэнергетического резонансного уровня ε_{r2} , что и определяет значительное различие величин парциального отклика в области верхнего и нижнего резонансных уровней. Отрицательный интегральный отклик, то есть коэффициент усиления, в этом случае при $V_{dc} = 0.072$ В более, чем на порядок превышает аналогичное значение в области низких частот.

Описанные особенности поведения и вклада парциальных токов высокочастотного отклика в формирование интегрального высокочастотного отклика на внешнее СВЧ поле в двухъямных РТД объясняет основные закономерности высокочастотных свойств РТД структур и возникновение узкополосного перестраиваемого по частоте усиления электромагнитных волн в диапазоне субтерагерцовых и терагерцовых частот.

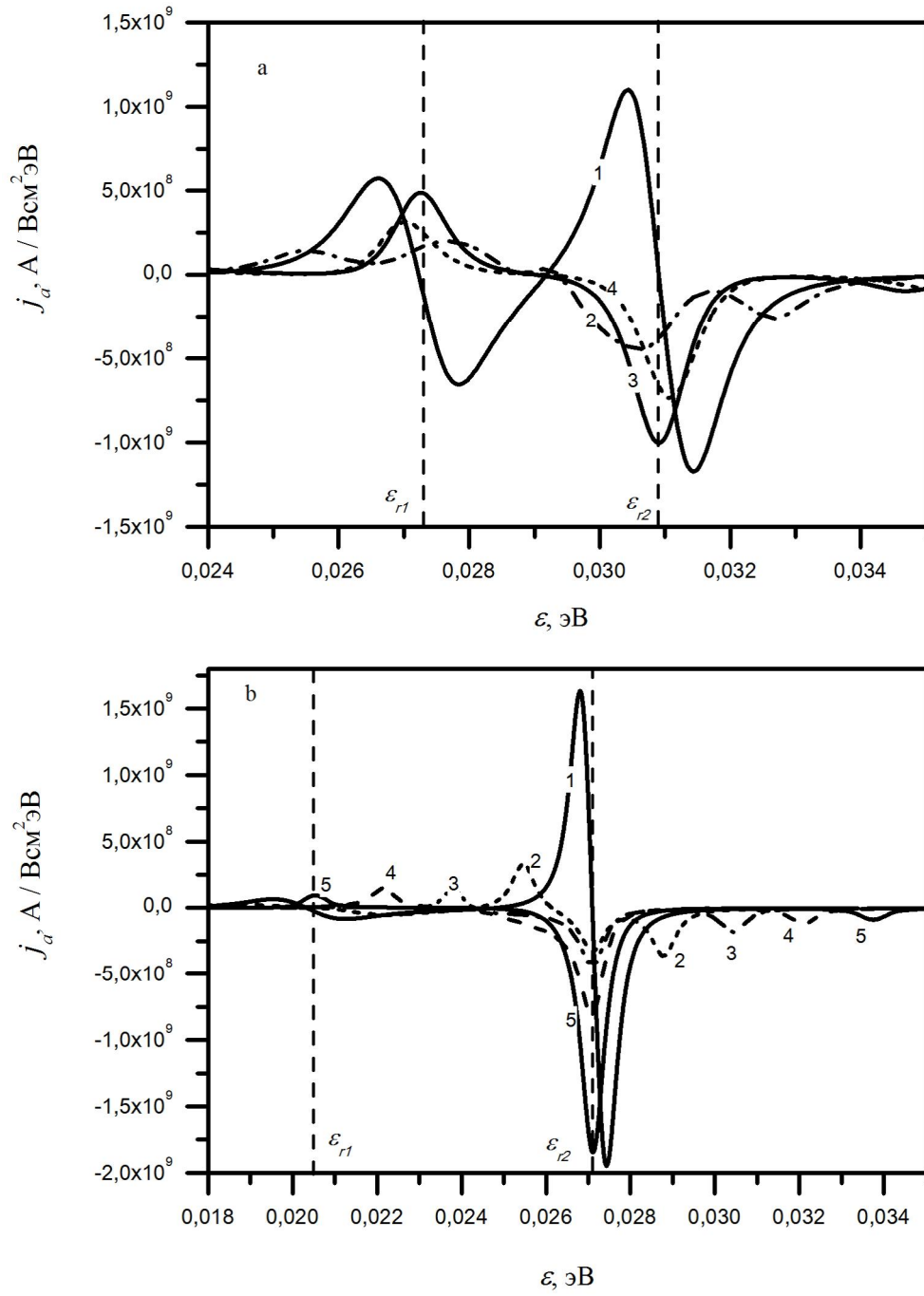


Рис. 38. Зависимости парциальных токов поляризации от энергии налетающего электрона $j_a(\epsilon)$ для РТД структуры 12/120/20/90/12Å с энергией Ферми $E_F = 50 \text{ мэВ}$ при двух напряжениях: а) $V_{dc} = 0.062 \text{ В}$, б) $V_{dc} = 0.072 \text{ В}$, рассчитанные для набора частот ν : а) 1- 0.01 ТГц; 2 – 0.4 ТГц; 3 – 0.9 ТГц; 4 – 1.0 ТГц и б) 1- 0.01 ТГц; 2 – 0.4 ТГц; 3 – 0.8 ТГц; 4 – 1.2 ТГц; 5 – 1.6 ТГц.

4.3.3 Возможности перестраиваемого по частоте узкополосного усиления в двухъямных РТД.

Возможности создания усилителей и генераторов суб-ТГц и ТГц диапазона на основе двухъямных РТД представляется перспективным в ряде отношений. Во-первых, благодаря взаимодействию электронных состояний в соседних квантовых ямах, как показывают результаты настоящей работы, величина высокочастотного отклика и коэффициента усиления в таких РТД существенно выше, чем у одноямных РТД. Во-вторых, в таких структурах подавляется низкочастотная генерация и возникает возможность реализации узкополосного усиления и эффекта энергетической фильтрации, выделяющего из всего ансамбля электронов в эмиттере только некоторую часть электронов, активно взаимодействующих с внешним электромагнитным полем. Последним, возможно, наиболее перспективным моментом является возможность реализации в случае двухъямных РТД перестройки частоты усиления в широком диапазоне терагерцовых частот посредством варьирования напряжения прикладываемого к РТД структуре статического электрического поля.

На рис. 39а приведены зависимости резонансной частоты ν_{ext} (линия 1) и величины $|\sigma'|_{max}$ (линия 3), определенные из зависимостей $\sigma(\nu)$ (см. рис. 36а), от постоянного напряжения V_{dc} в двухъямной РТД структуре 12/120/20/90/12Å. Как следует из результатов расчета, во всем интервале напряжений, соответствующих области ОДС, наблюдается полоса усиления с четко выраженным максимумом усиления. Величина $|\sigma'|_{max}$ сравнительно быстро растет с ростом V_{dc} в области напряжений выше 0.062 В, достигает максимума $\sim 5 \cdot 10^6$ А/В см² при $V_{dc} = 0.072$ В и затем медленно спадает. Во всем этом интервале напряжений частота ν_{ext} , соответствующая максимуму усиления, практически линейно возрастает с ростом напряжения от значений, меньших 1 ТГц, до значений порядка 3.5 ТГц при напряжениях $V_{dc} = 0.090$ В. Таким образом, в такой РТД структуре реализуется принципиальная возможность перестройки и управления частотой усиления (генерации) без существенного изменения величины усиления в широком частотном интервале, в данном случае в интервале частот 1÷3.5 ТГц.

Линия 2 на рис. 39 соответствует расстоянию между квазиуровнями $h\nu = \varepsilon_{r1} - \varepsilon_{r2}$. Во всем диапазоне напряжений линии 1 и 2 практически совпадают, что обусловлено преобладающим вкладом в высокочастотный отклик переходов между квазиуровнями. Аналогичные зависимости получаются и для двухъямной РТД структуры 20/120/20/90/20Å (см. рис. 37) с большей шириной боковых и разделительного барьеров и, следовательно, с меньшей шириной резонансных квазиуровней (величина Γ порядка 1 мэВ для барьеров в 12Å и 0.2 мэВ для 20Å). В этом случае высокочастотные характеристики РТД имеют более узкую полосу усиления, диапазон перестройки по частоте смещается в высокочастотную область.

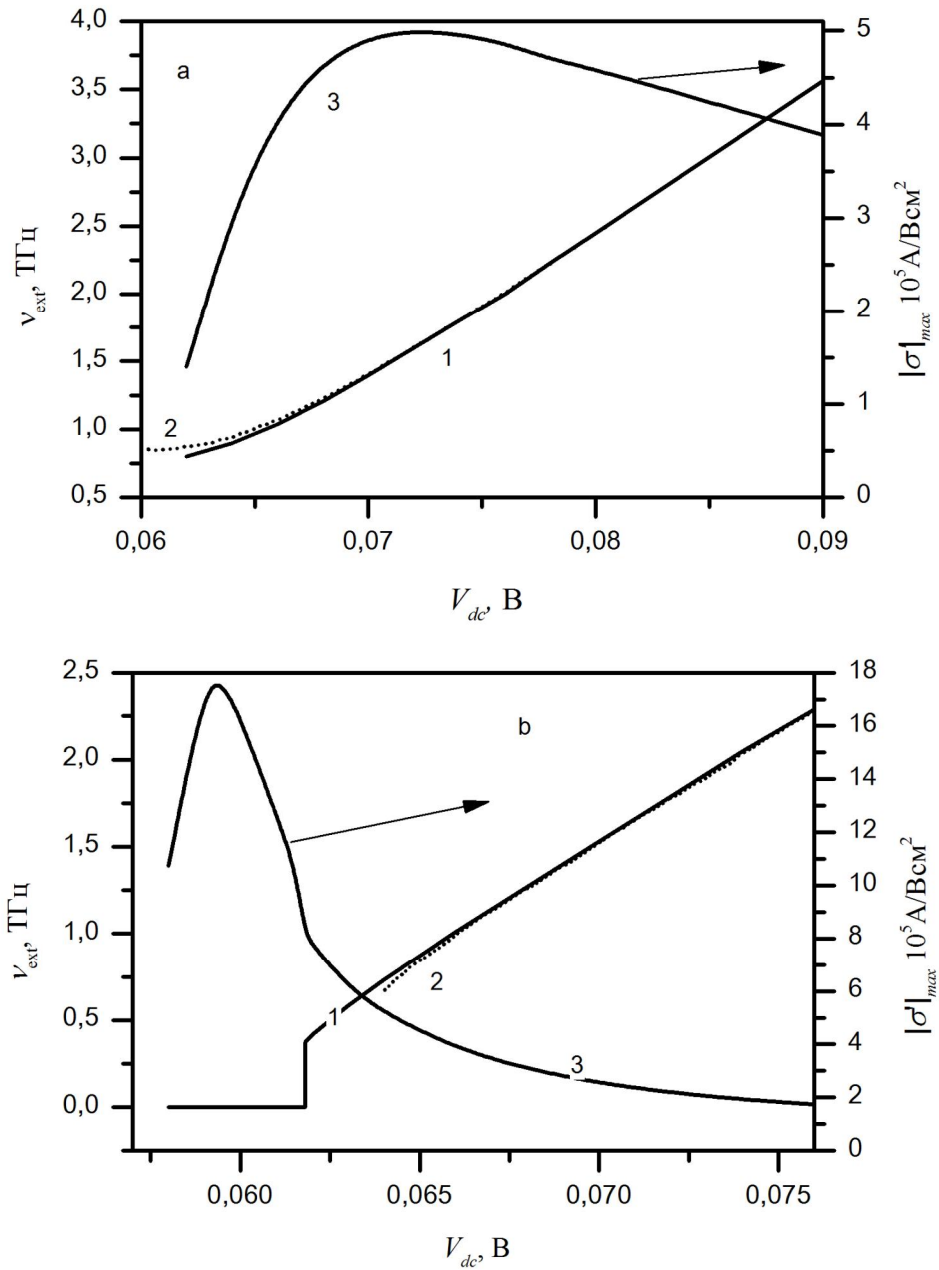


Рис. 39. Зависимость положения максимума высокочастотного отклика ν_{ext} (кривые 1, левая ось) и значения $|\sigma'|$ в максимуме (кривые 3 – правая ось) от напряжения V_{dc} . Линии 2 – частота, соответствующая расстоянию между квазиуровнями для двухъямных структур: а) 12/120/20/90/12, б) 12/120/35/90/12.

Рис. 39б получен для структуры 12/120/35/90/12Å, в которой реализуется явление коллапса резонансов. Видно, что во всем диапазоне напряжений, когда существуют два максимума пропускания, резонансная частота ν_{ext} практически совпадает с расстоянием между уровнями. В диапазоне $V_{dc} = 0.058 \div 0.062$ В максимум $|\sigma'(\nu)|$ лежит при нулевой частоте и система ведет себя как одноуровневая. Существенно, что в диапазоне напряжений $V_{dc} = 0.062 \div 0.064$ В имеется максимум $|\sigma'(\nu)|$ при конечной частоте, причем зависимость $\nu_{ext}(V_{dc})$ близка к линейной.

Область по напряжению, в которой проявляется коллапс резонансов в высокочастотном отклике оказывается уже области, в которой два максимума пропускания сливаются в один. Тем не менее, явление может быть обнаружено по высокочастотному отклику.

Полученные данные, свидетельствующие о возможности реализации в двухъямных РТД структурах узкополосного усиления и возможности перестройки резонансной частоты усиления в широком диапазоне терагерцовых частот посредством варьирования постоянного электрического поля, открывают перспективы создания на основе двухъямных РТД нового класса эффективных твердотельных наноструктурных усилителей и генераторов терагерцового излучения.

Выводы по 4-й главе.

1. В рамках квантовой теории, учитывающей влияние электрического поля, проанализированы закономерности высокочастотного отклика (действительной части высокочастотной проводимости) в зависимости от частоты и структурных параметров в РТД структурах различной конфигурации с одной и двумя квантовыми ямами, с барьерами конечной высоты и ширины и фермиевским распределением носителей заряда в предбарьерных частях РТД наноструктуры в широком диапазоне гигагерцовых, суб-ТГц и ТГц частот.
2. Методами численного моделирования исследовано влияние постоянного поля на высокочастотные свойства одноямных и двухъямных РТД. Показано, что высокочастотный отклик в симметричных одноямных РТД в нулевом постоянном электрическом поле в зависимости от энергии ε при моноэнергетической инжекции электронов в обоих классическом и квантовом режимах усиления в точке резонанса ε_R равен нулю, а при $\varepsilon \neq \varepsilon_R$ имеет вид симметричных резонансных полос усиления (энергия инжектируемых электронов выше энергии резонансного уровня) и поглощения (энергия инжектируемых электронов ниже энергии резонансного уровня), что в результате приводит к уменьшению суммарного высокочастотного сигнала.
3. Установлено, что учет постоянного электрического поля приводит к кардинальному изменению симметрии и функционального вида высокочастотного отклика. Величина высокочастотного отклика в постоянном электрическом поле в точке резонанса оказывается отличной от нуля и отрицательной. При наличии постоянного напряжения симметрия положительного и отрицательного откликов нарушается. Наложение постоянного напряжения приводит к уменьшению абсолютной величины как отрицательного, так и положительного отклика. Показано, что с ростом напряжения уменьшение величины усиления (отрицательный отклик) происходит существенно медленнее изменения величины поглощения (положительный отклик). Эти особенности приводят к увеличению

результатирующей интегральной величины высокочастотного отклика в постоянном поле в области ОДП ВАХ. Выявленные изменения напрямую связаны с падением электронной прозрачности РТД в постоянном электрическом поле.

4. Показано, что в случае $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ одноямных РТД с узкими ($12\div 15\text{\AA}$) барьерами и шириной квантовых ям порядка $40\text{--}50\text{\AA}$, оптимальных с точки зрения высокочастотных свойств РТД, реализуется классический режим усиления в диапазоне суб-ТГц и ТГц частот с энергией квантов, не превышающей ширины резонансного уровня ($\Gamma \sim 20\text{ мэВ}$). Квантовый режим усиления, при котором энергия квантов СВЧ поля должна превосходить ширину резонансного уровня, реализуется при частотах, существенно превышающих терагерцовые.
5. Показано, что закономерности высокочастотного отклика в двухъямных РТД существенным образом отличаются от случая одноямных РТД структур и определяются в первую очередь наличием двух резонансных уровней в соседних квантовых ямах, взаимодействие электронных состояний в которых практически полностью определяет главные особенности высокочастотного отклика трехбарьерных РТД во всем диапазоне гигагерцовых, субтерагерцовых и терагерцовых частот.
6. Верхний резонансный уровень в первой из ям оказывается привилегированным, как с точки зрения туннелирования, так и с точки зрения взаимодействия с электромагнитным излучением, что сопровождается нарушением симметрии высокочастотного отклика, уменьшением относительного вклада поглощательных переходов и приводит в условиях резонанса к возрастанию суммарного высокочастотного отклика и формированию узкополосного высокочастотного усиления при энергии квантов СВЧ поля, равной энергетическому расстоянию между соседними уровнями в квантовых ямах, в диапазоне суб-ТГц и ТГц частот.
7. Показано, что даже с учетом фермиевского распределения носителей в эмиттере в случае двухъямных РТД наноструктур возникает возможность реализации плавной перестройки частоты узкополосного усиления в широком диапазоне терагерцовых частот посредством варьирования прикладываемого к РТД структуре постоянного электрического напряжения.
8. На основании сопоставления высокочастотного отклика в двухъямных и одноямных РТД показано, что высокочастотный отклик на частотах порядка 1 ТГц в оптимизированной двухъямной РТД структуре почти на порядок выше, чем в случае эквивалентной оптимальной одноямной РТД, несмотря на то, что в случае двухъямной РТД значения стационарного тока в пике ВАХ почти на порядок ниже, чем в случае одноямной РТД.

Глава 5. Экспериментальное и теоретическое исследование процессов выпрямления электромагнитных волн суб-ТГц и ТГц диапазона в одноямных и двухъямных РТД наноструктурах

§5.1 Теоретическое моделирование изменений стационарных вольт-амперных характеристик РТД структур под воздействием суб-ТГц и ТГц излучения

В предыдущей главе исследовался линейный отклик одноямных и двухъямных РТД наноструктур во внешнем СВЧ поле – величина переменной составляющей тока вычислялась при малой амплитуде воздействия. Предложенная процедура решения временного уравнения Шредингера с прозрачными граничными условиями применима и при конечной (правда, не очень большой) амплитуде воздействия. Это позволяет исследовать и нелинейные режимы воздействия. С экспериментальной точки зрения первоочередной интерес представляет исследование изменения тока в структуре под воздействием СВЧ излучения на постоянном токе (отклик на нулевой частоте), поскольку эта величина наиболее легко измеряется. Выявление соответствия результатов эксперимента с расчетными значениями позволяет подтвердить адекватность используемой для расчетов модели.

Вычислив зависимость тока I от времени получаем значение тока на нулевой частоте при воздействии высокочастотного переменного поля

$$J_0(V_{ac}) = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} dt I(t), \quad (19)$$

где $\tau = 2\pi / \omega$ - период переменного сигнала.

При малой частоте воздействия, когда энергия фотонов $\hbar\omega$ не превосходит ширину Γ резонансного уровня в квантовой яме, и малой амплитуде переменного сигнала V_{ac} добавка к статическому току выражается через вторую производную статического тока J_0 по напряжению V_{dc} [97]:

$$J_0(V_{ac}) = J_0 + \frac{1}{4} \frac{d^2 J_0}{dV_{dc}^2} V_{ac}^2, \quad (20)$$

Формула (20) получается разложением $J_0(V_{ac})$ в ряд по малому параметру V_{ac} до второго порядка и усреднением по времени. Сопоставление результатов численного расчета при низких частотах с соотношением (20) служит дополнительным способом проверки адекватности метода расчета.

5.1.1 Численное моделирование изменений ВАХ РТД в зависимости от частоты при фиксированной амплитуде внешнего высокочастотного поля.

На рис. 40 представлены статические ВАХ для одноямной (ширина барьеров – 20Å, ширина квантовой ямы – 45Å) и для двухъямной (ширины крайних и центрального барьеров – 12Å и 20Å, ям – 120Å и 90Å) РТД структур, а также их вторые производные, определяющие согласно (20) изменение ВАХ под действием СВЧ поля при малых амплитудах и малой частоте ($\hbar\omega < \Gamma$). Расчеты проводились для гетеропары $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ (высота барьера $V_b = 1.2$ эВ, эффективная масса электрона, одинаковая в яме и барьере, $m^* = 0.041m_0$). Величина энергии Ферми в предбарьерных областях полагалась равной $E_F = 0.083$ эВ, что соответствует концентрации легирующей примеси на уровне 10^{18} см^{-3} .

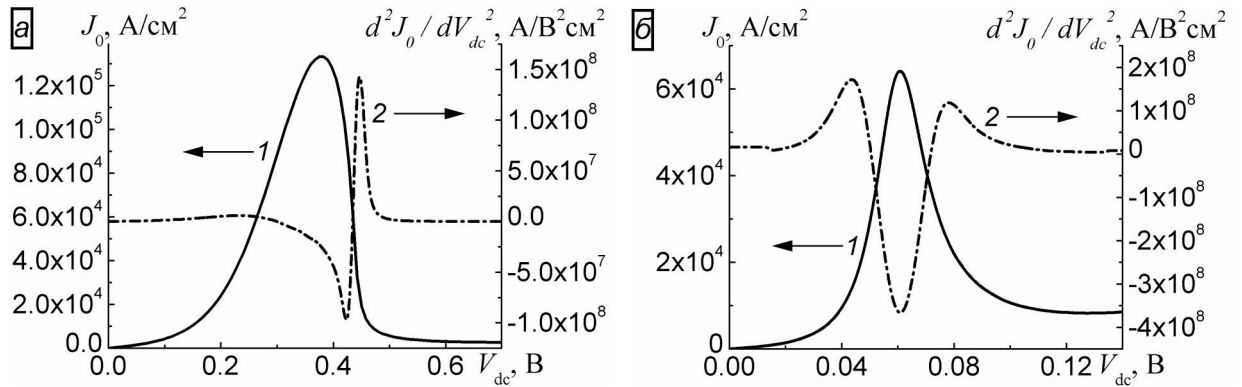


Рис. 40. Статическая ВАХ (кривая 1) и ее вторая производная по V_{dc} (кривая 2) для:
а) одноямного РТД 20/45/20, б) двухъямного РТД 12/120/20/90/12. $E_F = 0.083$ эВ, $T=300$ К.

Отличием двухъямных РТД является существенная асимметрия положительных и отрицательных ветвей зависимости $d^2J_0/dV_{dc}^2(V_{dc})$. Кроме того, в случае двухъямных РТД основные особенности d^2J_0/dV_{dc}^2 приходятся на область напряжений, соответствующих области максимального тока, а не области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), как в случае одноямных РТД.

На рис. 41 и 42 приведены результаты расчетов ВАХ для одноямной и двухъямной РТД структур в присутствии внешнего СВЧ поля с небольшой фиксированной амплитудой и различной частоты. В первом случае рассматривается диапазон частот от 0.1 до 12 ТГц ($\hbar\omega = 0.4 \div 50$ мэВ), во-втором – от 0.01 до 3 ТГц ($\hbar\omega = 0.04 \div 12$ мэВ). Различие диапазонов связано с разной квантовой шириной резонансного уровня в одноямном РТД ($\Gamma \approx 6$ мэВ) и двухъямном РТД ($\Gamma \approx 1$ мэВ).

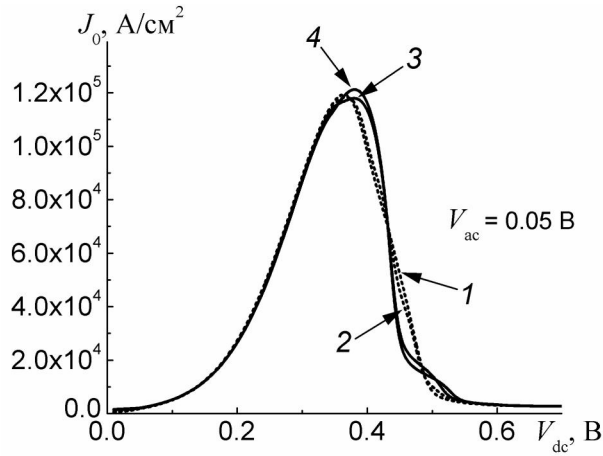


Рис. 41. Рассчитанные ВАХ одноярусного РТД 20/45/20 в СВЧ поле с амплитудой $V_{ac} = 0.05$ В при различных частотах $f_{свч}$: 0.1 ТГц – 1, 5 ТГц – 2, 10 ТГц – 3, 12 ТГц – 4.

В случае одноярусных РТД (рис. 41) при частотах $f_{свч} < 5$ ТГц заметных изменений ВАХ с ростом частоты не наблюдается, а сами ВАХ (пунктирные кривые) описываются формулой (6). Увеличение частоты приводит к увеличению тока в пике и смещению положения пика в сторону больших напряжений (сплошные кривые), что обусловлено эффективным протеканием тока при энергии падающего электрона $\varepsilon = E_r + \hbar\omega$. Особенностью является пересечение кривых ВАХ для разных частот в одной точке при напряжении $V_{dc} \approx 0.43$ В, характеризующейся нулевым значением величины второй производной $d^2 J_0 / dV_{dc}^2$.

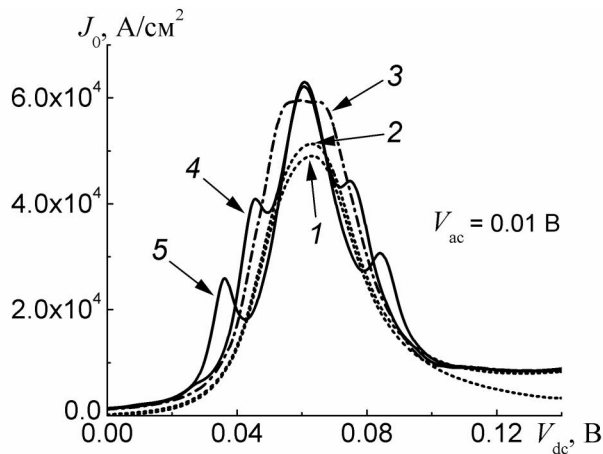


Рис. 42. Рассчитанные ВАХ двухъярусного РТД 12/120/20/90/12 в СВЧ поле с амплитудой $V_{ac} = 0.01$ В при различных частотах $f_{свч}$: 0.01 ТГц – 1, 0.1 ТГц – 2, 1 ТГц – 3, 2 ТГц – 4, 3 ТГц – 5.

В случае двухъярусных РТД (рис. 42) кривые ВАХ в присутствии внешнего СВЧ поля претерпевают существенные изменения. При больших частотах $f_{свч}$ на ВАХ (сплошные

кривые) наряду с центральным максимумом появляются два дополнительных максимума при напряжениях ниже и выше центрального максимума тока, которые отодвигаются от центрального максимума с увеличением частоты СВЧ поля. Возникновение дополнительных максимумов обусловлено резонансным возрастанием электронной прозрачности под воздействием переменного поля при напряжениях на РТД, соответствующих положению уровня во второй яме выше или ниже уровня в первой яме на величину, равную энергии фотонов СВЧ поля.

5.1.2 Численное моделирование изменений ВАХ РТД при фиксированной частоте в зависимости от амплитуды внешнего высокочастотного поля.

С точки зрения эксперимента представляют интерес также изменения зависимости $J_0(V_{dc})$ при фиксированной частоте от амплитуды СВЧ поля. На рис. 43 представлены семейства $J_0(V_{dc})$ для набора амплитуд переменного сигнала при частоте $f_{\text{СВЧ}} = 111$ ГГц для одноямной (рис. 43а) и двухъямной (рис. 43б) РТД структур.

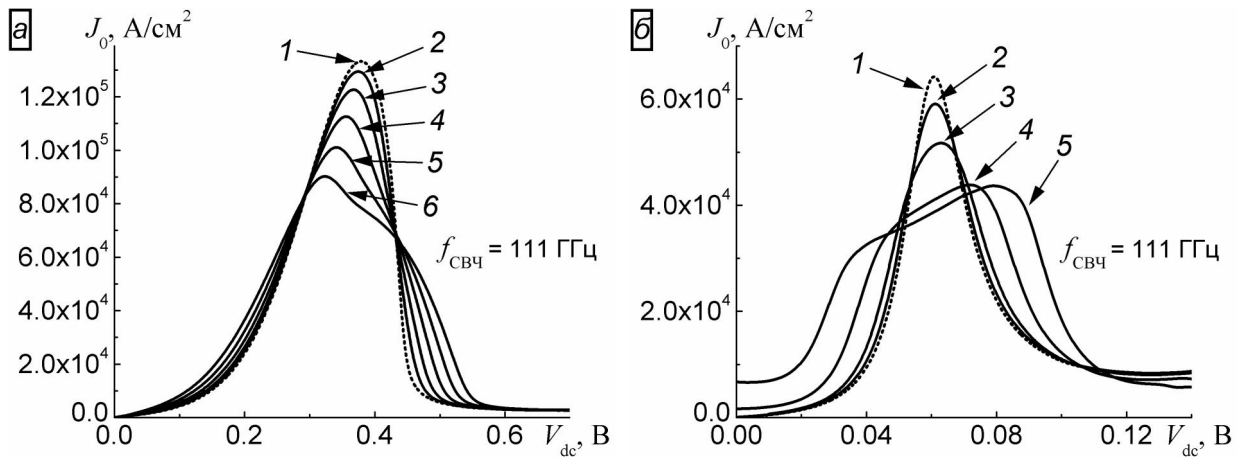


Рис. 43. Рассчитанные в зависимости от амплитуды V_{ac} переменного поля (при $f_{\text{СВЧ}} = 111$ ГГц) ВАХ РТД: а) для одноямного РТД при амплитудах V_{ac} : 0 В – 1, 0.02 В – 2, 0.04 В – 3, 0.06 В – 4, 0.08 В – 5, 0.1 В – 6; б) для двухъямного РТД при амплитудах V_{ac} : 0 В – 1; 0.005 В – 2; 0.01 В – 3; 0.02 В – 4; 0.03 В – 5.

В случае одноямных РТД характер изменения зависимости $J(V_{dc})$ близок к получаемому в низкочастотном пределе (формула (20)). Об этом свидетельствуют пересечение кривых ВАХ для разных амплитуд V_{ac} в двух точках ($V_{dc} \approx 0.3$ В и $V_{dc} \approx 0.43$ В), соответствующих нулевому значению второй производной $d^2 J_0 / dV_{dc}^2$, и квадратичная зависимость изменения тока от V_{ac} . В случае двухъямной структуры соответствие зависимости $J(V_{dc})$ формуле (20) наблюдается

только до амплитуд порядка $V_{ac} = 0.01$ В. С ростом V_{ac} резонансная область ВАХ делается асимметричной, существенно уширяется, и проявляется эффект выпрямления переменного тока при нулевом постоянном напряжении V_{dc} . Возникновение эффекта выпрямления переменного тока при нулевом постоянном напряжении обусловлен прежде всего асимметрией структурной конфигурацией двухъямной РТД, содержащей квантовые ямы различной ширины. Более подробно данный эффект будет рассмотрен в параграфе 5.2.3.

§5.2 Особенности выпрямления суб-ТГц волн в одноямных и двухъямных РТД

5.2.1 Детектирующие свойства РТД в режиме приложения к структуре постоянного напряжения.

На рис. 44 представлены измеренные при комнатной температуре ВАХ изготовленного РТД элемента на основе двухъямной РТД структуры 12/120/20/90/12Å при воздействии на структуру излучения с частотой $f_{СВЧ} = 111$ ГГц различной мощности.

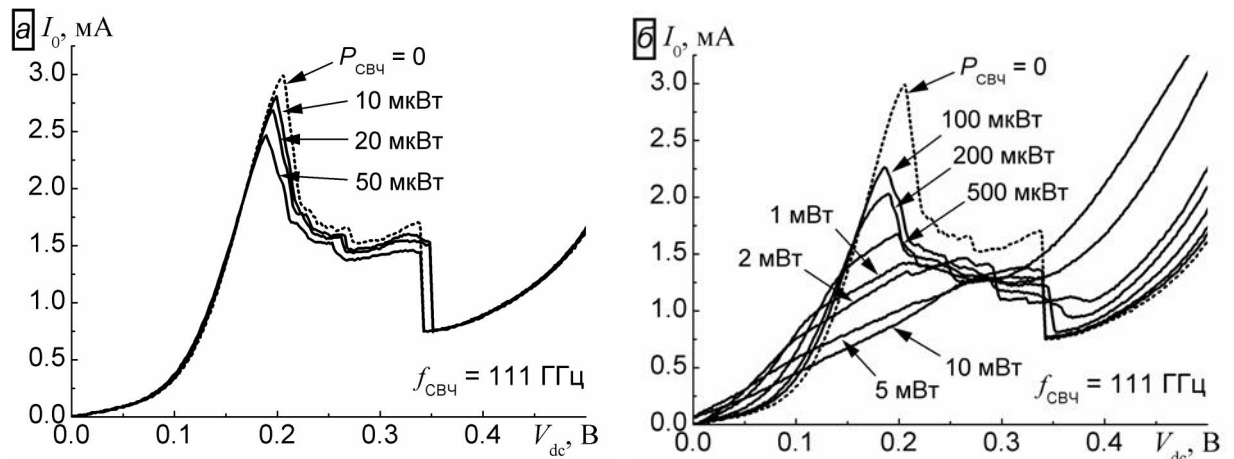


Рис. 44. Изменение ВАХ двухъямного InGaAs/AlAs РТД под воздействием СВЧ поля ($f_{СВЧ} = 111$ ГГц): малые (а) и большие мощности (б) внешнего СВЧ излучения.

Зависимость тока через РТД от приложенного напряжения, как видно из приведенных ВАХ, при не слишком больших уровнях СВЧ воздействия в целом носит типичный N-образный характер. В начале области ОДП (при $V_{dc} \approx 0.2$ В) и в конце области ОДП (при $V_{dc} \approx 0.35$ В) наблюдается резкий спад тока, обусловленный возникновением токовой неустойчивости и переключением системы из одного устойчивого токового состояния в другое устойчивое токовое состояние с прохождением области токовой неустойчивости и промежуточной устойчивой токовой ветви ВАХ при $V_{dc} \approx 0.22 \div 0.35$ В, характеризующейся положительным

дифференциальным сопротивлением в интервале напряжений $U \approx 0.28 \div 0.35$ В. Видно, что при относительно малых уровнях мощности СВЧ излучения $P_{\text{СВЧ}} = 0 \div 50$ мкВт вид токовых характеристик меняется незначительно, в соответствии с формулой (20). При больших мощностях, начиная с $P_{\text{СВЧ}} \sim 100$ мкВт, вид токовых характеристик существенно отличается от статической ВАХ: происходит их уширение, появляется эффект выпрямления тока при нулевом постоянном напряжении.

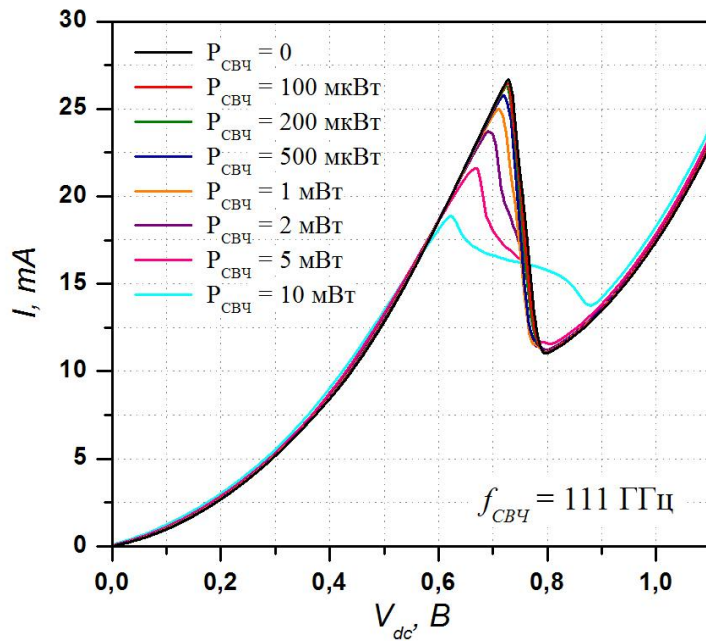


Рис. 45. Изменение ВАХ одноярусного GaAs/AlAs ПТД под воздействием СВЧ поля.

Аналогичные зависимости наблюдаются и в случае одноярусных GaAs/AlAs ПТД структур (рис. 45). Отличительной особенностью является сравнительно малая ширина ОДП-область ВАХ по напряжению в отсутствие внешнего переменного поля ($\Delta V_{\text{ОДП}} < 0.1$ В), практически не меняющаяся при малых интенсивностях СВЧ подсветки ($P_{\text{СВЧ}} < 500$ мкВт). С увеличением мощности СВЧ излучения наблюдается сдвиг «пика» ВАХ в сторону меньших напряжений, а «долины» ВАХ – в сторону больших напряжений, сопровождающееся постепенным выравниванием величин соответствующих токов.

Этот же вывод подтверждают данные измерений нелинейного токового отклика с использованием методов синхронного детектирования (рис. 46). Как видно из рис. 46а при малых мощностях график зависимости изменения тока от напряжения удовлетворительно «ложится» на соответствующий график второй производной $d^2 I_0 / dV_{dc}^2(V_{dc})$. По мере дальнейшего увеличения СВЧ мощности изменения ВАХ перестают соответствовать приближению (20), а измеренная кривая отклоняется от кривой второй производной

$d^2 I_0 / dV_{dc}^2 (V_{dc})$. Это хорошо иллюстрируют данные, приведенные на рис. 46б для мощностей, существенно превышающих 50 мкВт.

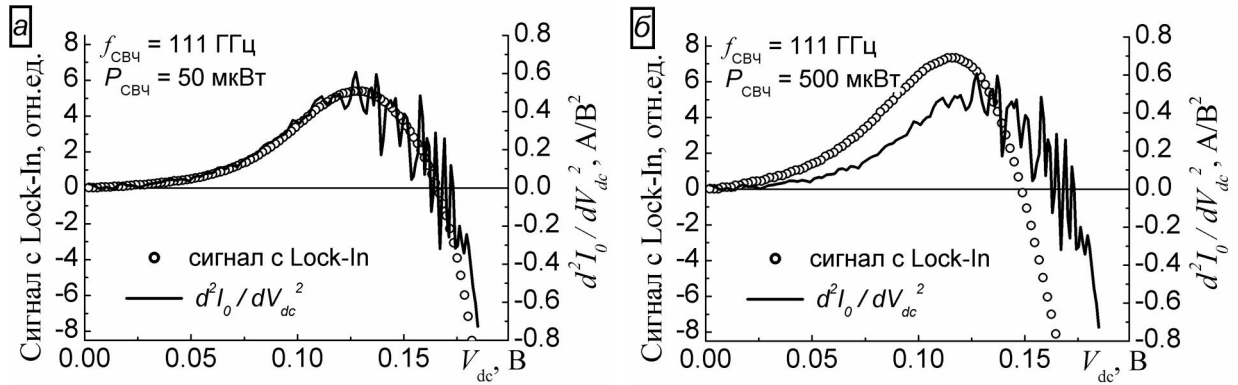


Рис. 46. Графики зависимости токового отклика двухъямного InGaAs/AlAs РТД на СВЧ излучение ($f_{\text{СВЧ}} = 111$ ГГц) и второй производной ВАХ от величины постоянного напряжения V_{dc} . Мощность излучения: а) 50 мкВт, б) 500 мкВт.

Зарегистрированные при повышенных уровнях мощности СВЧ излучения особенности ВАХ наблюдаются в условиях, когда амплитуда переменного СВЧ сигнала становится соизмеримой с шириной области напряжений вблизи выбранной рабочей точки, внутри которой величина второй производной $d^2 I_0 / dV_{dc}^2 (V_{dc})$ остается примерно постоянной. В этом случае использованное при получении формулы (20) разложение по малому параметру, очевидно, перестает быть применимым.

В ряде случаев токовый отклик исследуемых РТД структур на резонансном участке ВАХ носил более сложный характер (рис. 47). На некоторых образцах одноямных GaAs/AlAs РТД в зависимости изменения тока от постоянного напряжения V_{dc} были зарегистрированы несколько экстремумов (рис. 47а). На других образцах в рассматриваемом интервале напряжений $0 \div V_{\pi}$ наблюдалось два знакопеременных изменения тока. Такая ситуация продемонстрирована на рис. 47б: при малых напряжениях до 0.05 В ВАХ имеет отрицательную кривизну (выпукла вверх), в интервале 0.05÷0.87 В – положительную (выпукла вниз), в интервале 0.87÷1 В ВАХ – снова отрицательную. Таким образом, величина изменения тока пересекает нулевую отметку два раза – при $V_{dc} \approx 0.05$ В и при $V_{dc} \approx 0.87$ В. Необходимо отметить, что измеренные зависимости при небольших мощностях СВЧ поля всегда хорошо согласовывались с соответствующими рассчитанными кривыми второй производной ВАХ по напряжению.

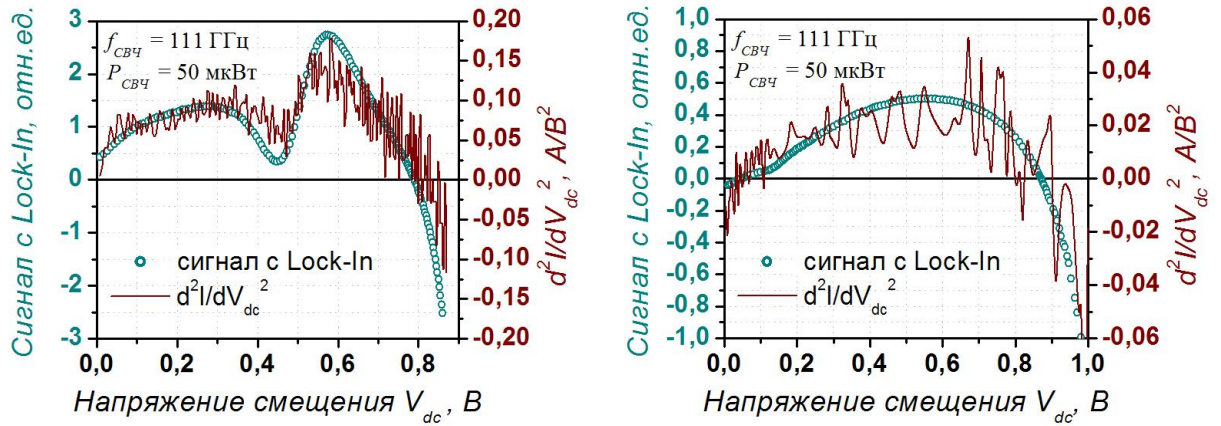


Рис. 47. Графики зависимости токового отклика одноямных GaAs/AlAs РТД структур на СВЧ излучение ($f_{СВЧ} = 111$ ГГц) и второй производной ВАХ от величины постоянного напряжения V_{dc} .

Помимо этого, в детектировании в общем случае может вносить определенный вклад эффект смещения начала области токовой неустойчивости и явлений переключения между устойчивыми токовыми состояниями за счет увеличения суммарной напряженности поля в результате суммирования компонент постоянного и переменного электрического поля. Этот эффект может проявляться при наличии токового гистерезиса, обеспечивающего асимметрию процессов переключению в прямом и обратном направлениях.

На рис. 48а представлены зарегистрированные изменения ВАХ РТД при различных уровнях интенсивности СВЧ поля, в том числе при напряжениях в области ОДП-участка ВАХ. Анализ экспериментальных данных указывает на существование двух режимов измерений, а именно линейного режима измерения СВЧ сигналов малой интенсивности и нелинейного режима измерения сигналов высокой интенсивности. В линейном режиме ($P_{СВЧ} < 50$ мкВт) величина изменения стационарного тока, инициируемого внешним СВЧ полем, пропорциональна второй производной ВАХ в отсутствие СВЧ поля. В нелинейном режиме токовые изменения проявляются сильнее: с ростом мощности в области напряжений около «пика» ($V_{dc} \approx 0.15 \div 0.25$ В) ток уменьшается, а в области больших напряжений ($V_{dc} \approx 0.35 \div 0.5$ В), соответствующих второму стабильному участку ВАХ, ток увеличивается.

Примеры характерных кривых ампер-ваттной чувствительности для выделенных напряжений V_{dc} представлены на рис. 48б.

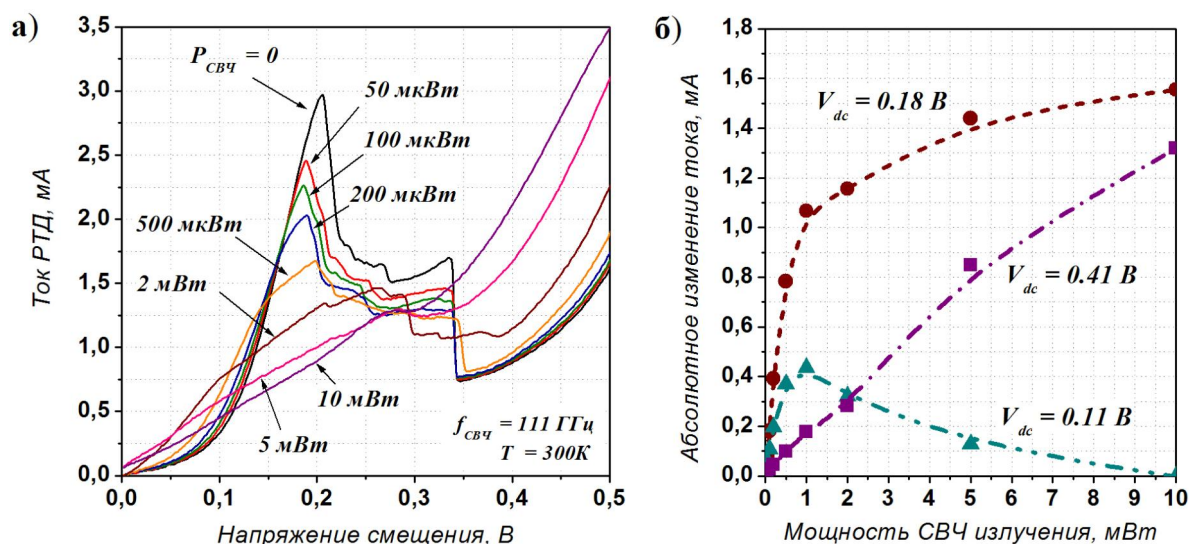


Рис. 48. а) Измеренные ВАХ двухъямного РТД элемента при различных мощностях СВЧ излучения. б) Графики изменения абсолютной величины тока в зависимости от СВЧ мощности для различных точек V_{dc} на ВАХ: 0.11В, 0.18В, 0.41В.

Данные измерений показывают, что максимальная величина ампер-ваттной чувствительности $\Delta I_0(P)$ в рассматриваемом диапазоне мощностей достигается при напряжениях вблизи пика ВАХ ($V_{dc} = 0.18$ В на рис. 48б), что обусловлено максимальной величиной второй производной ВАХ в этой области. Однако при СВЧ мощностях, превышающих 1 мВт, амплитуда V_{ac} переменного поля становится сравнима с шириной резонансной области, возникает «эффект насыщения», связанный с частичной взаимной компенсацией токовых изменений, возникающих во время положительного и отрицательного полупериодов колебаний СВЧ волны в РТД. Данный эффект особенно ярко проявляется при напряжениях, соответствующих началу устойчивой резонансной ветви ВАХ ($V_{dc} = 0.11$ В на рис. 48б), при которых такая взаимная компенсация оказывается практически полной ввиду существенной симметрии ВАХ зависимости относительно данных рабочих точек на больших масштабах напряжений. В то же время область долины ВАХ РТД позволяет получать почти линейные зависимости $\Delta I_0(P)$ при соответствующем выборе рабочей точки ($V_{dc} = 0.41$ В на рис. 48б), но со значительным уменьшением уровня чувствительности, в том числе при детектировании слабых СВЧ сигналов.

5.2.2 Детектирующие свойства РТД при нулевом напряжении смещения.

Особый интерес представляет детектирование СВЧ излучения с помощью РТД структур без приложения постоянного напряжения, т.е. в режиме нулевого смещения (zero bias detection). Данная ситуация, помимо упрощения конструкции создаваемого приемного элемента, позволяет значительно повысить чувствительность детектора за счет уменьшения уровня

дробового шума в отсутствие протекания постоянного тока. Возможность осуществления такого режима детектирования определяется сильной нелинейностью РТД и асимметрией ВАХ в области напряжений близких к нулевым. Необходимым условием эффективного выпрямления переменного сигнала в РТД при нулевом смещении является большая величина второй производной $d^2 I_0 / dV_{dc}^2(V_{dc})$, которая определяет изменение стационарного тока в области частот $\hbar\omega$, не превышающих ширину Γ резонансного уровня, в точке $V_{dc} = 0$. Такого рода ситуация, как известно, используется, например, в случае диодов Шоттки, ВАХ которых характеризуется резким увеличением тока в одной полярности приложенного напряжения при незначительном нарастании тока в другой полярности [98, 99].

Одним из способов создания асимметричной ВАХ является формирование с одной стороны РТД структуры контакта с барьером Шоттки посредством замены одного из сильнолегированных (n^+) контактных слоев на более широкий нелегированный слой [100]. Такая конфигурация РТД, помимо относительно большой кривизны ВАХ зависимости при нулевом напряжении и малой удельной емкостью, характеризуется пониженным паразитным последовательным сопротивлением меза-структуры по сравнению с РТД, имеющими контакты омического типа [101, 102]. Последнее обстоятельство объясняется тем, что после пролета через обедненную область носители заряда не задерживаются в коллекторном n^+ -слое и сразу попадают в область металла. Согласно оценкам использование РТД с контактами Шоттки при прочих равных условиях должно приводить к улучшению предельных частотных характеристик как детекторных, так и генераторных элементов на их основе [103] в суб-ТГц области частот.

Другой способ заключается во введении асимметрии непосредственно в структуру активной области РТД, содержащей квантовую(ые) яму(ы) и барьеры []. Данный вопрос в настоящий момент исследован недостаточно подробно. С технологической точки зрения наиболее простым способом получения структурной асимметрии является варьирование ширины барьеров и/или квантовых ям с сохранением химического состава соответствующих полупроводниковых слоев. В настоящем параграфе представлены результаты теоретического исследования асимметричных одноямных и двухъямных РТД наноструктур различной конфигурации с точки зрения возможностей создания значительной крутизны ВАХ зависимости в области напряжений $V_{dc} = 0$. Определены оптимальные конфигурации одноямных и двухъямных РТД структур, обеспечивающие наиболее эффективное выпрямление внешнего СВЧ сигнала как в пределе бесконечно малых амплитуде переменного поля V_{ac} , так и при конечных амплитудах V_{ac} , в том числе захватывающих область ВАХ с отрицательной дифференциальной проводимостью. Моделирование изменений стационарных ВАХ в переменном поле проводилось на основе решения уравнения Шредингера (см. §4.1).

Параметры базовых симметричных РТД структур приведены в Таблицах 3 и 4. На рис. 49 и 50 представлены рассчитанные ВАХ одноямных и двухъямных РТД с той же структурной конфигурацией. Расчеты проводились с учетом фермиевского распределения электронов в эмиттерной и коллекторной частях структуры при $E_F = 83$ мэВ (концентрация носителей $n \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T = 300\text{K}$). На основании приведенных на рисунках данных можно сделать некоторые замечания о закономерности деформации ВАХ с ростом ширины квантовых ям, общие для обоих типов РТД. Во-первых, происходит сдвиг ОДП области ВАХ к нулевому напряжению, причем характерные напряжения пика ВАХ в двухъямных РТД структурах в несколько раз меньше, по сравнению с одноямными РТД. Во-вторых, наблюдается небольшое уменьшение дифференциальной проводимости dI_0/dV_{dc} вблизи $V_{dc} = 0$ нулевого напряжения, причем значения dI_0/dV_{dc} в одноямных и двухъямных РТД оказываются примерно одинаковыми, порядка $10^6 \text{ A}/(\text{см}^2 \text{ В})$.

Таблица 3. Влияние ширины квантовой ямы на основные характеристики одноямных симметричных $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ РТД структур.

Конфигурация РТД структуры	Энергия резонансного уровня ϵ_R , мэВ	Квантовая ширина уровня Γ , мэВ
12Å/ 80 Å/12Å	92	5.3
12Å/ 90 Å/12Å	76	3.6
12Å/ 100 Å/12Å	64	2.6
12Å/ 110 Å/12Å	54	1.9
12Å/ 120 Å/12Å	47	1.4

Таблица 4. Влияние ширины квантовой ямы на основные характеристики двухъямных симметричных $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ РТД структур.

Конфигурация РТД структуры	Энергия резонансных уровней ϵ_{R1} и ϵ_{R2} , мэВ	Квантовые ширины уровней, мэВ
12Å/ 70 Å/12Å/ 70 Å/12Å	102 126	3.4 4.8
12Å/ 80 Å/12Å/ 80 Å/12Å	84 101	2.3 3.3
12Å/ 90 Å/12Å/ 90 Å/12Å	70 83	1.6 2.2
12Å/ 100 Å/12Å/ 100 Å/12Å	59 69	1.1 1.5
12Å/ 110 Å/12Å/ 110 Å/12Å	50 58	0.8 1.0

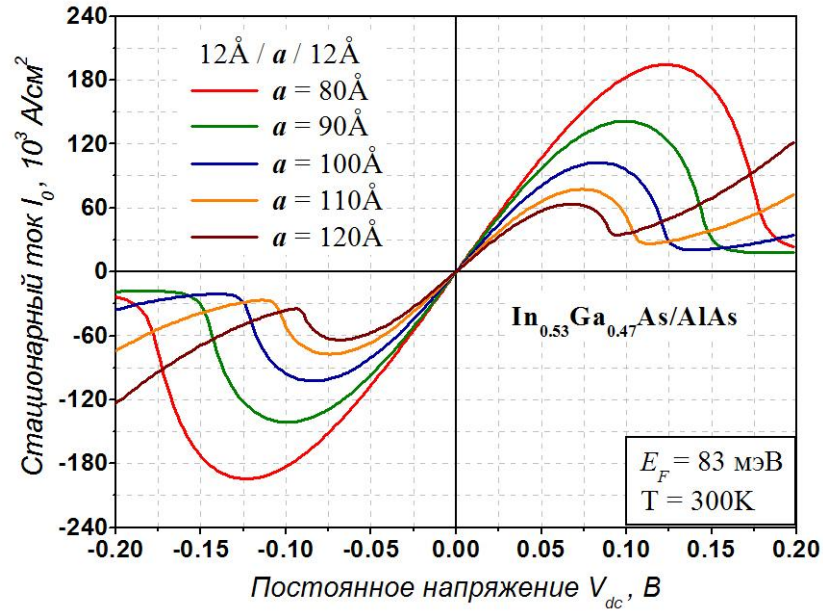


Рис. 49. ВАХ одноямных симметричных $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ РТД структур с различными ширинами квантовых ям.

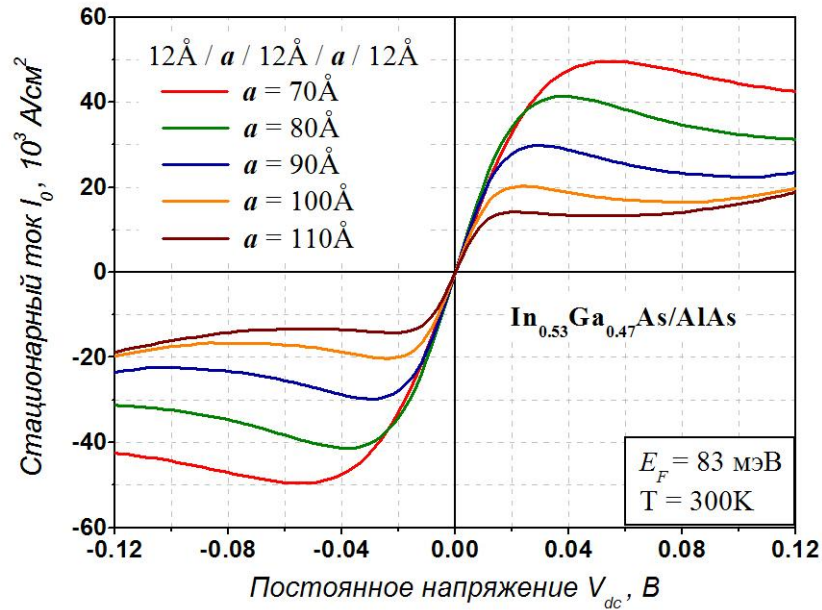


Рис. 50. ВАХ двухъямных симметричных $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ РТД структур с различными ширинами квантовых ям.

В одноямных РТД структурах необходимая асимметрия ВАХ достигается только за счет различных ширин барьеров, т.е. за счет увеличения ширины одного из барьеров. Асимметрия ВАХ обусловлена в этом случае различием электронной прозрачности РТД при прямой (эмиттерный барьер более узкий) и обратной (эмиттерный барьер более широкий) полярности прикладываемого к структуре постоянного напряжения V_{dc} . На рис. 51 представлены результаты расчетов, демонстрирующие возникновение асимметрии ВАХ в одноямной

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ РТД структуре с постоянной шириной первого барьера с увеличением ширины второго барьера. Видно, что с ростом ширины второго барьера происходит уменьшение величины стационарного тока в обеих полярностях. Видно также, что в обратной полярности ток падает быстрее, чем в прямой полярности. Такое поведение стационарного тока в зависимости обеспечивает формирование асимметрии ВАХ в одноямных РТД с разной шириной барьеров.

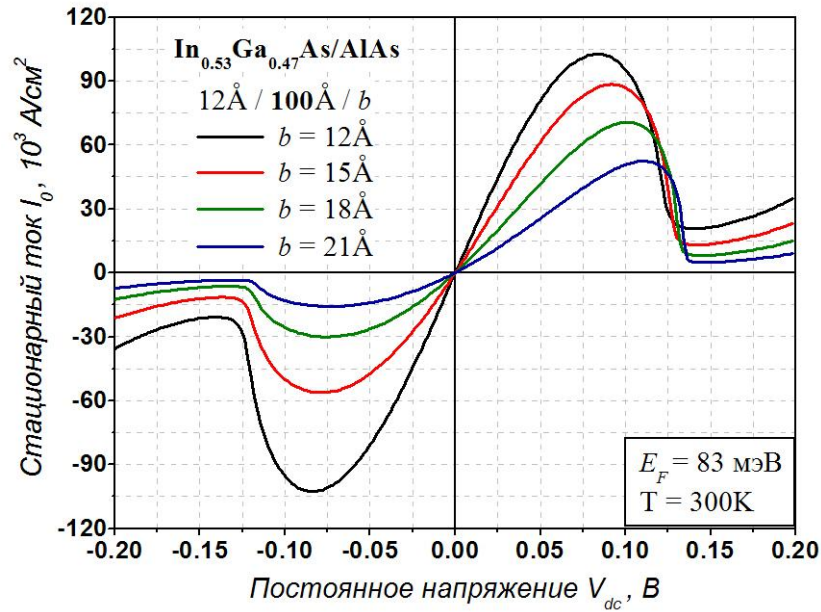


Рис. 51. Деформация ВАХ одноямной РТД структуры с ростом ширины второго барьера ($b = 12, 15, 18$ и $21 \text{ \AA}$) при фиксированных ширинах первого барьера ($12 \text{ \AA}$) и квантовой ямы ($100 \text{ \AA}$). $E_F = 83 \text{ мэВ}$, $T = 300 \text{ К}$.

В случае двухъямных РТД характер ВАХ зависимостей существенно отличается от случая одноямных РТД. Поскольку резонансное туннелирование в двухъямных РТД возникает при выравнивании энергетических уровней в соседних квантовых ямах, то асимметрия ВАХ может обеспечиваться как за счет различия ширин квантовых ям, так и за счет ширин барьеров. Оптимальными в этом случае является конфигурации РТД с узкими барьерами, обеспечивающими максимальную электронную прозрачность. Наилучшей конфигурацией, как показывают расчеты, является конфигурация, при которой все барьеры имеют одинаковую ширину. На рис. 52 представлены результаты расчетов, демонстрирующие возникновение асимметрии ВАХ в двухъямной $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ РТД структуре с уменьшением ширины второй ямы для случая $T = 300 \text{ К}$ при $E_F = 83 \text{ мэВ}$. Видно, что в случае двухъямных РТД наблюдается намного более ярко выраженная асимметрия, чем в одноямных РТД. В двухъямных РТД асимметрия ВАХ определяется не различием ширин барьеров, а различием

ширин квантовых ям. Правая часть рис. 52 соответствует ситуации, при которой ближе к эмиттеру оказывается более широкая яма ($100\text{\AA}$), что обеспечивает с ростом постоянного поля сближение энергетических уровней в соседних квантовых ямах и возникновение резонанса, приводящего к ВАХ с ярко выраженным максимумом тока. В левой части рис., соответствующей ситуации, при которой ближе к эмиттеру оказывается более узкая яма, резонанс уровней не происходит, и кривые ВАХ поэтому являются более пологими с заметно меньшей (4-5 раз) величиной тока I_0 при тех же значениях постоянного напряжения обратной полярности.

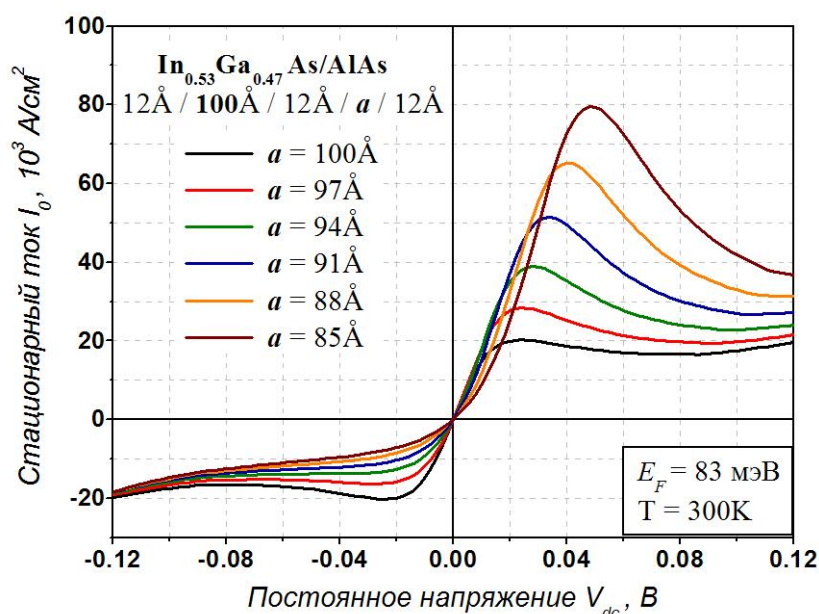


Рис. 52. Деформация ВАХ двухъямной РТД структуры с уменьшением ширины второй ямы ($a = 100, 97, 94, 91, 88$ и $85\text{\AA}$) при фиксированных ширине первой ямы ($100\text{\AA}$) и барьеров ($12\text{\AA}$). $E_F = 83$ мэВ, $T = 300\text{K}$.

С целью проведения количественных оценок эффекта детектирования в одноямных и двухъямных РТД ниже приводятся результаты расчета второй производной d^2I_0 / dV_{dc}^2 , определяющей изменение стационарного тока под воздействием СВЧ излучения при небольших амплитудах СВЧ поля. На рис. 53 приведены данные расчета величины в области напряжений вблизи $V_{dc} = 0$ для одноямных $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ РТД структур с различными ширинами квантовых ям $80 \div 120\text{\AA}$ в зависимости от ширины второго барьера при фиксированной ширине первого барьера $12\text{\AA}$. Видно, что при всех рассмотренных ширинах квантовых ям величина второй производной линейно возрастает с увеличением ширины второго барьера, достигает максимума при ширинах b равных $16\text{-}18\text{\AA}$ ($\Delta b = 4\text{-}6\text{\AA}$) и затем

плавно спадает. Максимум d^2I_0/dV_{dc}^2 , как следует из данных расчета, достигается в РТД структурах с шириной квантовой ямы **90-110Å** и составляет порядка $7 \cdot 10^6$ А/(см² В²).

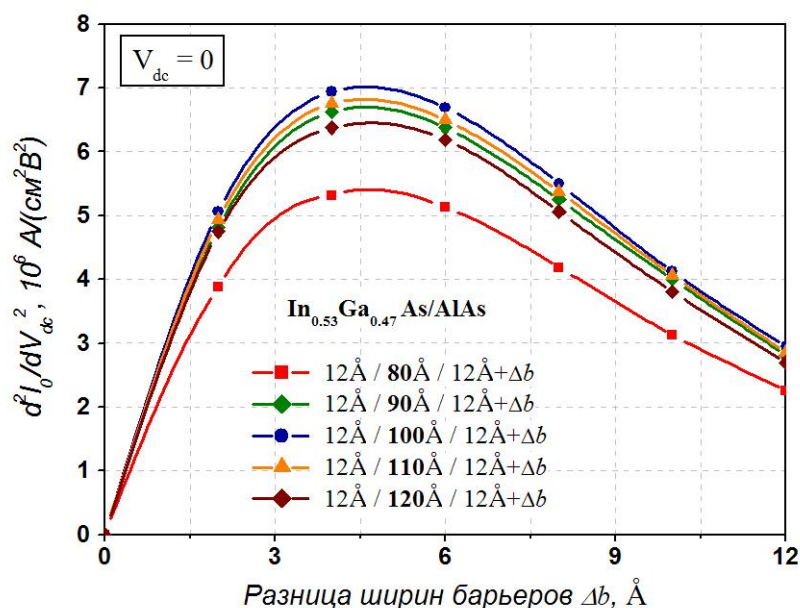


Рис. 53. Зависимость второй производной d^2I_0/dV_{dc}^2 от разницы ширин барьеров Δb в одноямных РТД структурах с различными квантовыми ямами.

Поведение зависимостей $d^2I_0/dV_{dc}^2(V_{dc})$ можно объяснить следующим образом. Линейное возрастание второй производной с увеличением ширины второго барьера определяется возрастанием асимметрии структуры. Однако, при ширинах второго барьера порядка 16-18Å наблюдается замедление этой зависимости с выходом на максимум, что обусловлено тем, что величина электронной прозрачности и тока через структуру начинает быстро падать при больших ширинах барьеров, поскольку туннельный ток экспоненциально зависит от ширины барьера.

На кривых также наблюдается еще одна закономерность поведения d^2I_0/dV_{dc}^2 . Можно заметить, что при фиксированных барьерах с увеличением ширины квантовой ямы величина d^2I_0/dV_{dc}^2 в максимуме при ширинах 80-100Å возрастает, а затем при ширинах больших 100Å начинает уменьшаться. Этот эффект определяется наличием двух конкурирующих факторов, напрямую влияющих на величину стационарного тока в РТД. Первый фактор – положение резонансного уровня ϵ_R в квантовой яме относительно уровня Ферми E_F электронов в предбарьерных областях (поток электронов из эмиттера возрастает в структурах с широкими ямами из-за приближения ϵ_R к дну зоны проводимости). Второй фактор – электронная прозрачность РТД, а именно резкая обратно пропорциональная зависимость ширины Γ

резонансного уровня от эффективной мощности барьеров, которая, в свою очередь, увеличивается для более глубоких резонансных уровней.

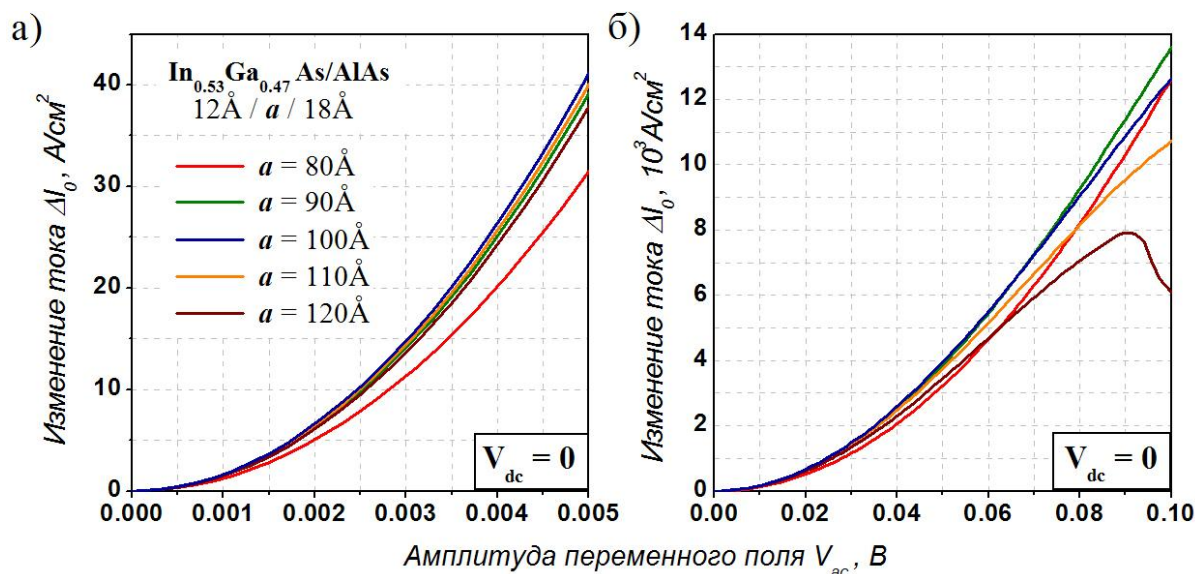


Рис. 54. Рассчитанная зависимость изменения стационарного тока ΔI_0 при нулевом смещении в одноямных РТД структурах с различными ширинами квантовых ям и оптимальными барьерами для малых (а) и больших (б) амплитуд переменного поля V_{ac} .

Далее анализируются данные об изменении постоянного тока ΔI_0 под воздействием переменного электрического поля в зависимости от амплитуды переменного электрического поля V_{ac} . Данные расчетов при нулевом смещении ($V_{dc} = 0$) для одноямных $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ РТД приведены на рис. 54. Параметры исследованных структур те же, что использованы в расчетах, результаты которых приведены на рис. 53. На рис. 55 приведены данные расчетов величины второй производной $d^2 I_0 / dV_{dc}^2$ в области напряжений вблизи $V_{dc} = 0$, а на рис. 56 – рассчитанные данные изменения постоянного тока под воздействием переменного электрического поля для двухъямных $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ РТД. Рассмотрены структуры с разными ширинами первой квантовой ямы $70 \div 110 \text{ \AA}$ в зависимости от Δa – разницы ширин квантовых ям при одинаковых барьерах ($b = 12 \text{ \AA}$).

Как следует из приведенного рис. 55, величина второй производной независимо от ширины первой квантовой ямы достигает максимума, в случае когда вторая яма становится уже первой на величину $\Delta a \approx 6 \text{ \AA}$. Максимум $d^2 I_0 / dV_{dc}^2$, достигается в РТД структурах с более широкими квантовыми ямами, большими $100 \text{ \AA}$, и составляет порядка $10^8 \text{ A}/(\text{cm}^2 \text{ V}^2)$.

Сравнительный анализ данных, приведенных на рис. 53-56, позволяет сделать выводы о некоторых закономерностях детектирования СВЧ переменного электрического поля в РТД различной конфигурации при нулевом напряжении смещения.

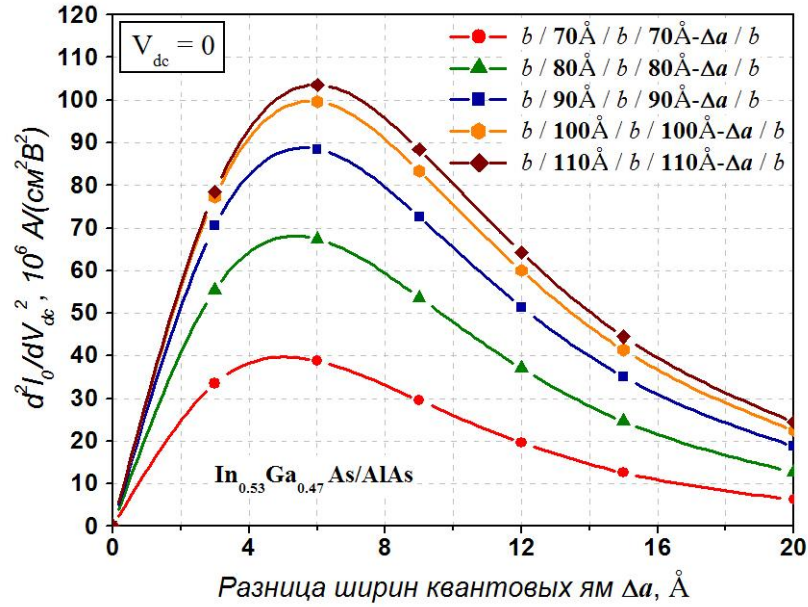


Рис. 55. Зависимость второй производной $d^2I_0/dV_{dc}^2(V_{dc})$ от разницы ширин квантовых ям Δa в двухъямных РТД структурах с различной первой квантовой ямой ($b = 12\text{Å}$).

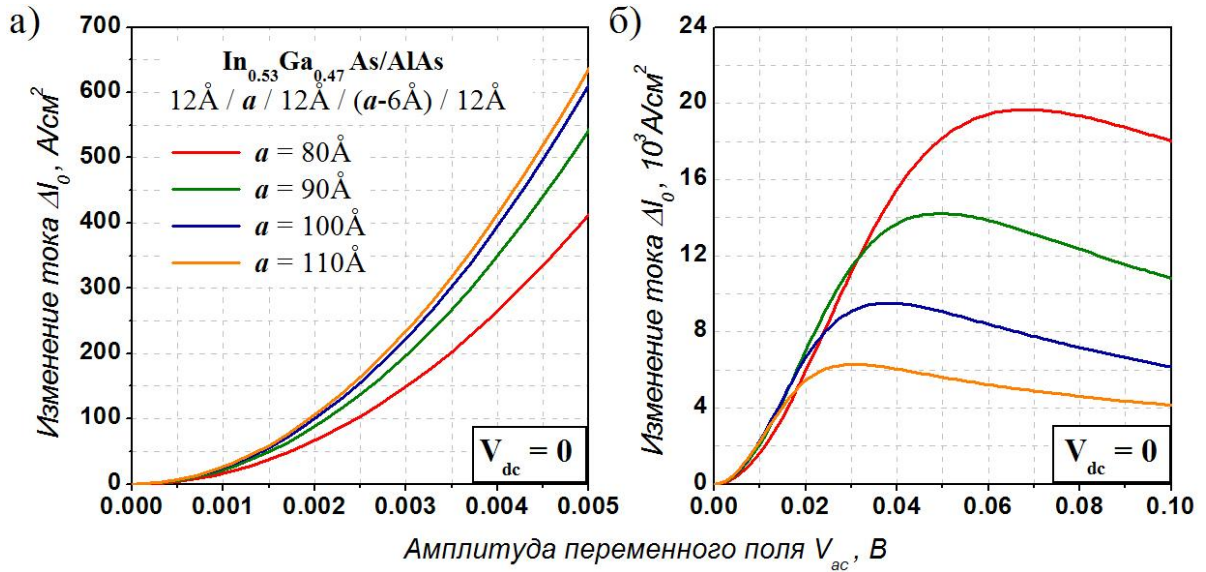


Рис. 56. Рассчитанная зависимость изменения стационарного тока ΔI_0 при нулевом смещении в двухъямных РТД структурах с различными ширинами квантовых ям и оптимальной разницей ширин квантовых ям $\Delta a = 6\text{Å}$ для малых (а) и больших (б) амплитуд переменного поля V_{ac} .

Прежде всего отметим, что в относительно слабом переменном СВЧ поле (рис. 54а и 56а) изменения стационарного тока ΔI_0 в одноямных и двухъямных РТД, в соответствии с формулой (20), пропорциональны квадрату амплитуды V_{ac} . Расположение кривых чувствительности $\Delta I_0(V_{ac})$ относительно друг друга для РТД различной конфигурации

соответствует соотношению рассчитанных для тех же структур величин второй производной d^2I_0 / dV_{dc}^2 в области напряжений вблизи $V_{dc} = 0$ (рис. 53 и 55). Значения выпрямленных токов ΔI_0 для одноямной $12\text{\AA}/\mathbf{100\AA}/18\text{\AA}$ и двухъямной $12\text{\AA}/\mathbf{110\AA}/12\text{\AA}/\mathbf{104\AA}/12\text{\AA}$ РТД структур, оптимальных с точки зрения величины второй производной (см. рисунки), при одинаковой амплитуде V_{ac} отличаются друг от друга более чем на порядок: $\Delta I_0^{1w} \approx 40 \text{ А/см}^2$, $\Delta I_0^{2w} \approx 600 \text{ А/см}^2$ при $V_{ac} = 0.005 \text{ В}$. Приведенная оценка в квадратичном приближении показывает, что двухъямные РТД структуры представляются более перспективными в плане чувствительности при их использовании в качестве основы детекторов СВЧ излучения с нулевым смещением для работы в области суб-ТГц диапазоне частот

В СВЧ полях большей интенсивности (рисунки 54б и 56б) изменения стационарного тока ΔI_0 в одноямных и двухъямных РТД перестают удовлетворять слабосигнальному приближению квадратичной зависимости от амплитуды, что обусловлено участием в выпрямлении переменного сигнала в РТД областей ВАХ, не только в области напряжений вблизи нуля, но и при отличных от нуля напряжениях, в том числе захватывающих область ОДП ВАХ. Для обоих типов РТД с увеличением амплитуды переменного поля V_{ac} наблюдается замедление роста стационарного тока с достижением максимума и последующее медленное падение, т.е. возникает своеобразный «эффект насыщения выпрямленного тока». Этот эффект проявляется гораздо раньше в двухъямных РТД, особенно в структурах с широкими квантовыми ямами, поскольку для них, как уже было отмечено ранее, характерные напряжения пика ВАХ в несколько раз меньше, в сравнении с одноямными РТД. Это, в частности, приводит к тому, что начиная с амплитуд $V_{ac} > 0.06 \text{ В}$ величина выпрямленного тока ΔI_0 для оптимальной в случае слабых полей двухъямной $12\text{\AA}/\mathbf{110\AA}/12\text{\AA}/\mathbf{104\AA}/12\text{\AA}$ РТД структуры оказывается меньше, чем в одноямной $12\text{\AA}/\mathbf{90\AA}/18\text{\AA}$. Как следует из рис. 56 переход в случае двухъямных РТД с более узкими ямами заметно улучшает нелинейные свойства РТД. Так, например, при переходе от структур с шириной ям порядка $\mathbf{110\AA}$ к структурам с шириной ям порядка $\mathbf{80\AA}$ кривая чувствительности $\Delta I_0(V_{ac})$ в интервале амплитуд $0.05\text{--}0.1 \text{ В}$ возрастает до значений $\Delta I_0^{\max} = 20 \text{ А/см}^2 \text{ В}$, которые оказываются выше соответствующих значений для одноямных РТД (см. рис. 54б).

Таким образом, двухъямные РТД с оптимально подобранной структурной конфигурацией, изменяющейся в зависимости от конкретного частотного диапазона и максимальных амплитуд переменного СВЧ поля, оказываются более предпочтительными по сравнению с одноямными РТД с точки зрения эффективности детектирования излучения в диапазоне суб-ТГц и ТГц частот.

§5.3 Оценка быстродействия РТД элементов на основе результатов измерений эффекта выпрямления СВЧ излучения

Исследование изменений ВАХ во внешнем высокочастотном электромагнитном поле позволяют оценить быстродействие внутренних электронных процессов в РТД. Оценка быстродействия исследуемых РТД структур выполнена на основании результатов измерений, проведенных при частотах СВЧ поля 111 ГГц (рисунки 44 и 46) и 222 ГГц (рис. 57) в соответствии с методикой, изложенной в работе [9].

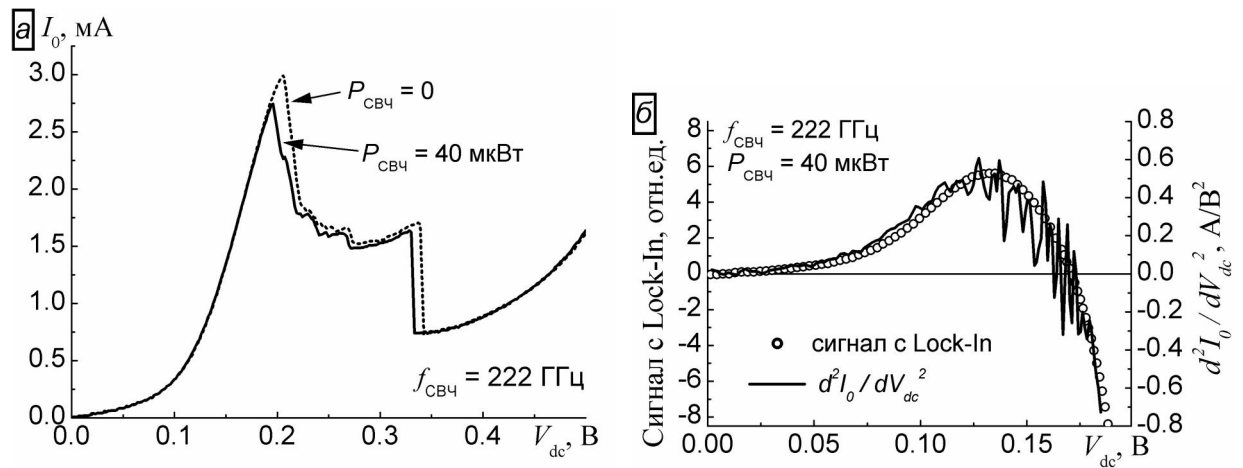


Рис. 57. а) Изменение ВАХ двухъямного РТД под воздействием СВЧ поля ($f_{\text{СВЧ}} = 222$ ГГц, $P_{\text{СВЧ}} = 40$ мкВт); б) Графики зависимости токового отклика и второй производной ВАХ от величины постоянного напряжения V_{dc} .

Методика заключается в сравнении частотных зависимостей измеренной и расчетной чувствительностей исследуемого РТД элемента при малых мощностях внешнего СВЧ поля. Измеряемая в эксперименте величина чувствительности $R_{\text{изм}}$ определяется как отношение изменения стационарного тока к мощности переменного поля выражением:

$$R_{\text{изм}} = \frac{\Delta I_0(f_{\text{СВЧ}})}{P_{\text{СВЧ}}} \quad (21)$$

Расчетная чувствительность согласно [9]:

$$R_{\text{расч}} = \frac{d^2 I_0}{dV_{dc}^2} \frac{Z_A}{\left(1 + \frac{Z_A}{R_S}\right)^2} \left(\frac{1}{2\pi f_{\text{СВЧ}} R_S C} \right)^2 \quad (22)$$

где Z_A – импеданс микрополосковой антенны, R_S – последовательное сопротивление элемента РТД (включающее в себя сопротивление контактов “металл/p+-InGaAs”, сопротивление растекания по нижнему слою p+-InGaAs, сопротивление меза-структуры), C – емкость РТД. В случае, когда период колебаний СВЧ волны не превосходит характерное время переходных электронных процессов в РТД, величины $R_{изм}$ и $R_{расч}$ оказываются примерно равны. Инерционность туннелирования в РТД приводит к тому, что, начиная с некоторой критической частоты $f'_{СВЧ}$, измеренная чувствительность начинает падать с ростом частоты гораздо быстрее, чем расчетная. Быстродействие РТД определяется величиной этой критической частоты:

$$\tau = \frac{1}{2\pi f'_{СВЧ}} \quad (23)$$

На рис. 58 приведены результаты СВЧ измерений двухъямного РТД при напряжении на структуре $V_{dc} = 0.13$ В: рассчитанная по формуле (22) кривая чувствительности $R_{расч}(f_{СВЧ})$ с параметрами $d^2 I_0 / dV_{dc}^2 \approx 0.5 \text{ А} \cdot \text{В}^{-2}$, $Z_A = 300 \text{ Ом}$, $R_S \approx 3 \text{ Ом}$, $C \approx 50 \text{ фФ}$ и две измеренных чувствительности $R_{изм}(111 \text{ ГГц})$ и $R_{изм}(222 \text{ ГГц})$. Видно, что обе экспериментальные точки с учетом погрешностей отлично согласуются с рассчитанной кривой, что позволяет определить верхнюю границу быстродействия изготовленных двухъямных РТД на уровне 0.8 пс.

Таким образом, показано, что не только одноямные РТД [1], но и двухъямные РТД характеризуются высоким быстродействием электронных процессов. Следует подчеркнуть, что максимальное быстродействие РТД структур на самом деле может соответствовать еще более малым временам.

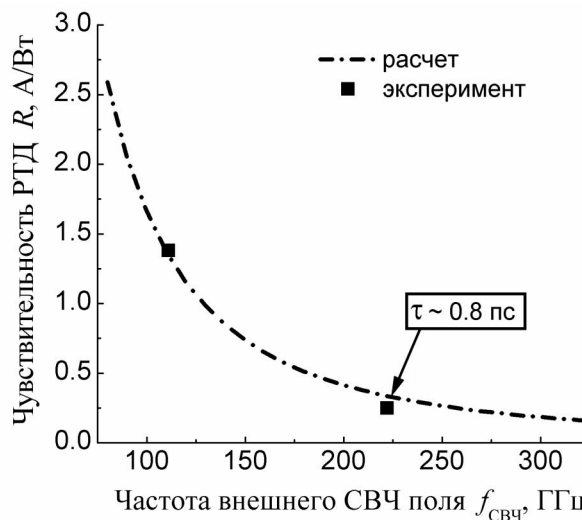


Рис. 58. Частотные зависимости расчетной и измеренной чувствительности двухъямного РТД при $V_{dc} = 0.13$ В.

Выводы по 5-й главе.

1. Выполнены экспериментальные и теоретические исследования процессов выпрямления суб-ТГц и ТГц волн в РТД наноструктурах с квантовыми ямами.
2. В результате проведенных при комнатной температуре измерений установлено, что при частотах 111 и 222 ГГц величина изменения стационарного тока под воздействием СВЧ излучения в двухъямных $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InP}$ РТД в случае СВЧ полей малой мощности ($P < 50$ мкВт) пропорциональны второй производной тока по напряжению в широком интервале ВАХ. В более интенсивных СВЧ полях изменения стационарного тока перестают удовлетворять слабо-сигнальному приближению линейной зависимости от мощности СВЧ сигнала, возникает «эффект насыщения» обусловленный участием в выпрямлении переменного сигнала области ВАХ с отрицательной дифференциальной проводимостью. Полученные экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с данными теоретических расчетов изменений ВАХ РТД под воздействием СВЧ поля.
3. Оценено быстродействие изготовленных РТД элементов и показано, что времена переходных процессов в изготовленных образцах РТД структур не превышают 1 пс.
4. Теоретически показано, что при нулевом напряжении смещения асимметричные двухъямные РТД с оптимально подобранной структурной конфигурацией являются более предпочтительными по сравнению с асимметричными одноямными РТД с точки зрения эффективности детектирования суб-ТГц и ТГц излучения.

Заключение

Основные результаты работы:

1. В рамках приближения дельта-образных барьеров, а также в рамках более точной теории для РТД структур с конечной высотой и шириной барьеров, учитывающей влияние постоянного электрического поля и фермиевского распределения носителей заряда в эмиттерной и коллекторной частях структуры, выполнен анализ высокочастотных свойств РТД различной конфигурации. Исследованы закономерности высокочастотного отклика РТД во внешнем переменном электрическом поле в зависимости от структурных параметров, концентрации носителей, температуры и приложенного к структуре постоянного напряжения. В высокочастотном отклике при моноэнергетической инжекции электронов зарегистрированы резонансные полосы усиления и поглощения, проявляющиеся как в классическом режиме на низких частотах (энергия СВЧ кванта меньше ширины резонансного уровня), так и в «квантовом» режиме при суб-ТГц и ТГц частотах (энергия СВЧ кванта превышает ширину резонансного уровня).

2. В рамках приближения дельта-образных барьеров установлено, что антисимметрия высокочастотного отклика РТД с одинаковыми барьерами, обусловленная наличием одинаковых по интенсивности полосы усиления (отрицательный отклик) для инжектируемых электронов с энергией, превышающей энергию резонансного уровня, и полосы поглощения (положительный отклик) для инжектируемых электронов с энергией, меньшей энергии резонансного уровня, снижает результирующую величину высокочастотного отклика в случае РТД с распределенными по энергии электронами в предбарьерных областях. В двухъямных РТД показана превалирующая роль межуровневых переходов, снижающих влияние антисимметрии и приводящих к эффекту энергетической фильтрации, выделяющего из всего ансамбля инжектируемых электронов только некоторую часть электронов, активно взаимодействующих с внешним СВЧ полем.

3. В рамках квантовой теории, учитывающей влияние электрического поля, показано, что наложение стационарного электрического поля приводит к изменению амплитудных и частотных характеристик высокочастотного отклика в РТД, нарушению антисимметрии полос усиления и поглощения и увеличению результирующего усиления на всех частотах.

4. Показано, что в случае $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ одноямных РТД с узкими ($12 \div 15 \text{ \AA}$) барьерами и шириной квантовых ям порядка $40\text{-}50 \text{ \AA}$, оптимальных с точки зрения высокочастотных свойств РТД, реализуется классический режим усиления в диапазоне суб-ТГц и ТГц частот с энергией квантов, не превышающей ширины резонансного уровня ($\Gamma \sim 20 \text{ мэВ}$). Квантовый режим усиления, при котором энергия квантов СВЧ поля должна превосходить

ширину резонансного уровня, реализуется при частотах, существенно превышающих терагерцовые.

5. Показано, что главные закономерности высокочастотного отклика двухъямных РТД определяются наличием двух резонансных уровней и преобладающим вкладом межуровневых электронных переходов. Верхний резонансный уровень в таких структурах оказывается привилегированным, как с точки зрения туннелирования, так и с точки зрения взаимодействия с электромагнитным излучением, что приводит при энергиях квантов СВЧ поля порядка разности энергий резонансных уровней к возрастанию высокочастотного отклика в сравнении с одноямными РТД и к возникновению особенностей, обусловленных взаимодействием электронных состояний в соседних ячейках структуры.

6. Теоретически показана в двухъямных РТД структурах возможность узкополосного усиления с плавной перестройкой резонансной частоты в диапазоне ТГц частот посредством варьирования прикладываемого к структуре напряжения. На примере двухъямной $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ РТД структуры типа 20/120/20/90/20Å продемонстрирована перестройка узкополосного усиления в диапазоне $f = 1 \div 5$ ТГц ($\Delta f = 0.25$ ТГц) при варьировании постоянного напряжения в интервале $V_{\text{dc}} = 0.07 \div 0.11$ В.

7. Выполнены экспериментальные и теоретические исследования процессов выпрямления суб-ТГц и ТГц волн в одноямных и двухъямных РТД. В результате проведенных измерений показано, что величина изменения стационарного тока в двухъямных $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InP}$ РТД под воздействием СВЧ излучения (0.1-0.2 ТГц) в случае слабых полей ($P < 50$ мкВт) пропорциональны второй производной тока по напряжению. В более интенсивных СВЧ полях изменения стационарного тока перестают удовлетворять приближению линейной зависимости от СВЧ-мощности, возникает «эффект насыщения», обусловленный вкладом в процессы выпрямления области ВАХ с отрицательной дифференциальной проводимостью. По данным этих измерений оценено быстроедействие изготовленных РТД элементов и показано, что времена переходных процессов в изготовленных образцах РТД структур не превышают 1 пс. Теоретически показана возможность детектирования суб-ТГц и ТГц волн в двухъямных РТД с оптимально подобранной структурой при нулевом напряжении смещения, превосходящего по чувствительности детектирование в асимметричных одноямных РТД.

8. Отработка технологии изготовления одноямных и двухъямных РТД наноструктур с применением методов МПЭ и процессов фотолитографии производилась на основе результатов структурных и электрофизических измерений, проводившихся *in situ* методом анизотропного отражения, а также с помощью измерений поперечного транспорта и низкотемпературной фотолуминесценции. Используемые диагностические методики обеспечили изготовление GaAs/AlAs и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InP}$ гетероструктур с высоким качеством интерфейсов на

уровне одного монослоя. Исследования высокочастотных свойств РТД структур проводились на экспериментальной установке, обеспечивающей изучение процессов выпрямления суб-ТГц волн в измерительных элементах на основе РТД с использованием волноводных СВЧ ячеек с микрополосковыми линиями и антенными элементами.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. О.А. Клименко, Н.В. Дьяконова, В. Кнап, Ю.А. Митягин, В.Н. Мурзин, С.А. Савинов, В.С.Сызранов, В.А.Чуенков, Высокочастотный отклик и возможности регистрации квантового режима усиления в резонансно-туннельных диодных структурах, КСФ, №1, с.24-35 (2009).
- A2. О.А. Клименко, Н.В. Дьяконова, В. Кнап, Ю.А. Митягин, В.Н. Мурзин, С.А. Савинов, В.С.Сызранов, В.А.Чуенков, О влиянии распределения электронов в приконтактной области и асимметрии РТД структуры на высокочастотный отклик и возможности регистрации квантового режима усиления во внешнем высокочастотном электрическом поле, КСФ, №1, с.36-48 (2009).
- A3. И.П.Казаков, Е.В.Глазырин, С.А.Савинов, В.И.Цехош, С.С.Шмелев, Оптическая диагностика поверхности наногетероструктур в процессе выращивания, ФТП, 44(11), с.1489-1493 (2010).
- A4. С.А. Савинов, А.Л. Карузский, О.А. Клименко, Ю.А. Митягин, В.Н. Мурзин, А.В.Пересторонин, Анализ нелинейного высокочастотного отклика резонансно-туннельных диодных структур в квантовом режиме усиления в терагерцовом диапазоне, Труды Научной сессии НИЯУ МИФИ-2010 (Москва, 25-31 января 2010 г.), Т.3 Фундаментальные проблемы науки, с.11-14.
- A5. О.А. Клименко, Ю.А. Митягин, В.Н. Мурзин, С.А. Савинов, В.С.Сызранов, Нелинейный квантовый режим усиления электромагнитных волн терагерцового диапазона в резонансно-туннельных гетероструктурах, КСФ, № 11, с. 39-48 (2011).
- A6. С.А. Савинов, В.Н. Мурзин, Эффект энергетической фильтрации и возможности генерации терагерцового излучения в резонансно-туннельных структурах с несколькими квантовыми ямами, Письма в ЖЭТФ, т.93(3), с.171-176 (2011).
- A7. А.Л. Карузский, А.В. Пересторонин, Н.А. Волчков, Ю.С. Леонов, А.С. Ермолов, С.А. Савинов, Ю.А. Митягин, В.С. Сызранов, А.М. Цховребов, В.И. Егоркин, С.С. Шмелёв, В.Н. Мурзин, Нелинейные свойства двух- и трёхбарьерных резонансно-туннельных структур в суб-ТГц диапазоне, Вестник НИЯУ “МИФИ”, т.1, № 2, с. 146–154 (2012).

- A8. V.V. Kapaev ; V.N. Murzin and S.A. Savinov, "Terahertz narrow-band tune amplification effect in triple-barrier quantum well resonant tunneling nanostructures", Proc. of SPIE Vol. 8496, 84960B (2012).
- A9. A.L. Karuzskii, V.V. Kapaev, V.N. Murzin, Yu.A. Mityagin, S.A. Savinov, A.V. Perestoronin, A.M. Tshovrebov, N.A. Volchkov, I.P. Kazakov, V.I. Egorkin, S.S. Shmelev, "The novel THz generation and detection possibilities of resonant-tunneling based semiconductor multiple-quantum well nanostructures", Proc. of SPIE Vol. 8700, 87000P (2012).
- A10. И.П. Казаков, М.А. Базалевский, В.В. Капаев, С.А. Савинов, В.И. Цехош, Оптическая диагностика гетероструктур резонансно-туннельных диодов в процессе выращивания, Труды XVI международного симпозиума «Нанопизика и нанозлектроника» (Н. Новгород, 12-16 марта 2012 г.), с. 374-375.
- A11. С.А. Савинов, И.П. Казаков, В.В. Капаев, А.Л. Карузский, О.А. Клименко, Ю.А. Митягин, А.В. Пересторонин, В.Н. Мурзин, Исследование нелинейных свойств и эффектов воздействия высокочастотного поля гигагерцового и субтерагерцового диапазона на статические характеристики одно- и двухъямных резонансно-туннельных GaAs/AlAs наноструктур, Труды XVI международного симпозиума «Нанопизика и нанозлектроника» (Н. Новгород, 12-16 марта 2012 г.), с.376-377.
- A12. V.V. Kapaev, V.N. Murzin, S.A. Savinov, Electrically driven terahertz amplification frequency tuning effect in double-quantum-well resonant-tunneling structures, Workshop "Semiconductors sources and detectors of THz radiation" (Tignes, France, April 24-27, 2012) Abstracts, p.65-66.
- A13. И.П. Казаков, М.А. Базалевский, В.В. Капаев, С.А. Савинов, В.И. Цехош, Диагностика наногетероструктур GaAs/AlAs в процессе выращивания методами отражения, 2-я Научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения» (Москва, 16-17 мая 2012 г.), Тезисы докладов, с.54-55.
- A14. В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, С.А. Савинов, В.Н. Мурзин, Высокочастотный отклик и возможности перестраиваемого по частоте терагерцового узкополосного усиления в резонансно-туннельных наноструктурах, ЖЭТФ, т.143, вып.3, с.569-589 (2013).
- A15. V.V. Kapaev, V.N. Murzin, S.A. Savinov, Continuous narrow-band amplification tuning effect at THz frequencies in double-quantum-well resonant tunneling nanostructures, Optical Engineering, 52(1), 014002 (2013).
- A16. Г.Н. Измаилов, Ю.А. Митягин, В.Н. Мурзин, С.А. Савинов, С.С. Шмелев, Е.М. Апостолова, Метод измерения интенсивности суб-ТГц и ТГц излучения с использованием резонансно-туннельных диодов, Измерительная техника, №8, с.16-18 (2013).
- A17. Г.Н. Измаилов, Ю.А. Митягин, В.Н. Мурзин, С.А. Савинов, Метод измерения интенсивности суб-ТГц и ТГц излучения с использованием резонансно-туннельных

- диодов, Сборник материалов XII Всероссийской научно-технической конференции «Состояние и проблемы измерений» (Москва, 4-6 февраля 2013 г.), с.54-56.
- A18. С.А. Савинов, А.С. Ермолов, В.Н. Мурзин, А.Л. Карузский, А.В. Пересторонин, А.А. Горбачевич, В.В. Капаев, Н.А. Волчков, В.И. Егоркин, С.С. Шмелёв, И.П. Казаков, Процессы переключения и детектирования СВЧ излучения в резонансно-туннельных структурах, 3-я Научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения» (Москва, 23-24 мая 2013 г.), Тезисы докладов, с. 18-20.
- A19. С.А. Савинов, В.Н. Мурзин, В.В. Капаев, А.Л. Карузский, А.В. Пересторонин, В.И. Егоркин, С.С. Шмелев, Е.М. Апостолова, Г.Б. Галиев, А.А. Горбачевич, Исследование быстродействия электронных процессов и влияния внешнего СВЧ поля на стационарный ток в одноямных и двухъямных резонансно-туннельных структурах на основе InGaAs/AlAs/InP, Вестник НИЯУ «МИФИ», т.3, №2, с.210-218 (2014).
- A20. V. Капаев, V. Murzin, S. Savinov, V. Egorkin, Peculiarities of sub-THz wave rectification by resonant tunneling semiconductor nanostructures at zero bias voltage, Int. Conf. "Micro- and Nanoelectronics – 2014" (Moscow – Zvenigorod, October 6th – 10th, 2014), Book of abstracts, P2-31.

Список использованной литературы

-
1. Лебедев А.И., Физика полупроводниковых приборов, М.: Физматлит, 2008.
 2. Khanna A.P.S., Microwave Oscillators: The State of the Technology // Microwave Journal, v.49, No 4, p. 22-26 (2006).
 3. R.Tsu and L.Esaki, Tunneling in a finite superlattice // Appl. Phys. Lett. **22**, 562-564 (1973).
 4. Шмидт В.В., Введение в физику сверхпроводников, М.: МЦНМО, 2000.
 5. P. Mazumder, S. Kulkarni et al, Digital circuit applications of resonant tunneling devices // Proceedings of the IEEE, vol. 86, no. 4, 664-686 (1998).
 6. Figueiredo J. M. L., Optoelectronic Properties of Resonant Tunneling Diodes // PhD Thesis, Universidade do Porto, Porto (2000).
 7. Masaru Chibashi, Keisuke Eguchi, Shinpei Nakagawa and Takao Waho, A fully-differential resonant-tunneling circuit // IEICE Electronics Express **2**, 221 (2005)
 8. M. Asada, S. Suzuki, and N. Kishimoto, Resonant Tunneling Diodes for Sub-Terahertz and Terahertz Oscillator // Jpn. J. Appl. Phys. **47**, No.6, pp. 4375-4384 (2008).

9. Sollner T.C.L.G., Goodhue W.D., Tannenwald P.E. et al., Resonant tunneling through quantum wells at frequencies up to 2.5 THz // *Appl. Phys. Lett.* **43**, 6, 588–590 (1983).
10. V. Chitta, C. Kutter, R.E.M. de Bekker, J.C. Maan et al., Resonant tunneling at far-infrared frequencies // *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 3945-3954 (1994).
11. J. S. Scott, J. P. Kaminski, M. Wanke, S. J. Allen et al., Terahertz frequency response of an $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$ resonant tunneling diode // *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1995-1997 (1994).
12. E. E. Mendez, W. I. Wang, E. Calleja, and C. E. T. Gonçalves da Silva, Resonant tunneling via X-point states in AlAs-GaAs-AlAs heterostructures // *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1263 (1987).
13. Goldberg Yu.A. and N.M. Schmidt, *Handbook Series on Semiconductor Parameters*, vol.2, World Scientific, London, 1999.
14. Han Chunlin, Chen Chen, Zou Penghui et al., InP-base resonant tunneling diodes // *J. Semicond.* **30**, 064001 (2009).
15. H. Sugiyama, H. Yokoyama, A. Teranishi, S. Suzuki and M. Asada, Extremely High Peak Current Densities of over $1 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ in InP-Based $\text{InGaAs}/\text{AlAs}$ Resonant Tunneling Diodes Grown by Metal–Organic Vapor-Phase Epitaxy // *Jpn. J. Appl. Phys.* **49**, 051201 (2010).
16. В.С. Сызранов, О.А. Клименко, А.С. Ермолов, И.П. Казаков, С.С. Шмелев, В.И. Егоркин, В.Н. Мурзин, Одноямные резонансно-туннельные диодные гетероструктуры на основе $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}/\text{InP}$ с отношением пикового тока к току долины 22:1 при комнатной температуре // *КСФ*, №8, с.48-53 (2013).
17. M. Feiginov, C. Sydlo, O. Cojocari, and P. Meissner, Resonant-tunnelling-diode oscillators operating at frequencies above 1.1THz // *Appl. Phys. Lett.* **99**, 233506 (2011).
18. Y. Koyama, R. Sekiguchi, and T. Ouchi, Oscillations up to 1.40 THz from Resonant-Tunneling-Diode-Based Oscillators with Integrated Patch Antennas // *Appl. Phys. Express* **6**, 064102 (2013).
19. H. Kanaya, R. Sogabe, T. Maekawa, S. Suzuki, and M. Asada, Fundamental Oscillation up to 1.42 THz in Resonant Tunneling Diodes by Optimized Collector Spacer Thickness // *J Infrared Milli Terahz Waves* **35**, 425-431 (2014).
20. S. Takahagi, H. Shin-ya, K. Asakawa, M. Saito, and M. Suhara, Equivalent Circuit Model of Triple-Barrier Resonant Tunneling Diodes Monolithically Integrated with Bow-Tie Antennas and Analysis of Rectification Properties towards Ultra Wideband Terahertz Detections // *Jpn. J. Appl. Phys.* **50**, 01BG01 (2011).
21. M. Suhara et al., Analysis of terahertz zero bias detectors by using a triple-barrier resonant tunneling diode integrated with a self-complementary bow-tie antenna // *Device Research Conference, 2012 70th Annual, University Park, TX*, pp. 77-78 (2012).

22. Matsuzaki H., Osaka J., Itoh T. et al. Monolithic integration of resonant tunneling diodes, Schottky barrier diodes and 0,1- μ m-gate high electron mobility transistors for highspeed Ics // Japanese Journal of Applied Physics, **40**, 2186-2190 (2001).
23. Slight T. J., Integration of a Resonant Tunnelling Diode and an Optical Communications Laser // PhD Thesis, University of Glasgow, Glasgow (2006).
24. Haitao Qi, Weilian Guo, Yali Li et al., InP-based RTD/HEMT monolithic integration // Transactions of Tianjin University **16**, 267-269 (2010).
25. К.И. Алмазов-Долженко, А.Н. Королёв, Техническая электродинамика и устройства СВЧ, М.:Научный мир, 2006.
26. В.Ф. Елесин, К теории когерентной генерации резонансно-туннельного диода // ЖЭТФ **116**, вып. 2(8), 704-716 (1999).
27. В.Ф. Елесин, Высокочастотный отклик двухбарьерных наноструктур // ЖЭТФ **121**, вып. 4, 925-932 (2002).
28. В.Ф. Елесин, Резонансное туннелирование и нелинейный отклик в высокочастотном поле // ЖЭТФ **124**, вып. 2(8), 379-393 (2003).
29. В.Ф. Елесин, Высокочастотный отклик двухъямных наноструктур // ЖЭТФ **127**, вып. 1, 131-140 (2005).
30. L. L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu, Resonant Tunneling in Semiconductor Double Barriers // Appl. Phys. Lett. **24**, 593–595 (1974).
31. T. C. L. G. Sollner, E. R. Brown and H. Q. Le, Microwave and Millimeter-Wave Resonant-Tunneling Devices // The Lincoln Laboratory Journal, Vol.1, No.1, 89-106 (1988).
32. T. C. L. G. Sollner, P. E. Tannenwald, D. D. Peck, and W. D. Goodhue, Quantum well oscillators // Appl. Phys. Lett. **45**, 1319–1321 (1984).
33. M. Tsuchiya, H. Sakaki, and J. Yoshino, Room Temperature Observation of Differential Negative Resistance in an AlAs/GaAs/AlAs Resonant Tunneling Diode // Jpn. J. Appl. Phys. **24**, L466–L468 (1985).
34. E. R. Brown, T. C. L. G. Sollner, W. D. Goodhue, and C. D. Parker, Millimeterband oscillations based on resonant tunneling in a double barrier diode at room temperature // Appl. Phys. Lett. **50**, 83 (1987).
35. E. R. Brown, W. D. Goodhue, and T. C. L. G. Sollner, Fundamental oscillations up to 200 GHz in resonant tunneling diodes and new estimates of their maximum oscillation frequency from stationary-state tunneling theory // J. Appl. Phys. **64**, 1519-1529 (1988).
36. E. R. Brown, T. C. L. G. Sollner, C. D. Parker, W. D. Goodhue, and C. L. Chen, Oscillations up to 420 GHz in GaAs/AlAs resonant tunneling diodes // Appl. Phys. Lett. **55**, 1777-1779 (1989).

-
37. E. R. Brown, C. D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar, J. R. Soderstrom, Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2291-2293 (1991).
 38. V.A. Chitta, R.E.M. de Bekker, J.C. Maan et al., Far infrared response of double barrier resonant tunneling structures // *Surface Science* **263**, 227-230 (1992).
 39. Tom P. E. Broekaert and Clifton G. Fonstad, In_{0.53}Ga_{0.47}As/AlAs resonant tunneling diodes with peak current densities in excess of 450 kA/cm² // *J. Appl. Phys.* **68**, 4310 (1990).
 40. D. H. Chow, J. N. Schulman, E. Özbay and D. M. Bloom, Investigation of In_{0.53}Ga_{0.47}As/AlAs resonant tunneling diodes for high speed switching // *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1685-1687 (1992).
 41. T. S. Moise, Y.C. Kao, A. J. Katz, T. P. E. Broekaert, and F. G. Celii, Experimental sensitivity analysis of pseudomorphic InGaAs/AlAs resonant tunneling diodes // *J. Appl. Phys.* **78**, 6305 (1995).
 42. N. Kishimoto, S. Suzuki, A. Teranishi, and M. Asada, Frequency Increase of Resonant Tunneling Diode Oscillators in Sub-THz and THz Range Using Thick Spacer Layers // *Appl. Phys. Express* **1**, 042003 (2008).
 43. S. Suzuki, A. Teranishi, K. Hinata, M. Asada, H. Sugiyama, and H. Yokoyama, Fundamental Oscillation of up to 831 GHz in GaInAs/AlAs Resonant Tunneling Diode // *Appl. Phys. Express* **2**, 054501 (2009).
 44. S. Suzuki, M. Asada, A. Teranishi, H. Sugiyama, and H. Yokoyama, Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature // *Appl. Phys. Lett.* **97**, 242102 (2010).
 45. M. Shiraishi, H. Shibayama, K. Ishigaki, S. Suzuki, M. Asada, H. Sugiyama, and H. Yokoyama, High Output Power (~400μW) Oscillators at around 550GHz Using Resonant Tunneling Diodes with Graded Emitter and Thin Barriers // *Appl. Phys. Express* **4**, 064101 (2011).
 46. H. Kanaya, H. Shibayama, R. Sogabe, S. Suzuki, and M. Asada, Fundamental Oscillation up to 1.31 THz in Resonant Tunneling Diodes with Thin Well and Barriers // *Appl. Phys. Express* **5**, 124101 (2012).
 47. H. Kanaya, S. Suzuki, and M. Asada, Terahertz oscillation of resonant tunneling diodes with deep and thin quantum wells // *IEICE Electronics Express* **10**, 1–7 (2013).
 48. S. Suzuki and M. Asada, Proposal of Resonant Tunneling Diode Oscillators with Offset-Fed Slot Antennas in Terahertz and Sub-Terahertz Range // *Jpn. J. Appl. Phys.* **46**, 119–121 (2007).
 49. S. Suzuki, N. Kishimoto, M. Asada, N. Sekine, and I. Hosako, Experimental and Theoretical Investigation of the Dependence of Oscillation Characteristics on Structure of Integrated Slot Antennas in Sub-terahertz and Terahertz Oscillating Resonant Tunneling Diodes // *Jpn. J. Appl. Phys.* **47**, 64–67 (2008).

50. M.N. Feiginov, Effect of the Coulomb interaction on the response time and impedance of the resonant-tunneling diodes // *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2904-2906 (2000).
51. M.N. Feiginov, Displacement currents and the real part of high-frequency conductance of the resonant-tunneling diode // *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3301-3303 (2000).
52. M.N. Feiginov and Dibakar Roy Chowdhury, Operation of resonant-tunneling diodes beyond resonant-state lifetime limit // *Appl. Phys. Lett.* **91**, 203501 (2007).
53. S. Luryi, Frequency limit of double-barrier resonant-tunneling oscillators // *Appl. Phys. Lett.* **47**, 490-492 (1985).
54. R. Sekiguchi, Y. Koyama, and T. Ouchi, Subterahertz oscillations from triple-barrier resonant tunneling diodes with integrated patch antennas // *Appl. Phys. Lett.* **96**, 062115 (2010).
55. K. Asakawa, M. Naoi, Yu. Iki, M. Shinada, and M. Suhara, Equivalent circuit modeling of triple-barrier resonant tunneling diodes taking nonlinear quantum inductance and capacitance into account // *Phys. Status Solidi C* **7**, 2555–2558 (2010).
56. M. Nakamura, S. Takahagi, M. Saito, and M. Suhara, Analysis of a monolithic integrated rectenna by using an InGaAs/InAlAs triple-barrier resonant tunneling diode for zero bias detection of submillimeter-waves // *Phys. Status Solidi C* **9**, 377–380 (2012).
57. T. Nakagawa, H. Imamoto, T. Kojima, and K. Ohta, Observation of resonant tunneling in AlGaAs/GaAs triple barrier diodes // *Appl. Phys. Lett.* **49**, 73-75 (1986).
58. T. Nakagawa, T. Fujita, Y. Matsumoto, T. Kojima, and K. Ohta, Sharp Resonance Characteristics in Triple-Barrier Diodes with a Thin Undoped Spacer Layer // *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* **26**, L980-L982 (1987).
59. Y. Oguma, N. Sashinaka, and M. Asada, Terahertz Response with Gradual Change from Square-Law Detection to Photon-Assisted Tunneling in Triple-Barrier Resonant Tunneling Diodes // *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, L717-L719 (1999).
60. M. Asada, Density-Matrix Modeling of Terahertz Photon-Assisted Tunneling and Optical Gain in Resonant Tunneling Structures // *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, 5251-5256 (2001)
61. T. Hori, T. Ozono, N. Orihashi, and M. Asada, Frequency mixing characteristics of room temperature resonant tunneling diodes at 100 and 200GHz // *J. Appl. Phys.* **99**, 064508 (2006).
62. V. Kislov, A Kamenev, High-frequency properties of resonant-tunneling devices // *Appl. Phys. Lett.* **59**, 1500-1502 (1991).
63. H.C. Liu and T.C.L.G. Sollner, High-frequency resonant-tunneling devices // *Semicond. Semimet.* **41**, 359-420 (1994).
64. В.Ф. Елесин, К теории когерентного резонансного туннелирования взаимодействующих электронов // *ЖЭТФ* **119**, вып. 4, 816-821 (2001).

-
65. В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев, А.И. Подливаев, Высоочастотный отклик и нелинейная когерентная генерация резонансно-туннельного диода в широком интервале частот с учетом межэлектронного взаимодействия // ФТП, том 36, вып. 9, 1133-1137 (2002).
66. В.Ф. Елесин, Высоочастотный отклик двухбарьерных наноструктур // ЖЭТФ **121**, вып. 4, 925-932 (2002).
67. В.Ф. Елесин, Резонансное туннелирование электронов, взаимодействующих с фононами // ЖЭТФ **123**, вып. 5, 1096-1105 (2003).
68. В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев, Высоочастотные свойства двухъямных наноструктур // ФТП **42**, вып. 5, 586-590 (2008).
69. В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев, Высоочастотный нелинейный отклик двухъямных наноструктур // ФТП **39**, вып. 9, 1106-1110 (2005).
70. И.В. Беляева, Е.И. Голант, А.Б. Пашковский, Особенности резонансного взаимодействия электронов с высокоочастотным электрическим полем в двухбарьерных структурах // ФТП **31**, вып. 2, 137-144 (1997).
71. Е.И. Голант, А.Б. Пашковский, Резонансное взаимодействие электронов с высокоочастотным электрическим полем в несимметричных двухбарьерных структурах // ФТП **31**, вып. 9, 1077-1082 (1997).
72. Е.И. Голант, А.Б. Пашковский, Двухуровневые волновые функции электронов в двухбарьерных квантово-размерных структурах в электрическом поле конечной амплитуды // ФТП **34**, вып. 3, 334-339 (2000).
73. Е.И. Голант, А.Б. Пашковский, Резонансные переходы между расщепленными уровнями трехбарьерных наноструктур и перспективы их применения в приборах субмиллиметрового диапазона // ФТП **36**, вып. 3, 330-337 (2002).
74. А.Б. Пашковский, Высокая прозрачность двухфотонного канала рассеяния в трехбарьерных структурах // Письма в ЖЭТФ **89**, вып. 1, 32-37 (2009).
75. Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры / под ред. Л. Ченг, К. Плог. М.: Мир, 1989.
76. Казаков И.П. Полупроводниковые гетероструктуры с туннельным эффектом и внутрицентровыми оптическими переходами: диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук: 01.04.07. – Москва, 2011.
77. T. G. Andersson, Z. G. Chen, V. D. Kulakovskii, A. Uddin, and J. T. Vallin, Variation of the critical layer thickness with In content in strained $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum wells grown by molecular beam epitaxy // Appl. Phys. Lett. **51**, 752 (1987).

78. J. Zou, D. J. H. Cockayne, and B. F. Usher, Misfit dislocations and critical thickness in InGaAs/GaAs heterostructure systems // *J. Appl. Phys.* **73**, 619 (1993).
79. D. González, D. Araújo, G. Aragón, and R. García, Critical thickness for the saturation state of strain relaxation in the InGaAs/GaAs systems // *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1875 (1998).
80. Celii, Francis G. ; Moise, T.S. ; Yung-Chung Kao ; Katz, A.J., Optical diagnostic monitoring of resonant-tunneling diode growth // *IEEE J. Select. Topics in Quant. Elect.* **1**, 1064-1072 (1995).
81. С.С. Шмелев, В.И. Егоркин, Учебное пособие по дисциплине "Нанoeлектронные системы на основе арсенида галлия" – М.: МИЭТ, 2011.
82. Giovanni Agostini, Carlo Lamberti, Characterization of Semiconductor Heterostructures and Nanostructures, Second Edition, Oxford:Elsevier, 2013.
83. Quantum semiconductor structures: Fundamentals and applications, by. C. Weisbuch, B. Vinter, Academic Press, London 1991, 252 pp.
84. J. Singh, Role of interface roughness and alloy disorder in photoluminescence in quantum well structures // *J. Appl. Phys.* **57**, 5433 (1985).
85. N. Harima, J.T. Nelson, T. Ohachi, Characterization of MBE grown GaAs/AlGaAs heterointerfaces with photoluminescence from quantum wells // *Journal of Crystal Growth*, Vol. 237–239, Part 1, pp. 274–277 (2002).
86. D. D. Sell, S. E. Stokowski, R. Dingle, and J. V. DiLorenzo, Polariton Reflectance and Photoluminescence in High-Purity GaAs // *Phys. Rev. B* **7**, 4568-4586 (1973).
87. A.W.R. Leitch, H.L. Ehlers, The characterization of GaAs and AlGaAs by photoluminescence // *Infrared Physics* **28**, 433–440 (1988).
88. L. Pavesi and M. Guzzi, Photoluminescence of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ alloys // *J. Appl. Phys.* **75**, 4779-4842 (1994).
89. A. Bugajski and K. Reginski, Optical properties of semiconductor quantum wells // *Opto-Electr. Rev.* **4**, 83-100 (1996).
90. Israel Bar-Joseph, Trions in GaAs quantum wells // *Semicond. Sci. Technol.* **20**, R29-R39 (2005).
91. В.Е. Голант, Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968.
92. В.А. Чуенков, К теории резонансного взаимодействия электронов с высокочастотным электрическим полем в одномерных двухбарьерных наноструктурах с симметричными барьерами конечной высоты и ширины // *КСФ*, №10, 21-33 (2008).
93. Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, К теории электрических и электромагнитных свойств в полупроводниках со сверхрешеткой // *ФТП* **6**, 148-162 (2012).
94. A. Tredicucci, F. Capasso, C. Gmachl et al., High performance power interminiband quantum cascade laser with graded superlattices // *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2101–2103 (1998).

-
95. D. Landheer, G.C. Aers, Z.R. Wasilewski, Effective mass in the barriers of GaAs/AlAs resonant tunneling double barrier diodes // *Superlattices and Microstructures* **11**, 55–59 (1992).
 96. А.А. Горбачевич, М.Н. Журавлев, В.В. Капаев, Коллапс резонансов в полупроводниковых гетероструктурах как переход с нарушением симметрии в открытой квантовой системе // *ЖЭТФ* **134**, вып.2, 338-353 (2008).
 97. H.C. Torrey, C.A. Whitmer, *Crystal rectifiers*. Vol.15, M.I.T. Rad. Laboratory Ser. New York: McGraw-Hill, 1948.
 98. J.L. Hesler and T.W. Crowe, Responsivity and Noise Measurements of Zero-Bias Schottky Diode Detectors // 18th International Symposium on Space Terahertz Technology 2007, p.89.
 99. L. Liu, J. Hesler, H. Xu, et al., A Broadband Quasi-Optical Terahertz Detector Utilizing a Zero Bias Schottky Diode // *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.* **20**, 504–506 (2010).
 100. P.Chahal, F.Morris, G.Frazier, Zero bias resonant tunneling Schottky contact diode for wide-band direct detection // *IEEE Electron Device Letters* **26**, 894-896 (2005).
 101. Y. Konishi, S.T. Allen, M. Reddy, M.J.W. Rodwell, R.P. Smith, J. Liu, AlAs/GaAs Schottky-collector resonant-tunnel-diodes // *Solid-State Electronics* **36**, 1673-1676 (1993).
 102. M. Reddy, M J. Mondry, M. J. W. Rodwell, S. C. Martin, R. E. Muller, R. P. Smith, D. H. Chow, and J. N.Schulman, Fabrication and dc, microwave characteristics of submicron Schottkycollector AlAs/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP resonant tunneling diodes // *J. Appl. Phys.* **77**, 4819-4821 (1995).
 103. M. Reddy, S. C. Martin, A. C. Molnar, R. E. Muller, R. P. Smith, P. H. Siegel, M. J. Mondry, M. J. W. Rodwell, H. Kroemer, and S. J. Allen, Jr., Monolithic Schottky-Collector Resonant Tunnel Diode Oscillator Arrays to 650 GHz // *IEEE Elect. Dev. Lett.* **18**, 218-221 (1997).