

**Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт
радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН**



На правах рукописи

Папроцкий Станислав Константинович

**Транспортные явления в объемном Ge и наноструктурах на основе Si, GaAs и
InAs, перспективных для генерации ТГц излучения**

Специальность: 01.04.10 - Физика полупроводников

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Доктор физико-математических наук
М.С. Каган

Москва 2015

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Обзор литературы	12
1.1. Одноосно деформированный p-Ge.....	12
1.2. Напряжённые структуры SiGe/Si.....	23
1.3. Туннельные структуры.....	26
1.3.1. Историческая справка.....	26
1.3.2. Сверхрешётки.....	29
1.3.3. Вольт-амперные характеристики структур с квантовыми ямами.....	32
1.4. Квантово-каскадные лазеры.....	41
Глава 2. Одноосно деформированный p-Ge	49
2.1. Мотивировка.....	49
2.2. Образцы и методика эксперимента.....	50
2.3. Одноосно деформированный p-Ge с умеренной степенью компенсации.....	50
2.4. Одноосно деформированный p-Ge с высокой степенью компенсации.....	53
2.5. Обсуждение полученных результатов.....	61
2.5.1. Кинетика установления концентрации свободных носителей заряда.....	61
2.5.2. Коэффициент ударной ионизации.....	63
2.5.3. Коэффициент захвата на ионизованные примесные центры и характерные времена рекомбинации.....	65
2.5.4. Релаксационные характеристики в сильно компенсированных образцах...	67
2.6. Выводы к Главе 2.....	70
Глава 3. Напряжённые структуры SiGe/Si с одиночной квантовой ямой	71
3.1. Мотивировка.....	71
3.2. Образцы и методика эксперимента.....	73
3.3. Результаты эксперимента.....	75
3.4. Обсуждение полученных результатов.....	83
3.5. Выводы к Главе 3.....	86
Глава 4. Периодические квантово размерные структуры	88
4.1. Проводимость короткопериодных сверхрешёток InAs/AlSb и	

GaAs/AlAs с оптическим резонатором.....	88
4.1.1. Мотивировка.....	88
4.1.2. Образцы и методика эксперимента.....	89
4.1.3. Проводимость сверхрешёток InAs/AlSb и GaAs/AlAs в режиме нерезонансного туннелирования.....	90
4.1.4. Проводимость сверхрешёток InAs/AlSb и GaAs/AlAs с электрическими доменами, влияние оптического резонатора.....	98
4.1.5. Выводы к разделу 4.1.....	104
4.2. ТГц излучение ККЛ с волноводом на поверхностных плазмонах.....	106
4.2.1. Мотивировка.....	106
4.2.2. Образцы и методика эксперимента.....	107
4.2.3. Диаграмма направленности излучения в дальней зоне.....	109
4.2.4. Выводы к разделу 4.2.....	109
Заключение.....	112
Публикации автора по теме диссертации.....	114
Список цитируемой литературы.....	117

Введение

Терагерцовый диапазон частот электромагнитных волн (0.1-20 ТГц) представляет особый интерес для множества приложений. Использование излучения этого диапазона необходимо для дистанционного экологического мониторинга, глобальных метеорологических наблюдений, в радарных системах, в астрономии космического базирования, в медицине, в лабораторных приборах для молекулярной спектроскопии и во многих других областях. Тем не менее, этот диапазон частот до сих пор остается наименее изученным и используемым в приложениях. В основном, это связано с отсутствием компактных, перестраиваемых и достаточно мощных источников ТГц излучения и высокочувствительных и малоинерционных когерентных или широкополосных приемников излучения. На рисунке показаны существующие в настоящее время источники ТГц излучения [1] и их выходная мощность в зависимости от длины волны. Вообще, существует довольно много различных ТГц источников: газовые молекулярные или рамановские лазеры с накачкой CO₂-лазером [2], лазеры на свободных электронах, лампы обратной волны, умножители на диодах Шоттки [3], и лазеры из p-Ge с горячими дырками [4; 5]. Излучение «фонтанного» лазера [6] достигало длины волны 15 мкм с выходной мощностью в сотни мВт, однако требовалась мощная накачка CO₂-лазером. Нужно упомянуть также различные импульсные источники ТГц излучения, основанные на сверхбыстрой релаксации электронов и фононов в полупроводниках при интенсивном фемтосекундном возбуждении [7; 8], а также использующие аналогичные механизмы для смешивания двух оптических или ИК источников [9;10]. Среди всех этих источников, только фотомиксеры дают перестраиваемое излучение с частотой выше 1,5 ТГц в непрерывном режиме, однако их мощность крайне мала.

Успехи полупроводниковой технологии существенно расширили возможности микроэлектронных приборов. В частности, существенно улучшились выходная мощность, стабильность и возможность перестройки различных полупроводниковых лазеров оптического и ИК диапазонов с множественными квантовыми ямами. Пример этого – квантовые каскадные лазеры (ККЛ), изготавливаемые из структур на основе GaAs, которые благодаря развитой технологии могут работать на длинах волн, превышающих 10 мкм [11; 12]. Минимальная достигнутая на сегодня частота генерации ККЛ составляет 1,2 ТГц при рабочей температуре 164 К [13; 14], а максимальная рабочая температура 186 К достигнута при частоте генерации 3,9 ТГц [15]. Экспериментальные и теоретические исследования, развивающие идеи о возможности получения инверсии в энергетическом распределении горячих носителей заряда в

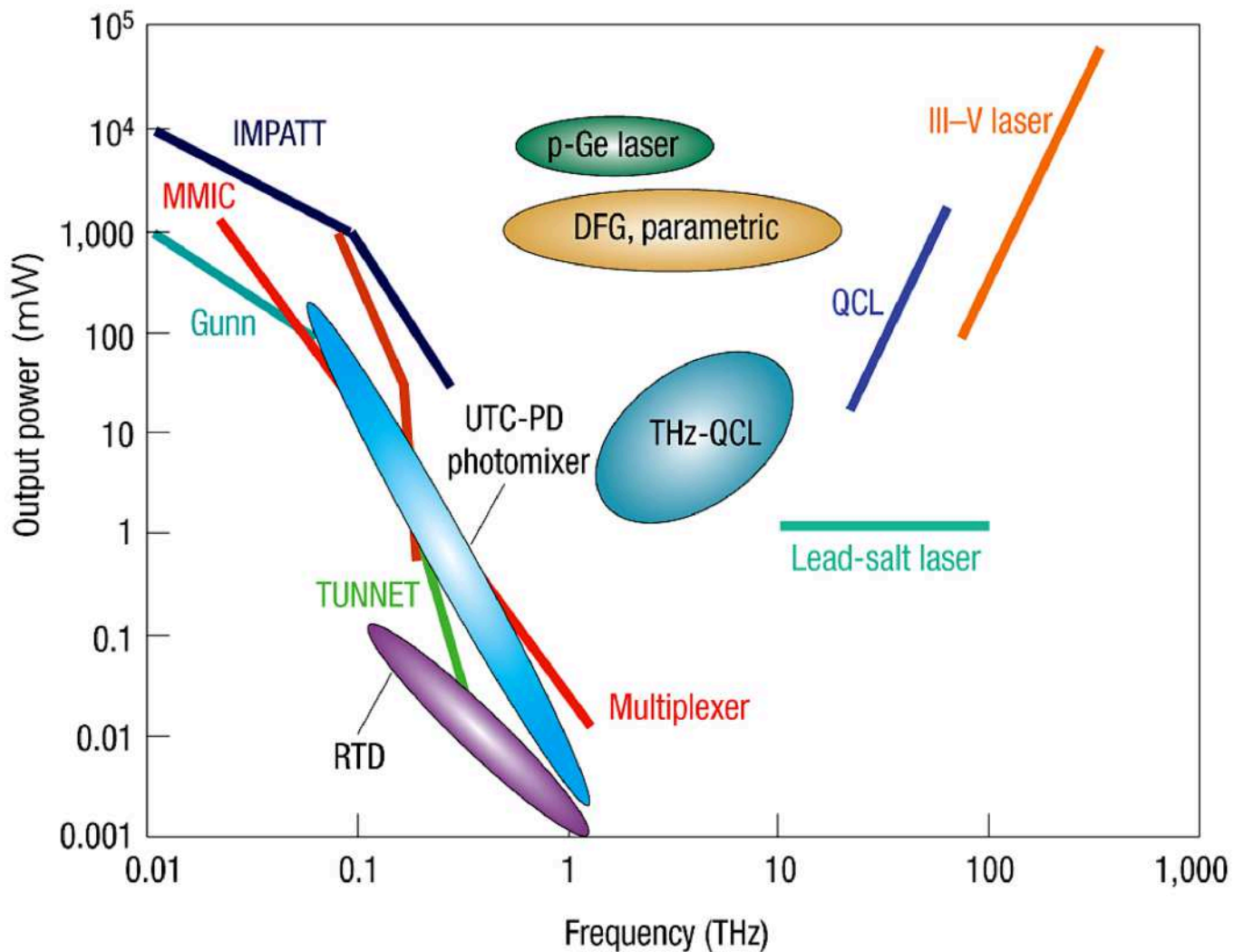


Рис. Выходная мощность в зависимости от частоты для различных источников излучения [1]. Сплошные линии – имеющиеся источники ТГц излучения: IMPATT – лавинно-пролетные диоды, TUNNET – инжекционно-пролетные диоды, MMIC – монолитные СВЧ интегральные схемы, SBD – умножители частоты на диодах Шоттки. В овалах – недавно разработанные источники: для двух последних указана пиковая мощность в импульсе, для остальных – мощность в непрерывном режиме.

полупроводниках, проводятся уже более 30 лет. В результате этих исследований была реализована лазерная генерация терагерцовых частот, главным образом, в кристаллах p-Ge. Стимулированное излучение из p-Ge [5; 16 и ссылки в них], обусловленное инверсией в энергетическом распределении свободных дырок, возникающей под действием сильных импульсного электрического и магнитного полей, было получено в середине 1980-х. Эти полупроводниковые лазеры работают на длинах волн 100-300 мкм при гелиевых температурах в импульсном режиме. Существуют три механизма возникновения инверсии: инвертированная заселенность ветвей валентной зоны с тяжелой и легкой массой, инверсия заполнения уровней Ландау, образующихся в сильном магнитном поле, и NEMAG (negative effective mass amplification and generation), когда электрическое поле приложено в определенном кристаллографическом направлении, где эффективная масса дырок отрицательна. Общим для этих трех механизмов является наличие стриминга – образования сильно вытянутой в пространстве импульсов функции распределения при баллистическом разогреве носителей до энергии оптического фонона.

Альтернативная возможность создать инверсию в напряженных системах была предложена и реализована в ИРЭ РАН [17-20]. Параллельные исследования проводились в ФТИ и ИФМ РАН [21-27].

В одноосно деформированном p-Ge инверсия заселенности возникает для состояний мелкого акцептора, расщепленных давлением. При достаточно большом давлении часть возбужденных состояний акцептора попадает в сплошной спектр зоны легких дырок, создавая резонансные состояния. Приложенное электрическое поле опустошает основное состояние акцептора за счет ударной ионизации и ускоряет свободные носители (дырки) до энергии наинизшего резонансного состояния. В результате заселенность этого резонансного состояния оказывается инвертированной по отношению к основному [22], и возможно возбуждение лазерной генерации. Частоту генерации лазера на резонансных состояниях (ЛРС) можно перестраивать давлением более, чем в 4 раза без заметного изменения мощности. ЛРС может работать и в непрерывном режиме [28].

Причины образования примесных резонансных состояний могут быть совершенно различными: спин-орбитальное расщепление, образование уровней Ландау в сильных магнитных полях, анизотропная деформация в материале p-типа и др. В гетероструктурах резонансные состояния возникают при легировании барьеров и проявляются в особенностях резонансного туннелирования. В квантово-размерных структурах типа SiGe/Si, легированных мелкими акцепторами, акцепторные состояния должны быть расщеплены из-за внутренней

деформации, вызванной рассогласованием решеток SiGe и Si без всякого внешнего давления. Это расщепление, величина которого зависит от состава сплава, ширины КЯ и встроенного электрического поля, может также приводить к появлению резонансных акцепторных состояний. Поэтому можно реализовать инверсию заселенности примесных состояний, а при наличии оптического резонатора осуществить лазерную генерацию, просто прикладывая электрическое поле. Квантово-размерные структуры $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$, в которых спектр валентной зоны аналогичен Ge, очень привлекательны для реализации ЛРС из-за хороших тепловых свойств, малого поглощения в ТГц области, относительно простой и дешевой технологии и, главное, возможной интеграции с кремниевой электроникой.

Цель диссертационной работы состояла в исследовании транспортных свойств и терагерцового излучения в различных материалах, а именно, кристаллов одноосно деформированного p-Ge, структур Si/SiGe/Si с одиночной квантовой ямой и сверхрешёток InAs/AlSb и GaAs/AlAs, перспективных для создания источников излучения ТГц диапазона.

Основные задачи работы.

1. Исследование кинетики установления проводимости в условиях примесного пробоя в объёмном p-Ge, легированного мелкими акцепторами.
2. Исследование явлений переноса в структурах с квантовыми ямами Si/SiGe/Si и выяснение механизма возникновения внутрицентральной инверсии.
3. Исследование туннельного транспорта в сверхрешётках InAs/AlSb и GaAs/AlAs для выяснения возможности реализации «быстрой» отрицательной дифференциальной проводимости при комнатной температуре.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Зависимости коэффициентов ударной ионизации мелких акцепторов Ga в p-Ge от электрического поля в широком диапазоне компенсаций описываются экспоненциальным законом вида $\beta(E) \sim \exp(-E/E_{th})$.
2. Времена рекомбинации свободных носителей на ионизованных примесных центрах Ga в p-Ge немонотонно зависят от электрического поля, что связывается с влиянием ударной ионизации. В сильно компенсированных образцах начальная стадия ионизации мелких акцепторов определяется эффектом Френкеля-Пула.

3. Необходимым условием возбуждения ТГц генерации в напряжённых структурах Si/SiGe/Si является инжекция носителей из контактов в высокоомную подложку n-Si. Предложена модель возникновения внутрицентральной инверсии, учитывающая эту инжекцию и, соответственно, компенсацию акцепторов в квантовой яме SiGe инжектированными электронами.
4. В сверхрешётках InAs/AlSb и GaAs/AlAs с ТГц резонатором обнаружена серия эквидистантных максимумов на вольтамперных характеристиках структур в режиме нерезонансного туннелирования. Явление связывается с эффектом Пёрселла - увеличением интенсивности ТГц излучения на частотах, соответствующих собственным частотам резонатора.
5. Отрицательная динамическая проводимость сверхрешёток InAs/AlSb и GaAs/AlAs с движущимися доменами приводит к возбуждению колебаний в ТГц резонаторе.

Научная новизна полученных результатов.

1. С помощью прямых измерений кинетики установления проводимости определена полевая зависимость коэффициентов ударной ионизации акцепторов Ga.
2. Определены полевые зависимости коэффициентов захвата дырок на ионизованные акцепторы (Ga) в p-Ge. Обнаружен и объяснен немонотонный характер этих зависимостей.
3. Выяснена относительная роль процессов ударной и фото-полевой (эффект Френкеля-Пула) ионизации в ионизации мелких акцепторов в Ge электрическим полем.
4. С помощью исследований дрейфа пакета носителей в напряжённых структурах Si/SiGe/Si установлена определяющая роль инжекции носителей из контактов в высокоомную подложку n-Si в возникновении инверсии заселённости примесных центров и возбуждении низковольтной ТГц генерации.
5. Исследован туннельный транспорт в короткопериодных структурах InAs/AlSb с оптическим резонатором ТГц диапазона. Обнаружено возникновение периодических по напряжению максимумов на вольтамперных характеристиках короткопериодных структур InAs/AlSb в режиме нерезонансного туннелирования. Эффект объяснён влиянием оптического резонатора ТГц диапазона (эффект Пёрселла) на туннельный транспорт.
6. Исследован туннельный транспорт в короткопериодных структурах GaAs/AlAs с оптическим резонатором ТГц диапазона в режиме резонансного туннелирования (в присутствии электрических доменов). Обнаружено изменение формы вольтамперных характеристик при изменении параметров резонатора, что связывается с возбуждением колебаний большой

амплитуды в резонаторе за счёт отрицательной динамической проводимости сверхрешётки с движущимися доменами.

Достоверность полученных результатов.

Достоверность представленных в диссертации результатов определяется использованием апробированных методов измерений и их перекрёстным характером, а также согласием с теоретическими оценками.

Научная и практическая значимость.

Проведённые в данной диссертационной работе исследования представляют интерес как для выяснения закономерностей взаимодействия излучения ТГц диапазона и явлений переноса, так и для создания источников ТГц излучения. Научная значимость работы заключается в определении времен установления проводимости одноосно деформированного p-Ge, в выяснении условий возбуждения стимулированного ТГц излучения напряжённых квантово-размерных структур SiGe/Si и выяснении механизма туннельного транспорта в короткопериодных сверхрешётках InAs/AlSb и GaAs/AlAs. Впервые исследованы транспортные явления в сверхрешётках с оптическим резонатором. Практическая ценность заключается в возможности создания источников ТГц излучения при комнатной температуре.

Апробация работы.

Результаты, изложенные в диссертации, докладывались и обсуждались на лабораторных семинарах, на российских и международных конференциях: 17th, 18th, 21 Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology»; XI Российская конференция по физике полупроводников, XIII, XVI и XVII международные симпозиумы «Нанофизика и наноэлектроника»; 37 International Conference on Infrared, Millimetre and Terahertz Waves, IRMMW-THz; XVII, XVIII, XIX Уральские международные зимние школы по физике полупроводников; 28th Int. Conf. Phys. Semicond., 2nd Int. SiGe & Ge: Materials, Processing, and Device Symposium, Mexica, 2006, 1st Multiconference on Electronics and Photonics 2006, Mexico, 2006, 22nd General Conference of the Condensed Matter Division of the European Physical Society, Italy, 12, 13, 14, 15th Int. Symp. on Ultrafast Phenomena in Semiconductors; NATO Advanced Research Workshop “Terahertz and Mid Infrared Radiation: Basic Research and Practical Applications”, TERA-MIR 2009; 16th Int. Conf. on Electron Dynamics in Semiconductors,

Optoelectronics and Nanostructures (EDISON16), 5th, 6th International Conferences of the African Materials Research Society.

Опубликованы также статьи в научных изданиях: ФТП; Acta Physica Polonica A; Lithuanian Journal of Physics; International Journal of Nanoscience; ECS Trans; Journal of Physics: Conference Series; Нелинейный мир.

Публикации.

По материалам диссертации опубликованы 26 работ, в том числе 3 статьи в журналах, входящих в Перечень рецензируемых научных изданий, рекомендованных ВАК Минобрнауки РФ, 6 статей в журналах, входящих в систему цитирования Scopus и 17 публикаций в сборниках конференций. Общий объём публикаций по теме диссертации составляет около 65 машинописных страниц.

Структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Объём диссертации составляет 125 страниц машинописного текста, включая 71 рисунок и 40 формул. Список использованной литературы содержит 117 наименований.

Во Введении дан краткий обзор по существующим источникам ТГц излучения, обоснована актуальность темы исследования, показана её научная новизна, сформулированы цели работы и приведены положения, выносимые на защиту.

В Главе 1 дан обзор опубликованных научных работ по теме диссертации.

Приводится краткая историческая справка по направлениям диссертации, указываются основные результаты, известные ко времени её выполнения. Приводится описание условий и механизмов возникновения ТГц излучения в одноосно деформированном p-Ge, напряжённых структурах SiGe/Si, в туннельных структурах и квантово-каскадных лазерах.

Глава 2 посвящена исследованию одноосно деформированного p-Ge. Приведено описание исследуемых образцов и экспериментальных методик. В разделах 3 и 4 изложены полученные экспериментальные результаты для образцов с умеренной и сильной компенсацией акцепторов. Обсуждаются основные различия в кинетике проводимости этих кристаллов, проявляющиеся на ВАХ и в кинетике нарастания тока при развитии пробоя мелкой примеси за счёт ударной ионизации свободными дырками. Приведены экспериментальные полевые зависимости характерных времён развития пробоя и рекомбинации свободных дырок в широком диапазоне напряжений для образцов с различной компенсацией и при разных приложенных давлениях. В

пятом параграфе приведено объяснение полученных экспериментальных результатов и дано его теоретическое обоснование. В частности, показано, что исследование кинетики тока даёт возможность идентифицировать процессы, участвующие в ионизации примеси. Показано также, что в кинетике тока отражаются изменения в механизмах разогрева свободных носителей.

В Главе 3 изложены результаты исследования напряжённых структур SiGe/Si. Приведены характеристики исследуемых образцов и основные экспериментальные результаты. Исследовано влияние инжекции из контактов на возбуждение стимулированного ТГц излучения в структурах Si/SiGe/Si с одиночной квантовой ямой p-SiGe. Обсуждаются обнаруженные явления, обусловленные инжекцией: возникновение затухающих осцилляций, появление отрицательного тока в начале импульса напряжения, задержка возбуждения ТГц излучения во времени, зависящая от величины приложенного напряжения, а также срыв генерации при увеличении длительности фронта импульса. Эти явления связываются с нестационарной инжекцией электронов в подложке n-Si и возбуждением волн пространственного заряда. Предложена модель, связывающая возникновение внутрицентральной инверсии с нестационарной инжекцией электронов из контакта в подложку n-Si.

В Главе 4 представлены результаты исследования проводимости короткопериодных сверхрешёток и диаграммы направленности излучения квантово-каскадного лазера с волноводом на поверхностных плазмонах в дальней зоне. В разделе 4.1 Изложены характеристики исследованных образцов и используемые методики измерений, приводятся полученные экспериментальные результаты, сравниваются режимы резонансного и нерезонансного туннелирования, приводятся доказательства влияния оптического резонатора на туннельный транспорт в короткопериодных сверхрешётках в режимах нерезонансного и резонансного туннелирования. Даются выводы по результатам проведённых исследований.

В разделе 4.2 приводится описание исследуемого квантово-каскадного лазера с волноводом на поверхностных плазмонах, диаграмма направленности его излучения и даются выводы.

В Заключение сформулированы основные результаты, полученные в процессе проведённых исследований.

Диссертационная работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН).

Глава 1. Обзор литературы

1.1. Одноосно деформированный p-Ge

Стимулированное ТГц излучение в кристаллах p-Ge, легированных Ga, наблюдалось в отсутствие магнитного поля, но при приложении одноосного давления [17; 18; 29]. Образцы были вырезаны в форме спички длиной 6 - 10 мм в кристаллографическом направлении [111] или [100], площадь поперечного сечения составляла 0,5 - 1 мм². Давление P и электрическое поле E прикладывались, соответственно, в одном из этих направлений (см. вставку к рисунку 1.1). Излучение регистрировалось охлаждаемым фотоприемником из Ge, легированного Ga, с полосой чувствительности 80 - 120 мкм.

Для образцов с оптическим резонатором на полном внутреннем отражении, образованным попарно параллельными боковыми гранями (с параллельностью не хуже 4 угловых минут), при некотором пороговом давлении наблюдался скачок интенсивности излучения (она увеличивалась более чем в 10³ раз), который сопровождался скачком тока (рисунок 1.1, кривые 1, 4) [17; 18; 29]. Пороговое давление P_{th}, при котором наблюдался скачок, зависело от кристаллографического направления, в котором был вырезан образец, и составляло 3 и 4 кбар для [100] и [111], соответственно. Скачки тока и излучения исчезали после грубой шлифовки одной из поверхностей (рисунок 1.1 кривая 2), однако при повторной полировке, т. е. после восстановления резонатора, они возникали вновь (рисунок 1.1 кривая 3). Необходимость резонатора позволила предположить, что излучение имеет стимулированную природу.

Скачок тока (до 10 раз), сопровождавший скачок излучения, объяснялся следующим образом. Из-за перераспределения горячих дырок между ветвями валентной зоны с разными эффективными массами в одноосно деформированном p-Ge возникала отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП). Это приводило к формированию доменов, как статических, так и движущихся [30-32]. При этом пространственное распределение электрического поля по образцу становится резко неоднородным, возникают области сильного и слабого поля. Графики на рисунке 2.1 относятся к случаю статического домена. Проведенные зондовые измерения показали, что с увеличением приложенного к образцу напряжения длина домена увеличивается, в то время, как величины электрического поля внутри и вне домена практически от него не зависят [33; 34]. Поэтому на вольтамперной характеристике (ВАХ) появляется участок насыщения тока. Пороговое напряжение формирования домена уменьшалось с увеличением давления и соответствовало началу стриминга носителей [5; 16],

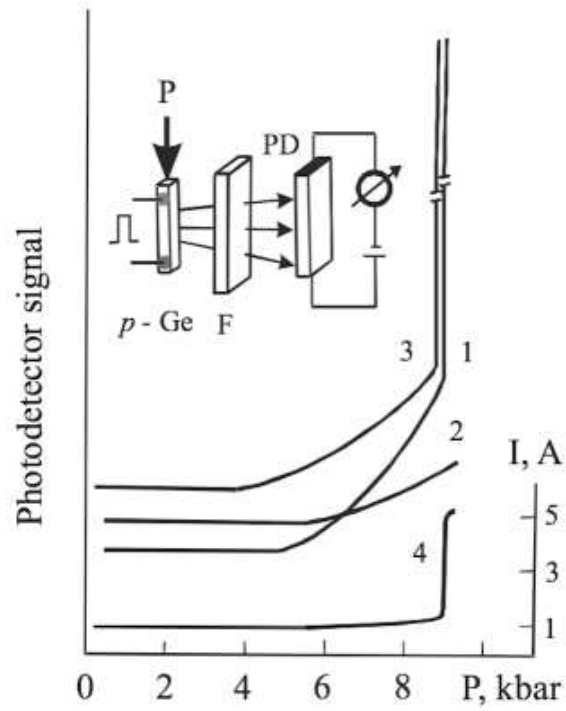


Рис. 1.1. ТГц излучение (кривые 1-3) и ток (кривая 4) в зависимости от приложенного давления. На вставке - схема регистрации излучения (F - фильтр, PD - фотодетектор).

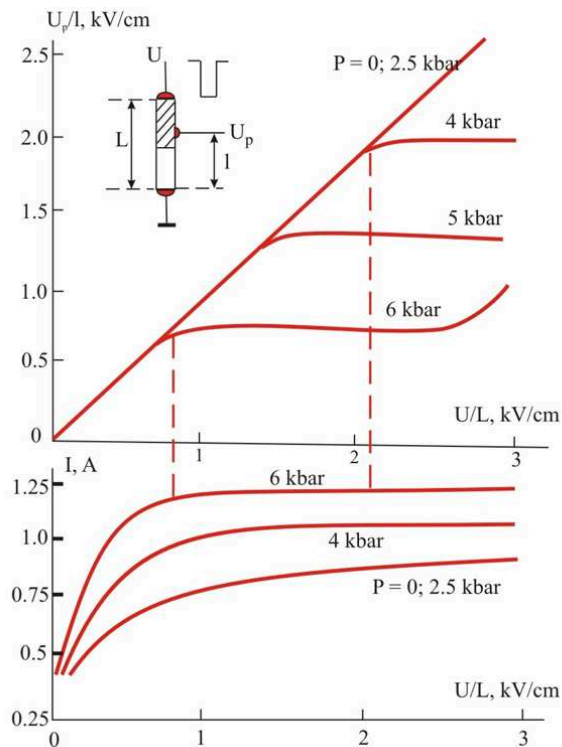


Рис. 1.2. Зависимости напряжения на зондовом контакте (верхний рисунок) и тока (нижний рисунок) от приложенного поля для различных давлений.

что позволило связать участок ОДП в p-Ge с сильной непараболичностью подзоны лёгких дырок, возникающей при одноосном сжатии, а не с накоплением носителей в подзоне тяжёлых дырок [17; 29].

Стимулированное излучение в p-Ge возникало при некоторой критической длине домена. Как было показано в работах [33; 34], длина домена растёт как при увеличении приложенного напряжения, так и при увеличении давления при фиксированном напряжении. Соответственно, меньшему приложенному напряжению соответствовало большее давление, при котором домен достигает этой критической длины. При достаточно большой интенсивности стимулированного излучения домен пропадает, распределение поля по образцу становится однородным (рисунок 1.3) и наблюдается скачок тока до величины, соответствующей однородному распределению поля.

При параллельности боковых граней образца в пределах 0.5'-4' стимулированное ТГц излучение можно было возбудить только в импульсном режиме при полях выше 1 кВ/см. Чтобы получить генерацию при низких напряжениях, достаточных для пробоя примеси, использовали бездислокационный Ge с резонатором высокой добротности (параллельность граней не хуже 20 угловых секунд). Низковольтная генерация ТГц излучения возникала при напряжениях начала примесного пробоя, и если интенсивность стимулированного излучения была достаточно высока, домены не образовывались ни при каких напряжениях. В условиях пробоя примеси в образце формируется узкий токовый шнур, который только и является активной областью. Именно поэтому для низковольтной генерации необходима большая добротность резонатора. В этом случае из-за малой рассеиваемой в образце мощности, стимулированное излучение при низких напряжениях можно было возбуждать в непрерывном режиме [33; 34]. Минимальные достигнутые значения напряжения и тока соответствовали 1В (2В/см) и 3мА. Характерные зависимости излучения и тока через образец для случая низковольтной генерации приведены рисунок 1.4.

Таким образом, стимулированное излучение ТГц диапазона в одноосно деформированном p-Ge возникало при тех же напряжениях и давлениях, при которых возникала ОДП и доменная неустойчивость. Проведенные исследования показали, что эти эффекты имеют различное происхождение, так как стимулированное излучение может существовать как в присутствии доменов, так и в однородных образцах.

Механизм возникновения стимулированного излучения объяснялся следующим образом. Одноосное давление снимает вырождение валентной зоны Ge при $\mathbf{k} = 0$ и расщепляет ее на две подзоны, разделенные энергетическим зазором, пропорциональным давлению. Аналогично,

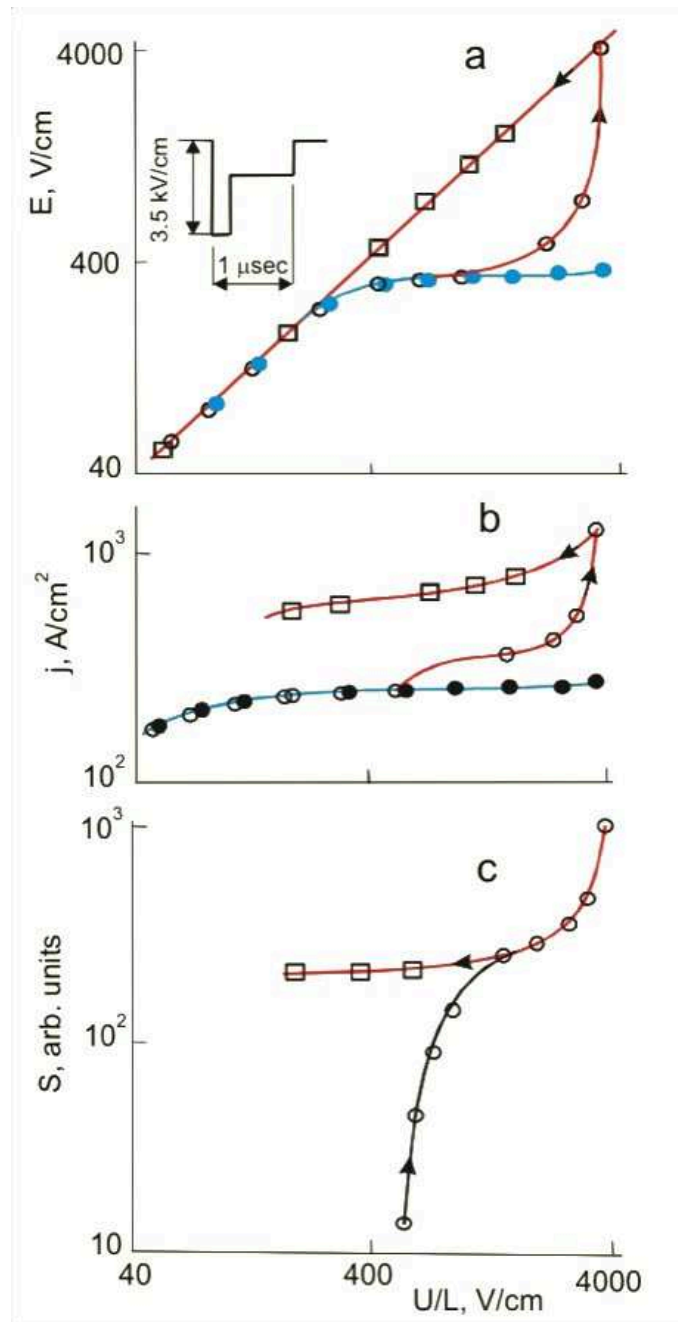


Рис. 1.3. Поле на зондовом контакте (а), ток (б) и величина сигнала (с) в зависимости от приложенного к образцу поля.

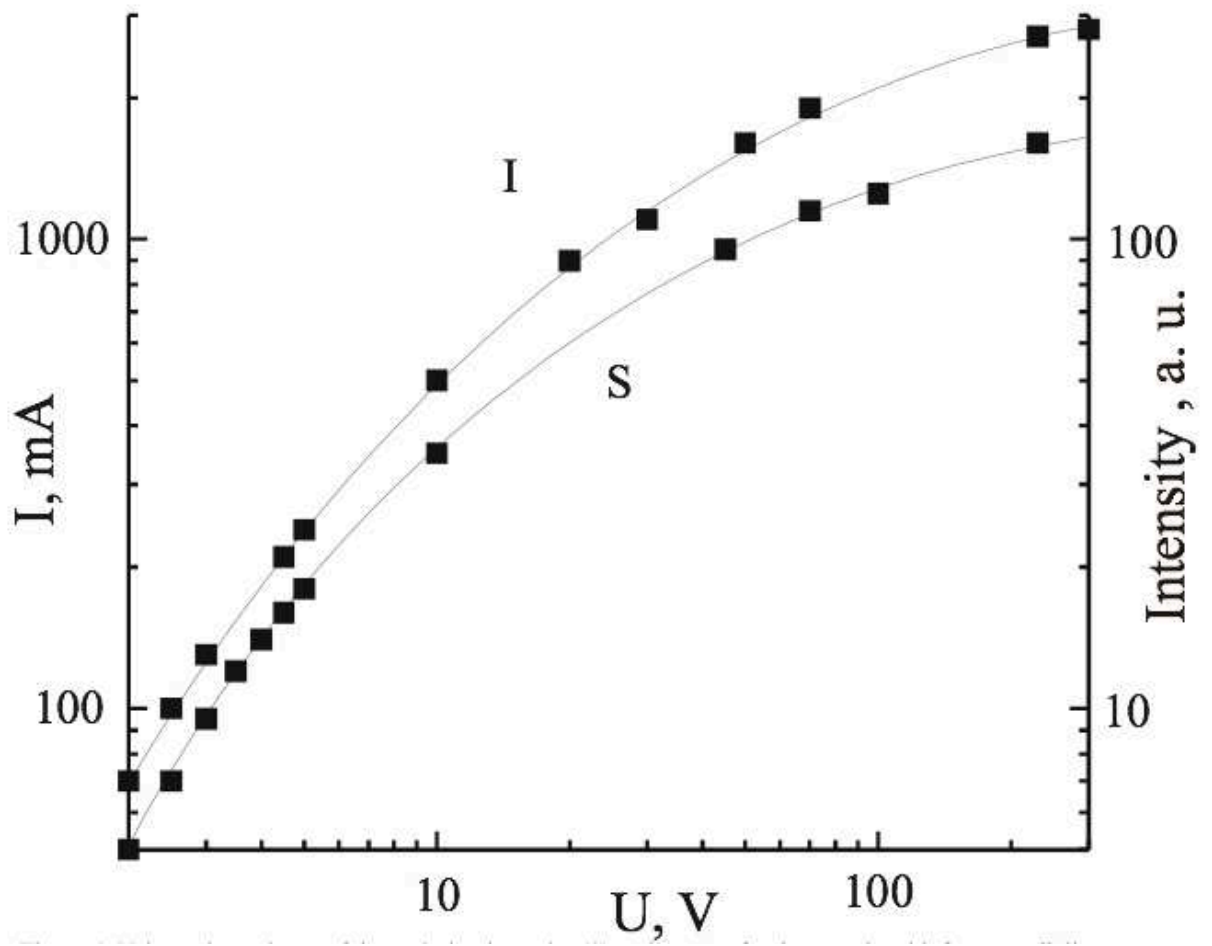


Рис. 1.4. Зависимости интенсивности излучения (S) и тока (I) от приложенного напряжения в логарифмическом масштабе (для образца с параллельностью граней резонатора ~ 20 угловых секунд).

вырожденные состояния акцептора расщепляются на два состояния, разность энергий которых также увеличивается с ростом давления. Начиная с некоторого давления, верхние отщепленные состояния акцептора попадают в непрерывный спектр, образуя резонансные уровни, в то время как основное состояние остается в запрещенной зоне. В запрещенной зоне и в непрерывном спектре должны существовать две серии возбужденных состояний, относящихся к расщепленным валентным подзонам. Было показано, что наинизшее резонансное состояние происходит из возбужденного состояния $4\Gamma_8^+$ state [35; 36].

Методы расчета параметров резонансных состояний развиты в работах [21; 35-40]. В работах [37; 41] расчет положения уровней мелкого акцептора в одноосно сжатом Ge проводился в модели потенциала нулевого радиуса и вариационным методом для кулоновских центров в пределе больших деформаций, когда при рассмотрении каждой серии уровней учитывается только одна подзона. На рисунке 1.5 (а) показаны расщепленные давлением валентные зоны Ge и рассчитанный энергетический спектр резонансных и локализованных состояний мелкого акцептора [37; 41].

В достаточно сильном электрическом поле локализованные акцепторные состояния опустошаются за счёт ударной ионизации. В послеударном режиме заполнение локализованных состояний акцептора не превышает 1% [42]. В то же время, за счет обмена носителями со свободной зоной заполняются резонансные состояния. Кроме упругого рассеяния, резонансные состояния из-за конечного времени жизни носителей в них вызывают еще и неупругое. Поэтому резонансные состояния действуют, как ловушка для носителей. В результате это приводит к инверсной заселенности резонансных состояний по отношению к локализованным в запрещенной зоне.

На рисунке 1.5 (b) приведена функция распределения дырок, полученная путём решения кинетического уравнения Больцмана с учётом взаимодействия с акустическими и оптическими фононами [43]. Видно, что она обладает выраженным максимумом при энергии резонансного состояния. Эта функция распределения использовалась при расчётах зависимости коэффициентов генерации и рекомбинации от электрического поля и давления и при расчётах заселённости различных уровней акцептора. Уравнение генерационно-рекомбинационного баланса было решено численно. Полевая зависимость заселённости резонансного и двух нижних локализованных состояний акцептора для 4 кбар показана на рисунке 1.6. Было показано, что внутрицентровая инверсия может существовать в широком диапазоне электрических полей и приложенных давлений. Схему внутрицентровой инверсии иллюстрирует рисунок 1.7.

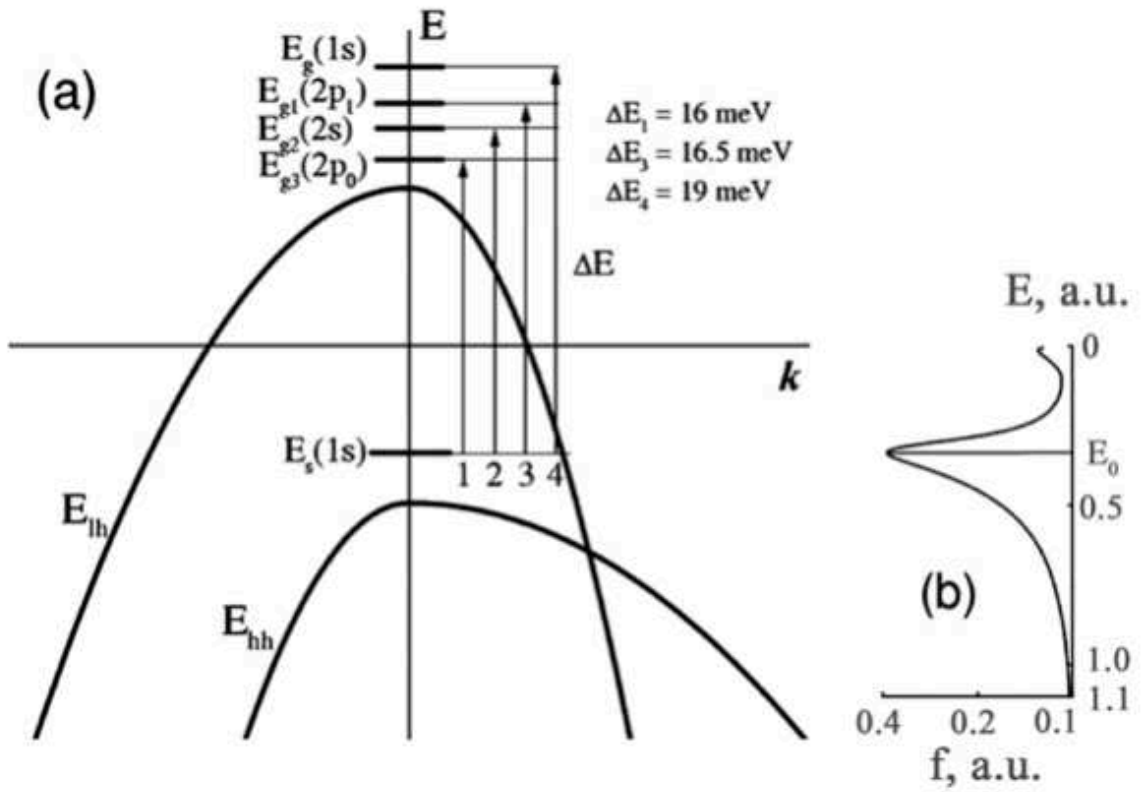


Рис. 1.5. Рассчитанный энергетический спектр состояний мелкого акцептора в Ge при внешнем давлении (а). Функция распределения дырок (б). Давление $P = 5 \text{ кбар}$, $E = 100 \text{ В/см}$, концентрация Ga $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

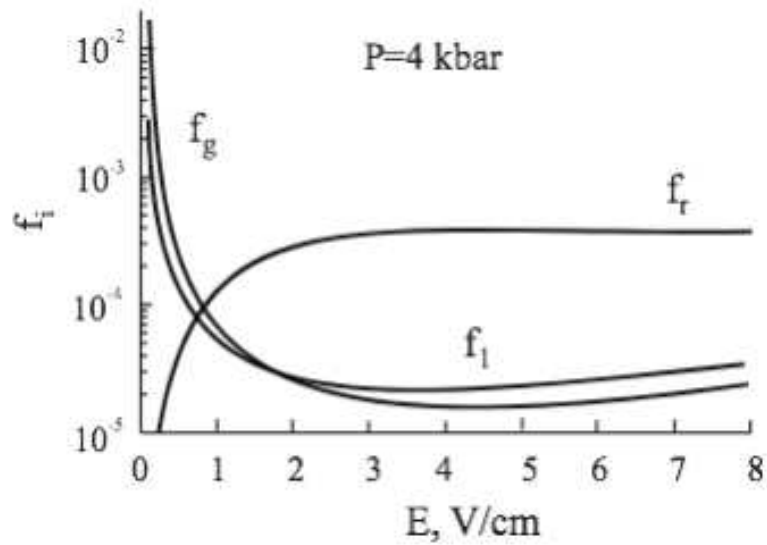


Рис. 1.6. Заселённость основного, первого возбуждённого и резонансного состояний в одноосно деформированном p-Ge.

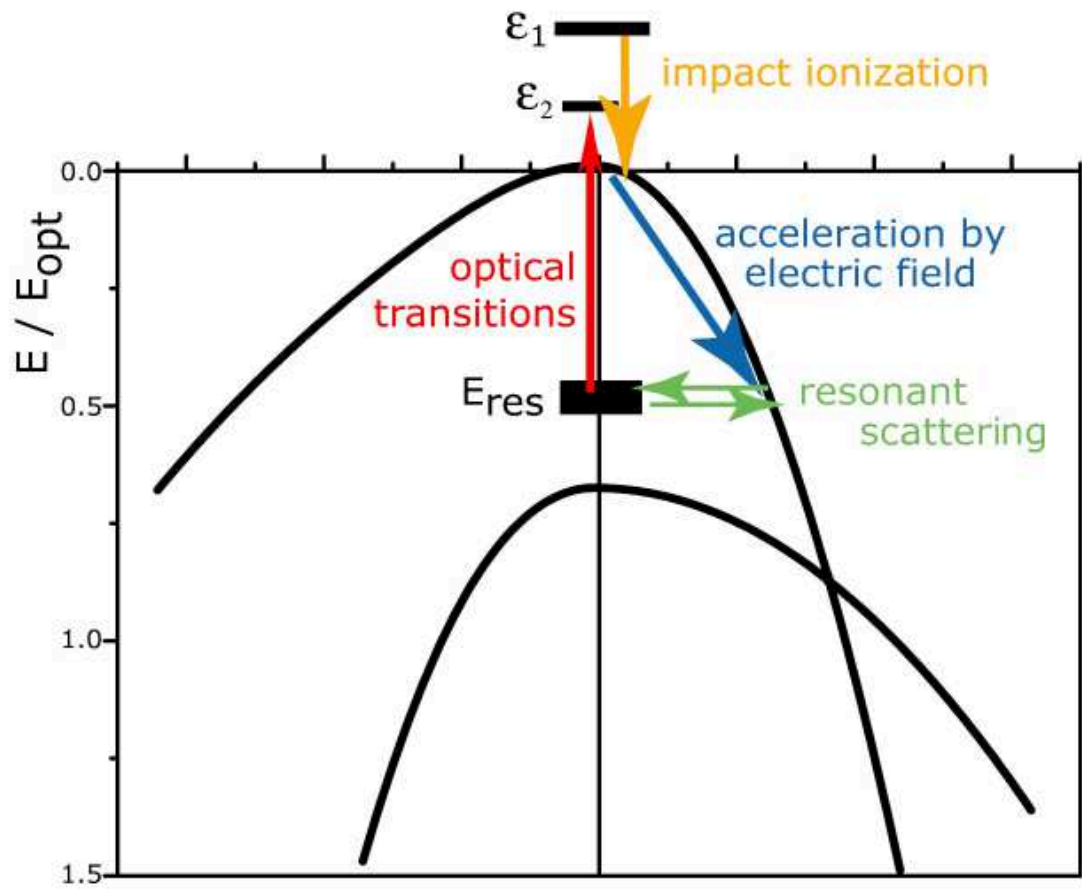


Рис. 1.7. Механизм возникновения инверсии заселённости основного и резонансного состояний.

Эти расчёты показали возможность существования стимулированного ТГц излучения за счёт оптических переходов между резонансным и локализованными $2p$ состояниями и между свободным спектром и локализованным $2p$ состоянием. На рисунке 1.8 показан вычисленный спектр оптического усиления.

Спектр стимулированного излучения, измеренный решеточным монохроматором [41], приведен на рисунке 1.9 (при $P \parallel [111]$, нижняя кривая). Он состоит из нескольких максимумов, энергия которых увеличивается с ростом давления. Сравнение рассчитанных энергий внутрицентровых оптических переходов с экспериментом позволило идентифицировать основной максимум в спектре (рисунок 1.9) как переход из резонансного состояния в локализованное состояние $2p_{\pm 1}$, а максимумы при 19,9 и 20,5 мэВ как переходы из резонансного в возбужденные локализованные состояния $2p_0$ и $2s$, соответственно. Максимум при 23 мэВ связывался с переходом $1s_g - 1s$. Ширина максимумов, которая довольно велика и составляет 0,2 - 0,5 мэВ для разных пиков, связывается с уширением резонансного состояния, находящегося в континууме [44]. Таким образом, было показано, что наблюдаемые спектральные максимумы обусловлены внутрицентровыми оптическими переходами между резонансным и различными локализованными состояниями одного и того же акцепторного центра.

Максимумы в спектре, измеренные более детально, обнаруживали линейчатую структуру, обусловленную модами резонатора. На рисунке 1.9 приведен основной максимум стимулированного излучения при $P=7,1$ кбар для образца сечением 1×1 мм². На вставке изображён оптический путь в образце при резонансе за счет полного внутреннего отражения. Было показано, что расстояние между линиями в спектре (≈ 0.11 мэВ) совпадает с найденным из условия:

$$K\lambda = nL, \quad (1.1)$$

где λ - длина волны излучения, n - коэффициент преломления (для Ge $n = 4$), L - длина оптического пути, K - целое число. В частности, частота основного максимума (при $P \parallel [111]$) меняется от 5,3 до 10,6 ТГц (21,2 - 40,2 мэВ) при изменении давления от 6,85 до 11,5 кбар, соответственно (рисунок 1.10).

Спектр излучения одноосно деформированного p-Ge в слабых электрических полях (до начала баллистического разогрева носителей) был измерен с помощью детектора InSb, охлаждаемого жидким He, который перестраивался магнитным полем в диапазоне 5-27 мэВ.

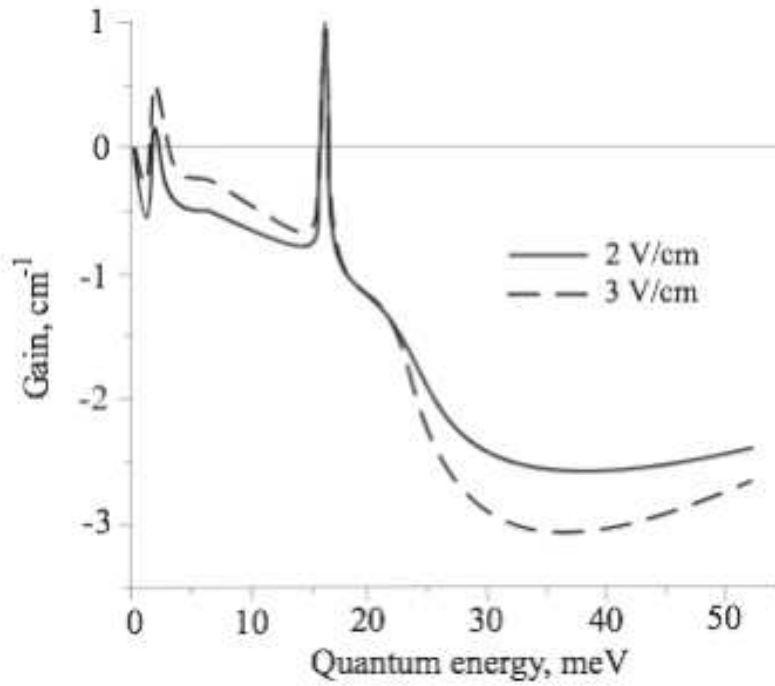


Рис. 1.8. Спектр оптического усиления для одноосно деформированного p-Ge (давление $P = 4$ кбар приложено в направлении $[100]$).

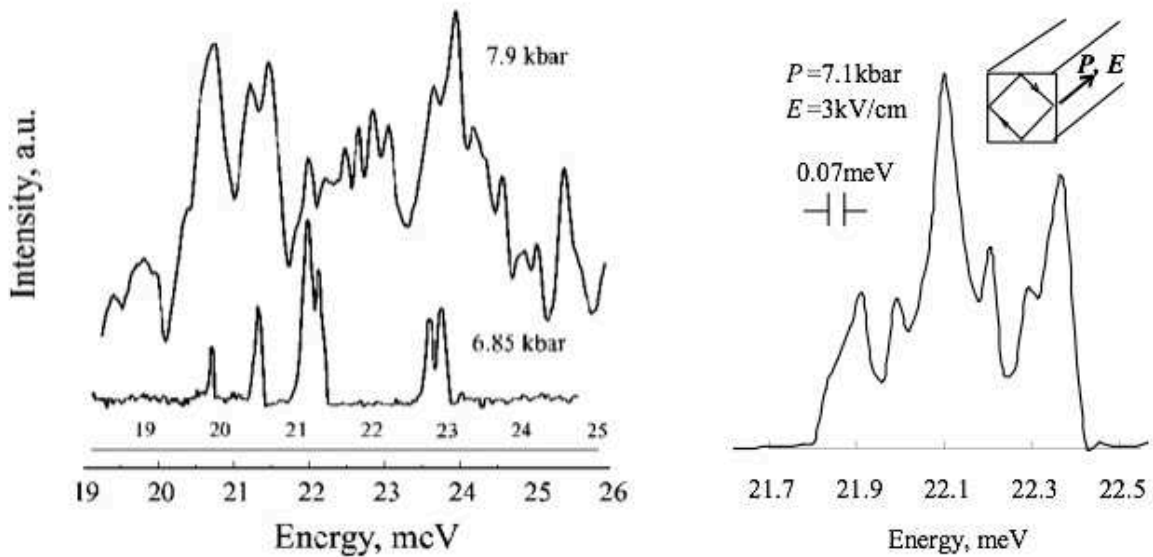


Рис. 1.9. Спектр стимулированного излучения одноосно деформированного германия при давлениях 6.85 и 7.9 кбар (левый рисунок). Модовая структура основного максимума в спектре при давлении $P = 7.1$ кбар (правый рисунок).

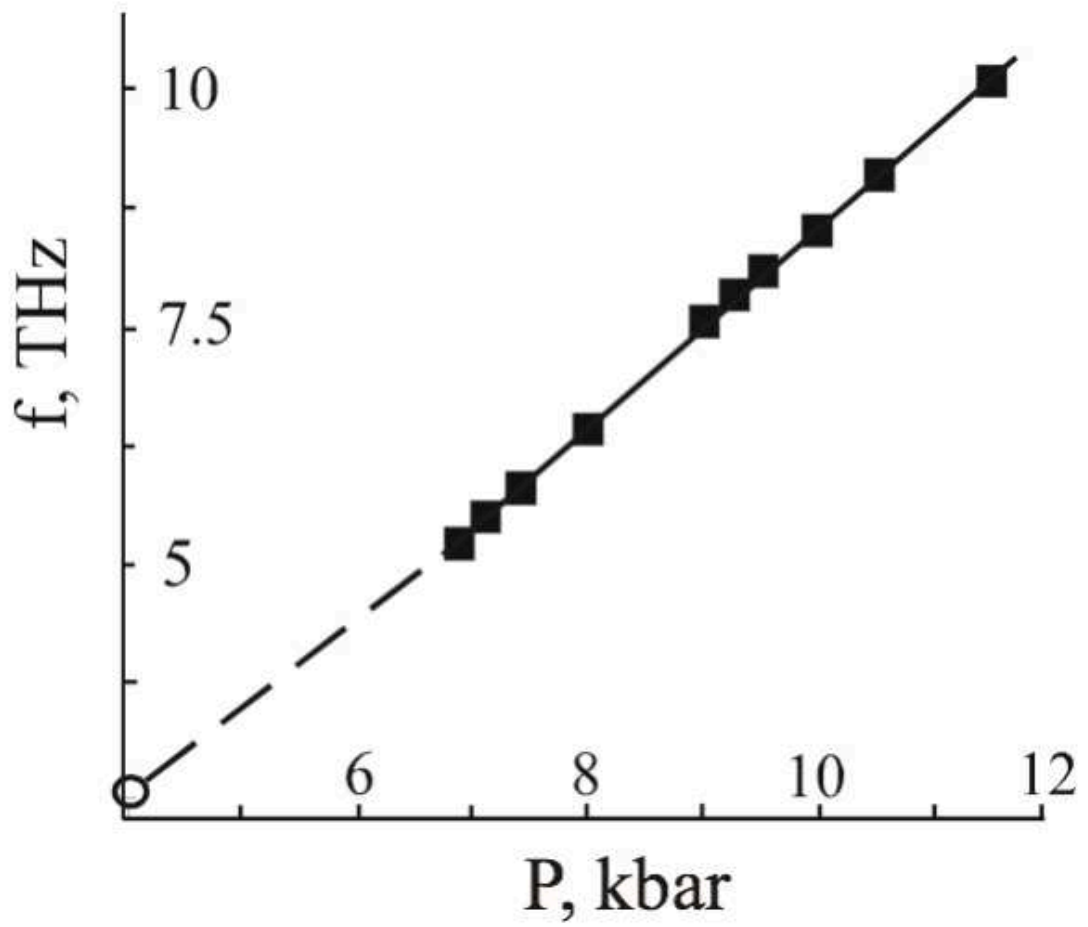


Рис. 1.10. Зависимость частоты стимулированного излучения одноосно деформированного p-Ge от приложенного давления.

Серии максимумов в спектре появлялись при давлении $P > 4$ кБар. Спектр, приведённый на рисунке 1.9 (верхняя кривая), соответствует полю 14 В/см и давлению $P = 7,9$ кБар. Было показано, что максимумы (20.5, 21.5, 23, 24 и 25.5 мЭв) сместились к более высоким энергиям примерно на 0.8 мЭв по сравнению с линиями высоковольтного спектра, соответствующего 6,8 кбар. Линии генерации имели выраженную модовую структуру, что доказало стимулированный характер излучения. Совпадение энергетического положения линий при низких напряжениях, когда возможен непрерывный режим генерации, и при высоких (до 3 кВ/см) напряжениях, соответствующих импульсному режиму, также показало, что лазерная генерация при диффузионном режиме разогрева носителей электрическим полем вызвана теми же оптическими переходами между резонансным состоянием и локализованными состояниями мелких акцепторов, что и при баллистическом разогреве в сильных полях.

Имелся и еще один факт, подтверждавший инверсную заселенность резонансного состояния. Интенсивность стимулированного излучения резко падала при давлении, когда начиналось опустошение резонансного состояния за счет ухода дырок в край валентной зоны с испусканием оптического фонона [41]. Это давление соответствовало энергии оптического перехода ~ 42 мЭв. Минимальное давление, при котором наблюдалось стимулированное излучение, соответствовало энергии внутрицентрального перехода около 10 мЭв. Таким образом, оказалось, что энергия стимулированного излучения p-Ge может перестраиваться давлением в интервале 10-42 мЭв.

Таким образом, возможность использования одноосно деформированного германия в качестве источника перестраиваемого стимулированного ТГц излучения выглядит крайне перспективной. Однако с точки зрения практического применения, подобные источники не лишены некоторых недостатков. В частности, необходимость прикладывать высокие давления (иногда близкие к пределу пластичности) приводит к короткому сроку службы образцов ввиду их механического разрушения.

1.2. Напряжённые структуры SiGe/Si

Исследовались структуры $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ p-типа с одиночной квантовой ямой (КЯ), легированные бором, выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на высокоомной подложке кремния n-типа. Дельта-слой бора с концентрацией $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ находился в середине квантовой ямы. Еще два δ -слоя бора были расположены в покрывающем и буферных слоях на некотором расстоянии от ближайших гетерограниц. Содержание Ge в

сплаве SiGe варьировалось от 0,07 до 0,15. ТГц излучение регистрировалось охлаждаемым приемником Ge<Ga>. Измерения проводились при температуре жидкого He. Оптический резонатор на полном внутреннем отражении был образован попарно параллельными гранями образца.

При напряжениях выше некоторой пороговой величины (от 300 до 1500 В в разных образцах) в этих структурах было обнаружено интенсивное излучение ТГц диапазона [19]. Спектр излучения для структуры Si/Si_{0,85}Ge_{0,15}/Si приведён на рисунке 1.11. При U=1000В наблюдалась выраженная линия на длине волны 104 мкм. Расположение основного максимума варьировалось от 103 до 108 мкм в зависимости от образца. При большем напряжении возникали дополнительные максимумы с большей длиной волны (показанные на вставке к рисунку 1.11). На рисунке 1.12 показана структура основного пика в спектре. При напряжении 1000 В в основном пике наблюдалась только одна пространственная модовая структура (рисунок 12 а), межмодовое расстояние (около 0.04 мэВ) соответствовало оптическому пути в резонаторе на полном внутреннем отражении. С повышением напряжения картина становилась более сложной (рисунок 1.12 б), а в структуре основного пика наблюдалось несколько различных мод резонатора. На рисунке 1.12 в показан основной максимум в спектре при как минимум двух модах. Их оптический путь в резонаторе показан на рисунке 1.12 с. В данном случае ширина мод определялась разрешением монохроматора, поэтому добротность резонатора Q можно только оценить снизу, что дает $Q > 300$.

Наблюдаемое стимулированное ТГц излучение структур связывается с инверсной заселенностью резонансных состояний бора, возникающих под действием внутренней деформации из-за разницы постоянных кристаллических решёток Si и SiGe. Для того, чтобы акцепторное состояние, отщепленное от основного деформацией, стало резонансным, их энергетическое расщепление должно быть больше энергии связи акцептора. Для структур Si/Si_{0,85}Ge_{0,15}/Si расщепление валентных подзон составляет около 31 мэВ [45; 46]. Согласно вариационным расчетам [47] энергия связи мелкого акцептора составляет около 27 мэВ; такая же энергия была получена для энергии связи отщепленного от основного состояния акцептора. Это позволило предположить, что для возникновения резонансного состояния достаточно существующего внутреннего механического напряжения. Условия возникновения резонансного состояния могут быть улучшены за счет встроенного поперечного электрического поля, существующего в структурах из-за заряда на поверхности [48]. Поперечный потенциал этого заряда искривляет валентные зоны в КЯ и приводит к возникновению резонансных состояний, даже если внутренней деформации для этого недостаточно. Рассчитанная энергетическая

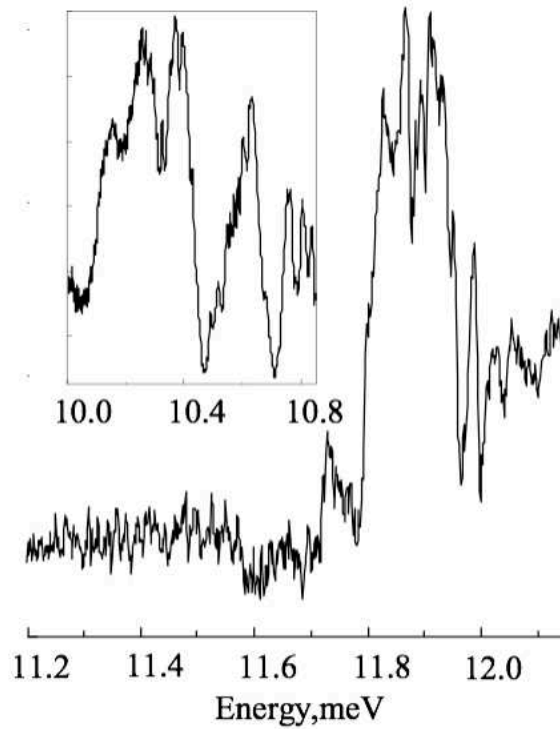


Рис. 1.11. Спектр стимулированного излучения ТГц диапазона одноямной структуры Si/Si_{0,85}Ge_{0,15}/Si при напряжении $U = 1000$ В. На вставке показаны дополнительные максимумы, возникающие при больших напряжениях.

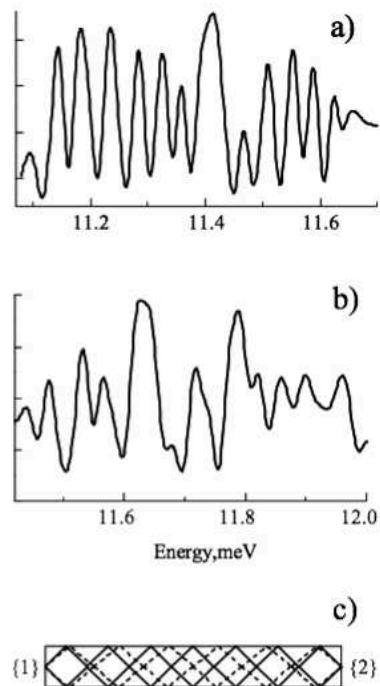


Рис. 1.12. Модовая структура основного максимума излучения (а, б), оптический путь в резонаторе для двух мод излучения (с).

диаграмма изучавшихся структур SiGe приведена на рисунок 1.13 [47; 48]. На вставке показана схема расщеплённых состояний акцептора и основной уровень размерного квантования (E_{1hh}) в квантовой яме. Основная линия ТГц излучения связывалась со стимулированными оптическими переходами между резонансным (E_{1s}) и первым возбужденным акцепторным состоянием E_p (показаны стрелками на вставке). Энергию этого перехода можно оценить из следующих соображений. Резонансное состояние имеет энергию $E_{1hh} - E_{1s} = 4$ мэВ выше края зоны тяжелых дырок. Используя величину $E_g/4$ для грубой оценки E_p ($E_g \approx 27$ мэВ – энергия основного состояния), получим энергию перехода ~ 11 мэВ. Полученная таким образом энергия хорошо согласовалась с экспериментом.

1.3. Туннельные структуры

1.3.1. Историческая справка

Одной из фундаментальных проблем современной физики твёрдого тела является изучение поведения носителей заряда в структурах с периодическим потенциалом при приложении внешнего электрического поля. Решение этой задачи приводит к пониманию зависимости оптических свойств и явлений переноса от приложенного электрического поля. Не менее важны эти знания и с точки зрения практического применения, так как открывают возможности создания гетероструктур с заданными физическими свойствами, область применения которых достаточно широка.

При разработке квантово механической теории твёрдых тел, в своих работах Блох [49] и Зинер [50] предсказали два фундаментальных эффекта, которые до сих пор вызывают большой интерес исследователей. В статье «Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern» Блох предсказал существование колебательных движений носителей заряда в структурах с периодическим потенциалом; а Зинер рассмотрел вопрос межзонного туннелирования носителей в сильных полях, которое могло приводить к электрическому пробую. Эти две работы привели к долгим спорам, могут ли носители совершать блоховские осцилляции (БО), или зинеровское межзонное туннелирование уничтожает эти внутризонные колебания. Стоит отметить, что продолжительное время экспериментальные результаты достаточно точно описывались моделями рассматривающими одну зону, без учёта межзонного туннелирования. Однако более поздние эксперименты и теоретические расчёты показали, что межзонное туннелирование может играть решающую роль в транспорте при достаточно сильных электрических полях. В 1960 году Ванье [51] показал, что энергетический спектр носителей в

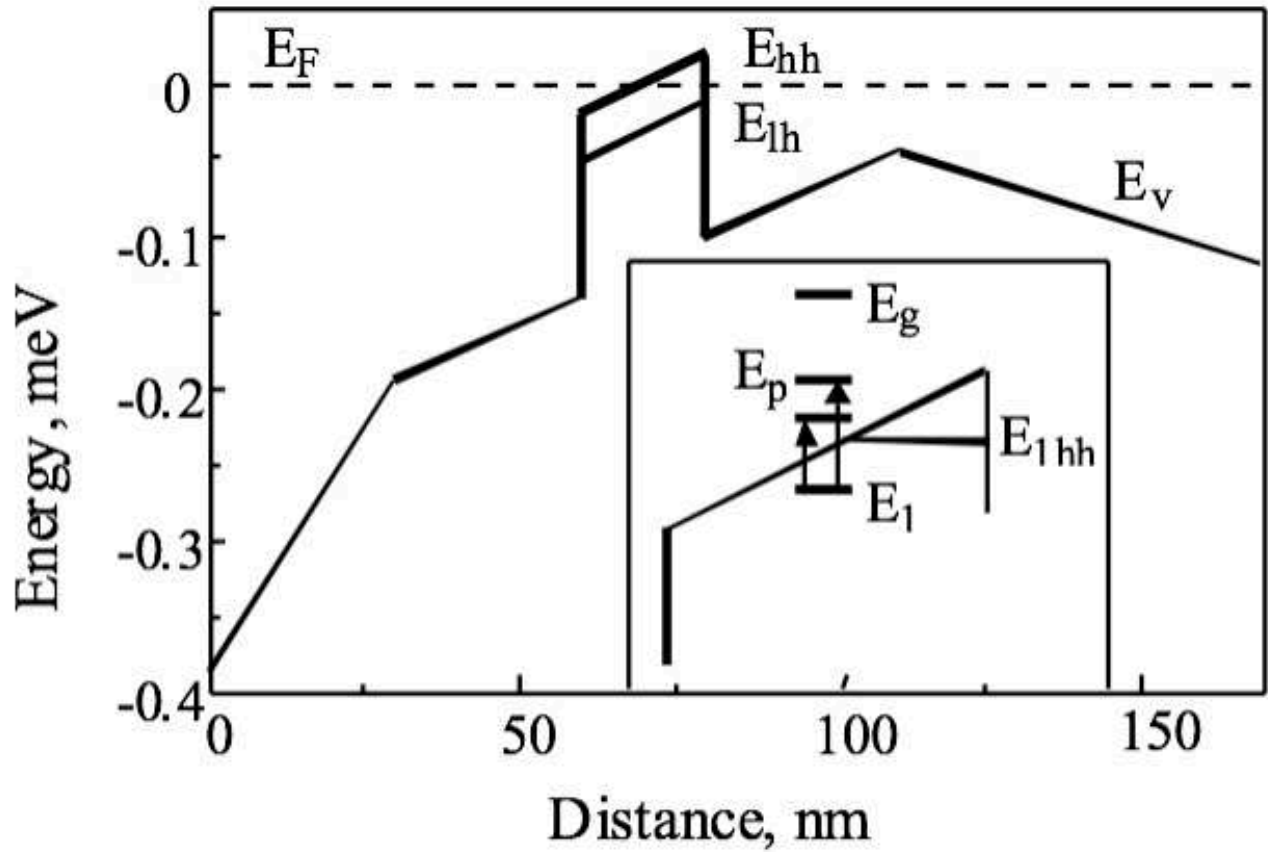


Рис. 1.13. Энергетическая диаграмма структуры Si/SiGe/Si. На вставке приведена схема расщеплённых уровней акцептора и основное состояние в КЯ.

периодическом потенциальном поле, под действием внешнего электрического поля становится дискретным с равными промежутками между уровнями (лестница Ванье-Штарка). После чего стал обсуждаться и вопрос о возможности экспериментального наблюдения лестницы Ванье-Штарка.

Ключевым моментом в этих спорах можно считать 1970 год, когда L. Esaki и R. Tsu [52] предложили использовать периодически чередующиеся слои двух полупроводниковых материалов с различной шириной запрещённой зоны. То есть, предложили создать сверхрешётку (СР) с одномерным периодическим потенциалом, в которой может существовать отрицательная дифференциальная проводимость, а параметры СР зависят от выбора полупроводников и геометрии слоёв. Создание таких структур открыло широкие возможности по изучению особенностей транспорта в периодических потенциальных полях.

В последующих работах было показано, что в СР может существовать ОДП в области частот от 0 до частоты блоховских осцилляций, а дальнейшее развитие этого направления привело к обнаружению предсказанных при разработке квантовой теории твёрдых тел эффектов. Например, при наблюдении ТГц излучения фотоэлектронов [53] были обнаружены блоховские осцилляции, а при исследованиях поведения фотовозбужденных носителей была продемонстрирована ванье-штарковская локализация волновых функций электронов [54; 55]. Это стало возможным в связи с тем, что в отличие от объемных материалов, энергетические мини-зоны в СР существенно уже, и электрон, двигаясь почти без рассеяния, может достигать верхней границы мини-зоны проводимости и совершать БО в относительно слабых электрических полях [56].

В последние годы большое внимание уделяется исследованиям явлений переноса в СР. Интерес как с научной, так и с практической точки зрения вызывает возможность усиления блоховских волн в СР, крайне перспективная для генерации ТГц излучения (см., например, обзор [57]). Основным достоинством таких приборов является возможность перестраивать частоту генерации электрическим полем в очень широком диапазоне. Основной трудностью в реализации таких колебаний является то, что при транспорте в пределах одной минизоны на ВАХ появляется участок статической ОДП, что, в свою очередь, вызывает появление неоднородностей поля (электрических доменов) и препятствует усилению блоховских волн [58]. Большой интерес вызывают также разработка и исследования резонансно-туннельных диодов. Поскольку характерные времена установления проводимости в таких структурах определяются процессами туннелирования, современные технологии позволяют создавать резонансно-туннельные диоды, в которых отрицательная дифференциальная проводимость

сохраняется вплоть до ТГц частот. Это делает РТД и приборы на их основе перспективными для усиления и генерации ТГц колебаний. Помимо выше названного, изучение явлений переноса в СР важно и применительно к квантово-каскадным лазерам. Квантовые каскадные лазеры ТГц диапазона на данный момент уже применяются и обладают такими достоинствами, как: компактный размер; линейная поляризация; узкая спектральная линия.

1.3.2. Сверхрешётки

В существующем многообразии структур с одномерным периодическим потенциалом, основное место занимают монокристаллические СР, их можно разделить на два вида: СР легирования и композиционные. Сверхрешётками легирования принято называть периодическую последовательность слоёв одного и того же полупроводника, легированных поочерёдно примесями n- и p-типа. В такой системе, результирующее распределение заряда создаёт последовательность параболических потенциальных ям (рисунок 1.14). Потенциал объёмного заряда в СР легирования модулирует края зон исходного материала таким образом, что электроны и дырки оказываются пространственно разделёнными.

В отличие от СР легирования, в композиционных СР периодический потенциал создаётся последовательным чередованием нескольких полупроводниковых материалов с различной шириной запрещённой зоны. В зависимости от характеристик используемых полупроводников, композиционные СР принято разделять на 3 основных типа. В СР с гетеропереходами I рода (рисунок 1.15) разрывы в зоне проводимости ΔE_c и в валентной зоне ΔE_v имеют противоположные знаки, а запрещённая зона одного из материалов E_{g2} полностью перекрывается E_{g1} . Изменение ширины запрещённой зоны на гетерограницах создаёт потенциальные барьеры для носителей заряда, создавая периодический потенциал. В СР с гетеропереходами II рода (рисунок 1.16) модуляция краёв зоны проводимости и валентной зоны имеет один и тот же знак, и запрещённые зоны перекрываются лишь частично, либо не перекрываются вовсе. Характерные черты данного типа СР определяются взаимным расположением краёв зон исходных полупроводников на гетерогранице (зона проводимости одного из материалов близка к валентной зоне другого). Подобная структура зон вызывает пространственное разделение носителей заряда за счёт того, что электроны и дырки сосредотачиваются в КЯ различных полупроводников. И третий вариант - политипная СР (рисунок 1.17), представляет собой трёхкомпонентную систему, в которой СР с гетеропереходами II рода дополняется широкозонным полупроводником, создающим потенциальные барьеры как для электронов, так и для дырок.

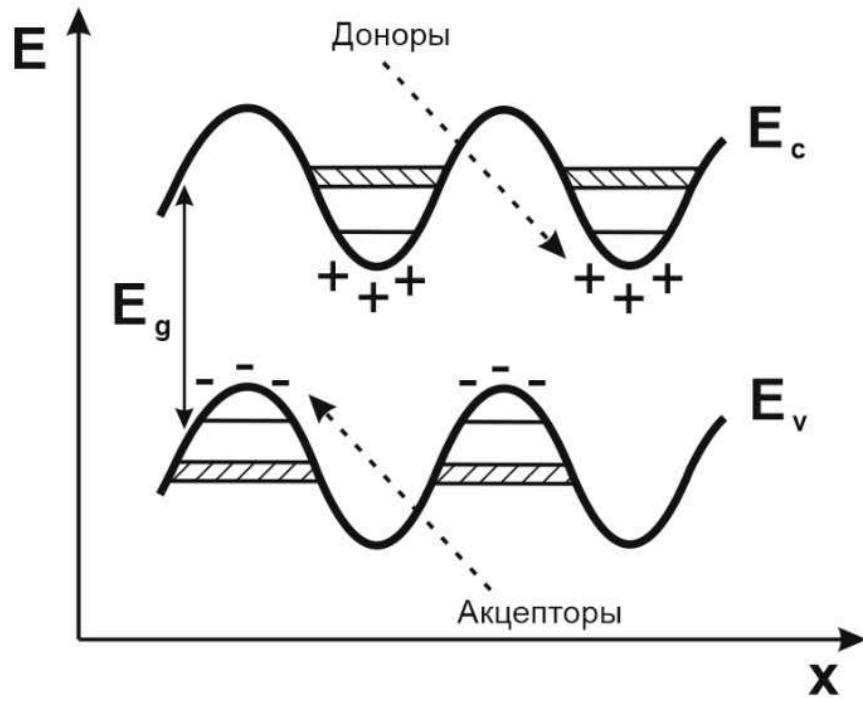


Рис. 1.14. Структура зон в СР легирования.

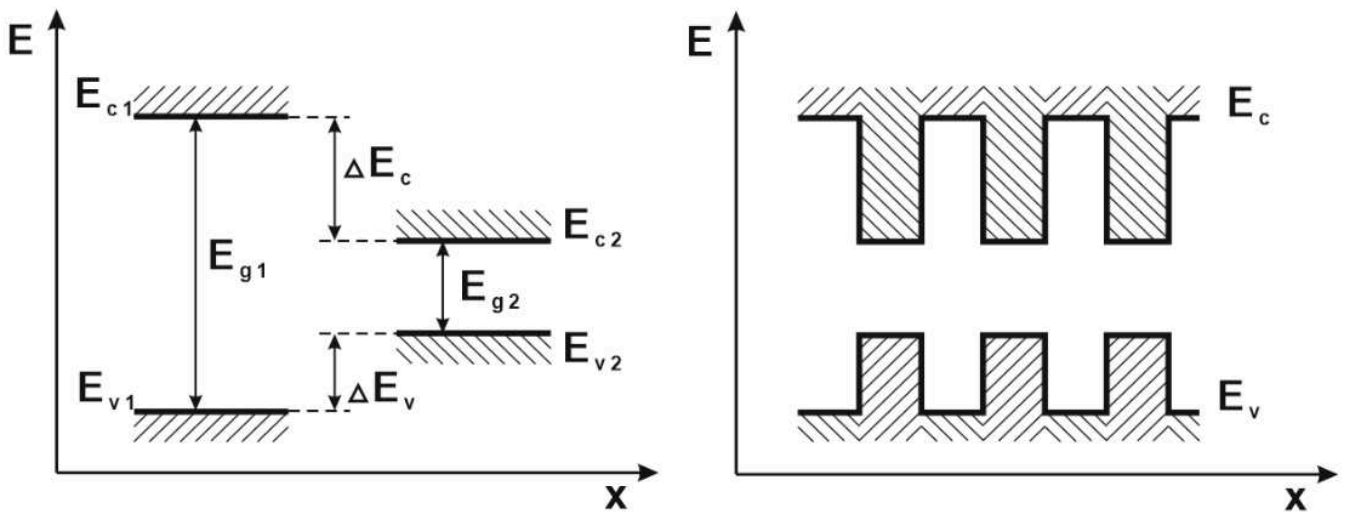


Рис. 1.15. Структура зон в СР с гетеропереходами I рода.

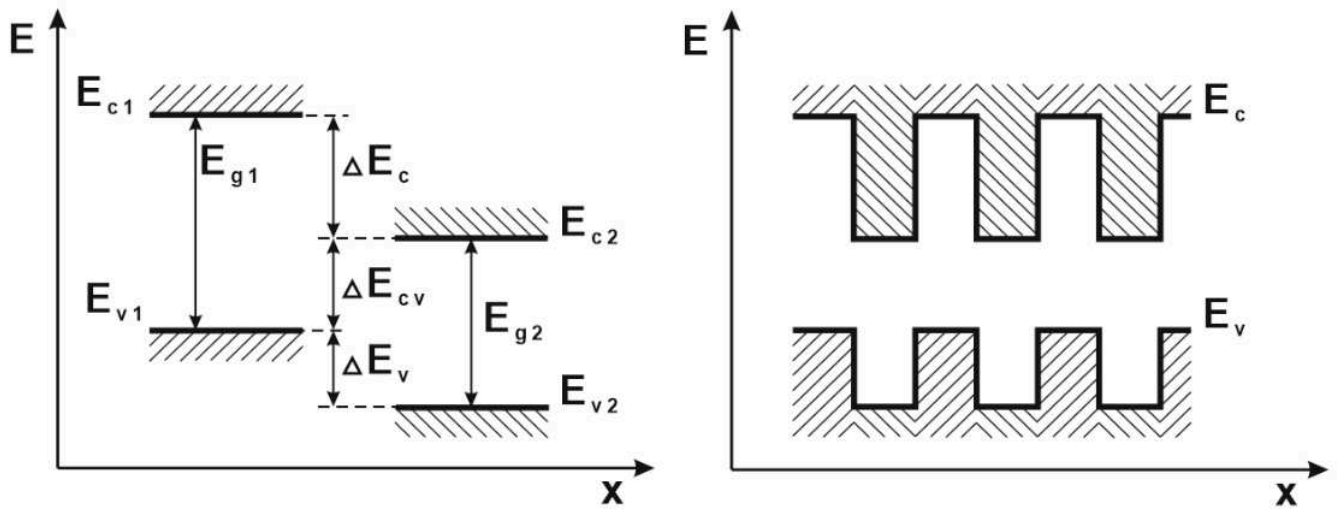


Рис. 1.16. Структура зон в СР с гетеропереходами II рода.

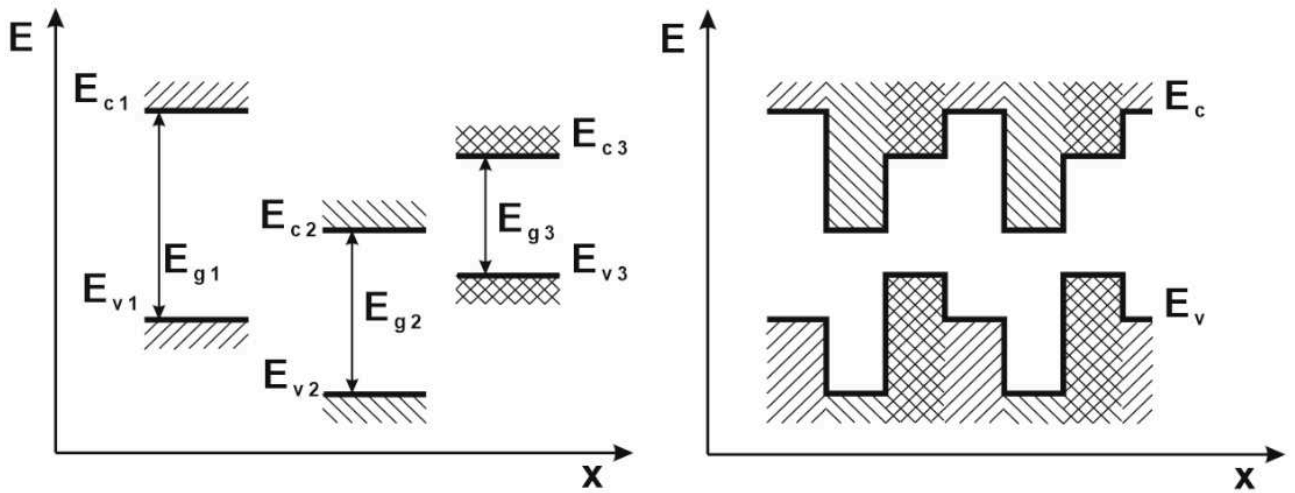


Рис. 1.17. Структура зон в политипной СР.

С точки зрения как практического так и научного применения в СР крайне привлекательным является тот факт, что параметры сверхрешёток можно менять в достаточно широких пределах, варьируя геометрию слоёв или подбирая полупроводники с нужными характеристиками.

1.3.3. Вольт-амперные характеристики структур с квантовыми ямами

Рассмотрим вольт- амперную характеристику одиночной квантовой ямы (структура с квантовыми ямами, разделёнными настолько широкими барьерами, что туннелированием из ямы в яму можно пренебречь). Зонная диаграмма квантовой ямы с приложенным внешним электрическим полем показана на рисунок 1.18. Будем рассматривать только ток протекающий поперёк квантовой ямы, основной вклад в который даёт выброс носителей из ямы в широкозонный барьерный слой. В этой ситуации ток j через структуру будет пропорционален вероятности такого выброса W , а вид ВАХ будет определяться зависимостью W от электрического поля F . Для выброса носителей в широкозонный барьерный слой, они должны преодолеть потенциальный барьер E_{act} , а соответствующий ток поперёк слоёв будет пропорционален:

$$j \sim \exp(-E_{act}/kT). \quad (1.2)$$

Таким образом, форма ВАХ будет определяться зависимостью высоты барьера от поля. При не очень больших приложенных полях, в рамках теории возмущений, энергия уровней в квантовой яме не меняется (т.к. волновая функция нижнего уровня чётная, поправка первого порядка к энергии равна 0) [59]. С другой стороны, поле, приложенное к квантовой яме, смещает правый барьер вниз на величину:

$$\Delta E = eFa/2, \quad (1.3)$$

где a – ширина квантовой ямы. В принципе, на величину барьера могут влиять силы изображения (эффект Шотки) и туннелирование через верхнюю часть потенциального барьера (эффект Фаулера-Нордгейма). Однако в первом приближении этими эффектами можно пренебречь. В структурах с квантовыми ямами диэлектрические проницаемости слоёв обычно

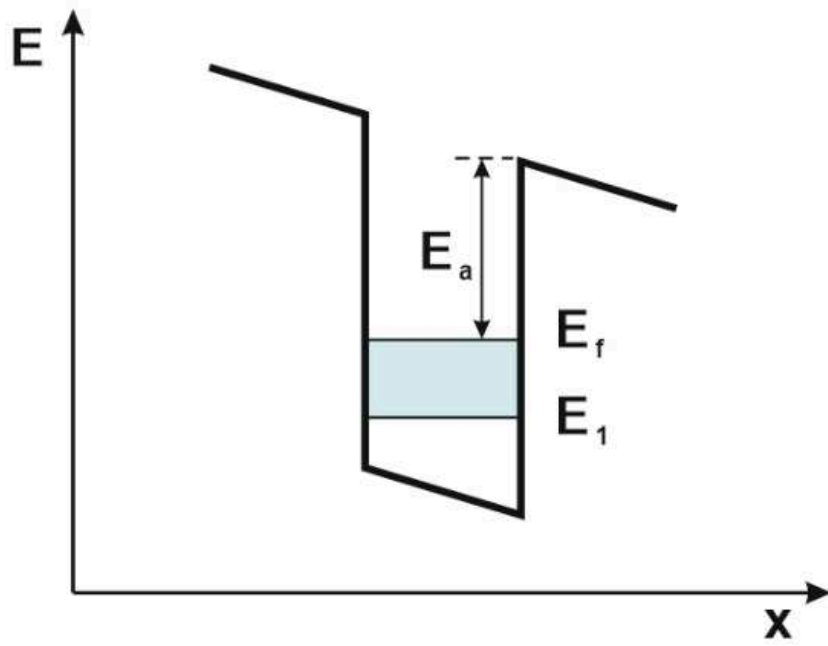


Рис. 1.18. Зонная диаграмма одиночной квантовой ямы с внешним приложенным полем.

отличаются слабо, поэтому вклад в ток за счёт сил изображения очень мал. При достаточно высоких температурах мал и вклад в ток за счёт туннелирования.

При условии таких допущений, ВАХ будет иметь вид:

$$j \sim \exp(EFa/2kT). \quad (1.4)$$

С понижением температуры или увеличении поля, эффекты вблизи верхней части барьера будут вносить больший вклад, что приведёт к постепенному снижению энергии активации. Ситуация изменится, если в рассматриваемом нами случае предположить достаточную туннельную прозрачность барьеров. Рассмотрим вольт-амперную характеристику одиночной квантовой ямы между туннельно прозрачными барьерами и двумя внешними сильно легированными областями. Зонная диаграмма такой структуры представлена на рисунке 1.19. Подобного рода структуры, содержащие одну или несколько квантовых ям, называют резонансно-туннельными структурами, резонансно-туннельными диодами (РТД) или тетрами (в зависимости от количества квантовых ям и топологии).

В предыдущем случае вольт-амперная характеристика носила монотонный характер. В резонансно-туннельных структурах дискретность энергетических уровней в квантовой яме приводит к тому, что протекание тока через структуру возможно только при совпадении уровня энергии в яме с каким-либо заполненным состоянием в левой сильно легированной области. Таким образом, ток поперёк слоя будет протекать в случае, когда падение напряжения на левом барьере удовлетворяет условию:

$$E_1 - E_F < eV < E_1. \quad (1.5)$$

При напряжениях вне этого диапазона, ток должен иметь значительно меньшую величину, близкую к нулю. Меньшие значения тока при напряжениях, близких к правой границе этого диапазона, означают падение тока с ростом приложенного напряжения, т.е. наличие на ВАХ падающего участка (участка ОДП). Именно наличие этого падающего участка вызвало большой интерес к резонансно-туннельным структурам. Именно с помощью РТД в настоящее время получена наиболее высокочастотная генерация (до 1,4 ТГц) при комнатной температуре [60; 61].

При условии что носители в левой сильно легированной области вырождены, ВАХ будет определяться туннельной прозрачностью барьера. Для точного определения вольт-амперной

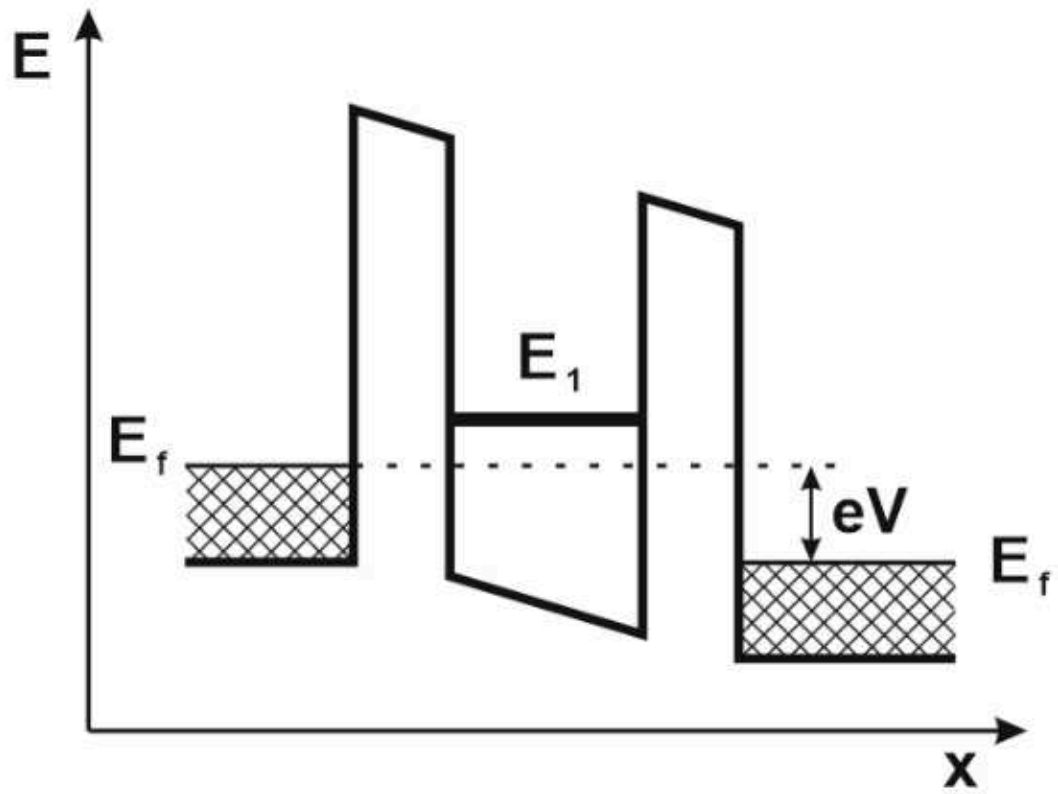


Рис. 1.19. Зонная диаграмма одиночной квантовой ямы с туннельно прозрачными барьерами между двумя сильно легированными областями.

характеристики, вообще говоря, нужно решить соответствующее уравнение Шрёдингера, но качественный вид можно получить, исходя из общих соображений. Действительно, при туннелировании электрона через барьер должна сохраняться его энергия и импульс, параллельный границе. Это означает что туннелировать могут только носители, энергия которых равна энергии уровня в яме, носители с другими энергиями туннелировать не могут, т.к. в яме нет состояний, на которые они могли бы перейти. Учитывая фермиевское распределение носителей в левой сильно легированной области структуры, можно ожидать, что вольт-амперная характеристика такой структуры будет иметь треугольную форму (рисунок 1.20, зелёная линия). Процессы рассеяния носителей и тепловое размытие распределения Ферми приведёт к размытию особенностей на вольт-амперной характеристике, которая примет более плавный вид (рисунок 1.20, синяя линия).

В случае СР, ситуация заметно усложняется. Как говорилось выше, при соединении двух или более полупроводниковых материалов с различной шириной запрещённых зон, для электронов и/или дырок возникают потенциальные ямы. В результате, если размеры этих ям меньше длины волны де-Бройля (квантовые ямы), непрерывный спектр энергий носителей разделяется на дискретные уровни. В действительности, носители, находящиеся на дискретных уровнях в КЯ имеют конечное время жизни как за счёт рассеяния, так и за счёт туннельного ухода из ямы. Кроме этого, влияние оказывает и температурное размытие функции распределения носителей. В результате это приводит к «размытию» уровней размерного квантования. В периодических квантовых ямах перекрытие электронных волновых функций за счет туннельного эффекта приводит к появлению в СР минизон (рисунок 1.21).

При рассмотрении транспорта носителей заряда в композиционных сверхрешётках принято выделять два режима в зависимости от соотношения ширины минизоны ΔE и разности энергий двух соседних периодов eFd (смещение на период) во внешнем электрическом поле. Первый режим - резонансного туннелирования. При условии, что разность энергий уровней в соседних ямах мала и не препятствует резонансному туннелированию,

$$eFd \ll \Delta E, \quad (1.6)$$

минизоны сохраняются, однако под действием приложенного поля становятся наклонными (рисунок 1.22). В этом случае перенос носителей по минизоне определяется туннельной прозрачностью барьера (переход носителя из ямы в яму показан красной стрелкой на рисунке 1.22). Поскольку при туннелировании должны сохраняться энергия и параллельный

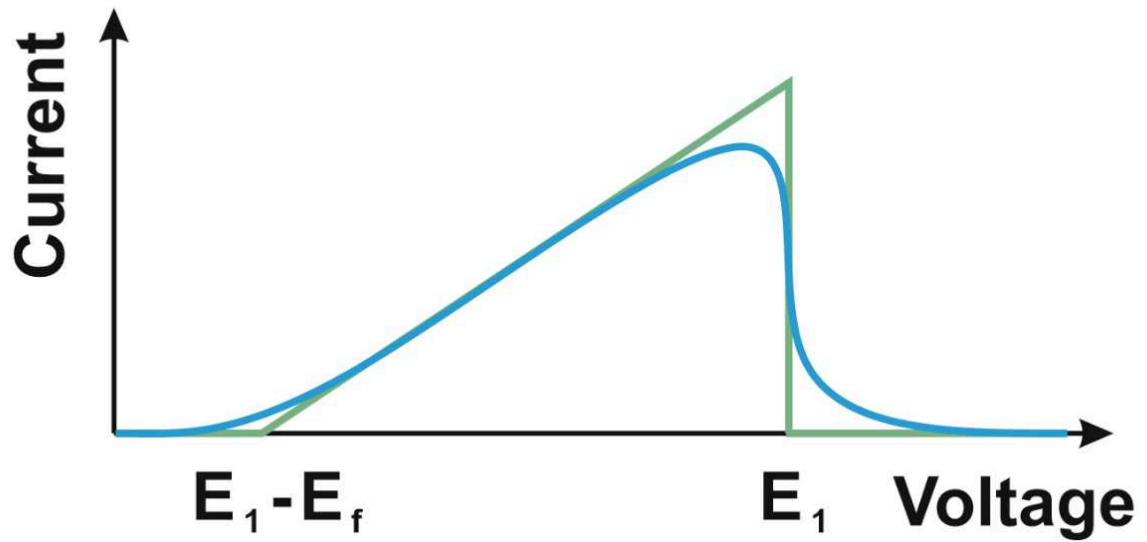


Рис. 1.20. Вольт-амперная характеристика одиночной квантовой ямы. Синяя линия - с учётом процессов теплового размытия и рассеяния.

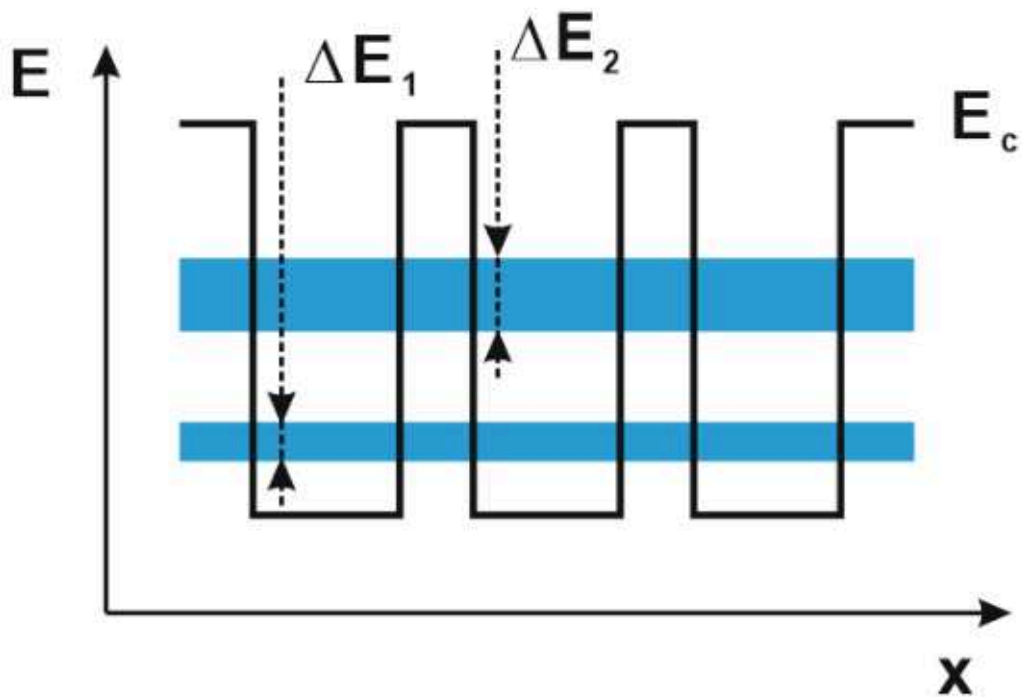


Рис. 1.21. Зонная структура СР с минизонами в нулевом поле.

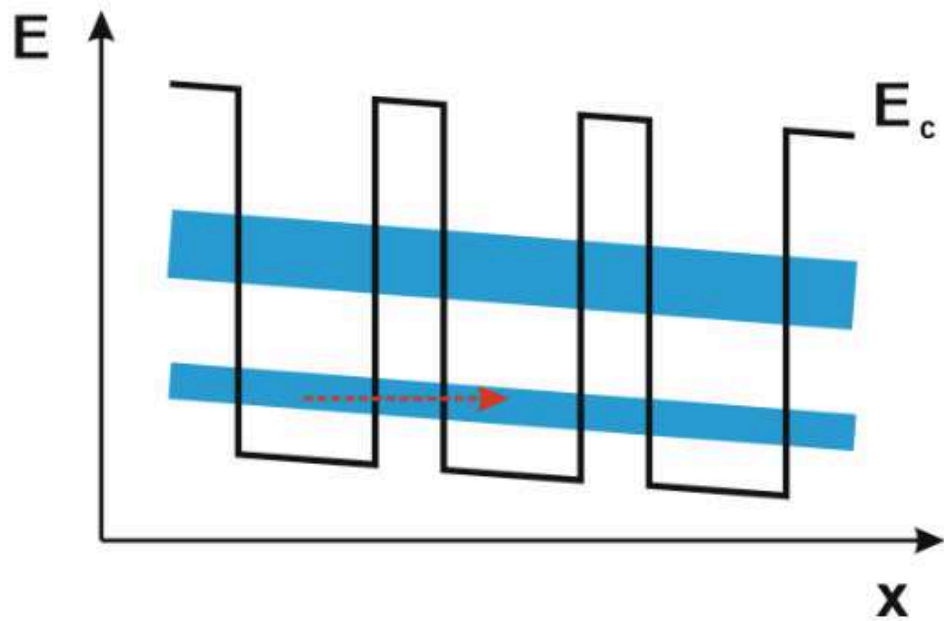


Рис. 1.22. Зонная структура СР с минизонами во внешнем поле (режим резонансного туннелирования).

гетерогранице импульс носителей, они могут двигаться только в конечной области пространства с размером

$$\delta = 2\Delta E/eF. \quad (1.7)$$

Подобное движение неизбежно является осциллирующим, а частота таких осцилляций (блоховские осцилляции) равна:

$$\Omega = eFd/\hbar. \quad (1.8)$$

В принципе, блоховские осцилляции должны наблюдаться не только в сверхрешётках, но и в любых кристаллах (для которых они и были предсказаны). Действительно, конечная ширина энергетической зоны и периодичность потенциала свойственны всем твёрдым телам с кристаллической решёткой. Однако, в обычных кристаллах наблюдать блоховские осцилляции и связанный с ними падающий участок вольтамперной характеристики практически не представляется возможным, т.к. необходимые для этого поля гораздо выше пробойных. В отличие от обычных кристаллов, период сверхрешётки может быть на порядки больше, что даёт возможность наблюдать блоховские осцилляции при значительно меньших полях. Как было отмечено выше, в режиме минизонной проводимости движение носителей носит осциллирующий характер, т.е. средний ток равен нулю, и появляется только при учёте рассеяния.

В режиме нерезонансного туннелирования, когда выполняется условие

$$eFd \gg \Delta E, \quad (1.9)$$

сдвиг соседних квантовых ям по энергиям столь велик, что минизонный спектр в структуре разрушен, и сверхрешётку следует рассматривать как последовательность отдельных квантовых ям. В этом случае протекание тока возможно только при совпадении энергии основного состояния в одной квантовой яме с энергиями последовательных возбужденных состояний в соседних ямах. Этот режим протекания тока представляет собой последовательное туннелирование между совпадающими по энергии состояниями в соседней квантовой яме или с последующей релаксацией энергии с испусканием фонона (рисунок 1.23). В некоторых случаях возможны туннельные переходы через две и большее число ям [56]. На рисунке 1.24 показан

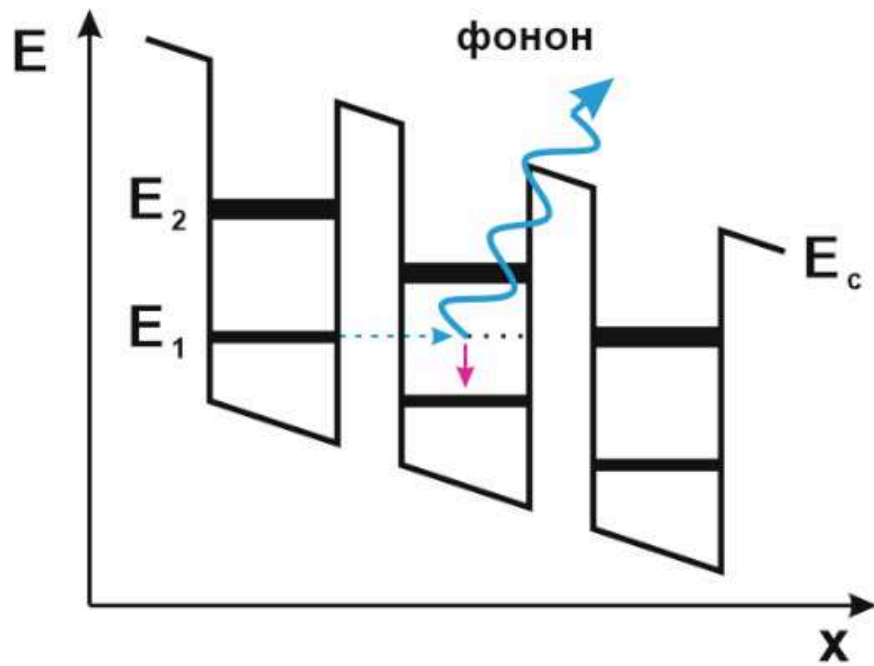


Рис. 1.23. Туннелирование носителя в соседнюю квантовую яму с испусканием фонона (режим нерезонансного туннелирования).

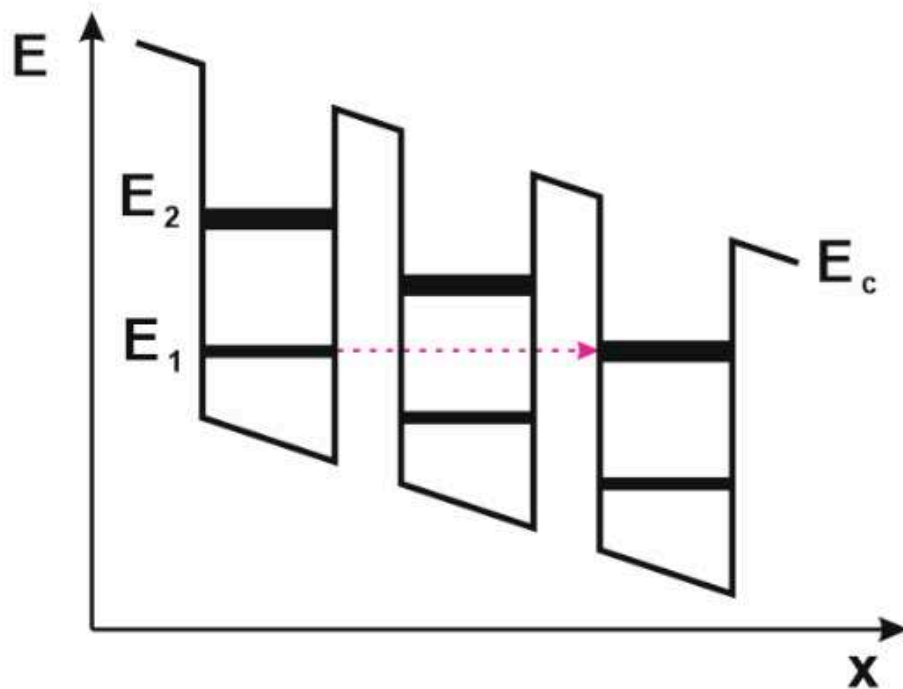


Рис. 1.24. Туннелирование носителя через несколько квантовых ям на следующий уровень размерного квантования.

случай туннелирования через КЯ на следующий уровень размерного квантования [62].

Рассмотрим общий вид вольтамперной характеристики сверхрешётки. При небольших напряжениях, в режиме минизонной проводимости, на вольт-амперной характеристике будет наблюдаться плавный максимум. При дальнейшем увеличении напряжения, на фоне плавного роста тока должны наблюдаться максимумы соответствующие совпадению последовательных уровней размерного квантования в соседних квантовых ямах. Как и в случае минизонного транспорта, в данном случае будут наблюдаться участки ОДП. На рисунке 1.25, представлена вольт-амперная характеристика сверхрешётки в общем виде. Первому плавному максимуму соответствует режим минизонной проводимости по основному состоянию, второй и третий максимумы вызваны совпадением первого уровня размерного квантования (E_1) со вторым (E_2) и третьим (E_3) в следующей КЯ.

Следует упомянуть о том, что в системах с распределенной отрицательной дифференциальной проводимостью однородное распределение поля в образце неустойчиво, что приводит к формированию статических или движущихся доменов. В этом случае на вольтамперной характеристике наблюдается насыщение тока (статический домен) или токовые осцилляции (движущийся домен).

1.4. Квантово-каскадные лазеры

Одним из ярких примеров использования СР для создания источников излучения ТГц диапазона можно считать квантовые каскадные лазеры. Как известно, лазер состоит из двух основных составляющих: активной среды с инверсией заселенности основного и одного из возбуждённых состояний и резонатора для выделения возбуждаемой в лазере моды. Резонаторы могут быть созданы помещением квантовых ям между слоями с более низкой диэлектрической проницаемостью (по примеру используемых в межзонных полупроводниковых лазерах). Для достижения одночастотного спектра излучения возможно использование распределенной обратной связи (опять же, по примеру межзонных лазеров). Помимо этого, резонаторами могут выступать волноводы, основанные на поверхностных [63] или двумерных плазмонах [13; 63]. Основной же проблемой в создании ККЛ можно считать создание активной среды, в которой возможно возникновение инверсии заселённости.

В случае создания активной среды на основе СР, в ней возможны как внутризонные (в пределах валентной зоны или зоны проводимости) переходы, так и межзонные (рисунке 1.26). Оба типа переходов можно использовать для создания лазера, при этом меняя используемые для выращивания СР полупроводники или ширину квантовых ям, можно выбирать длину волны.

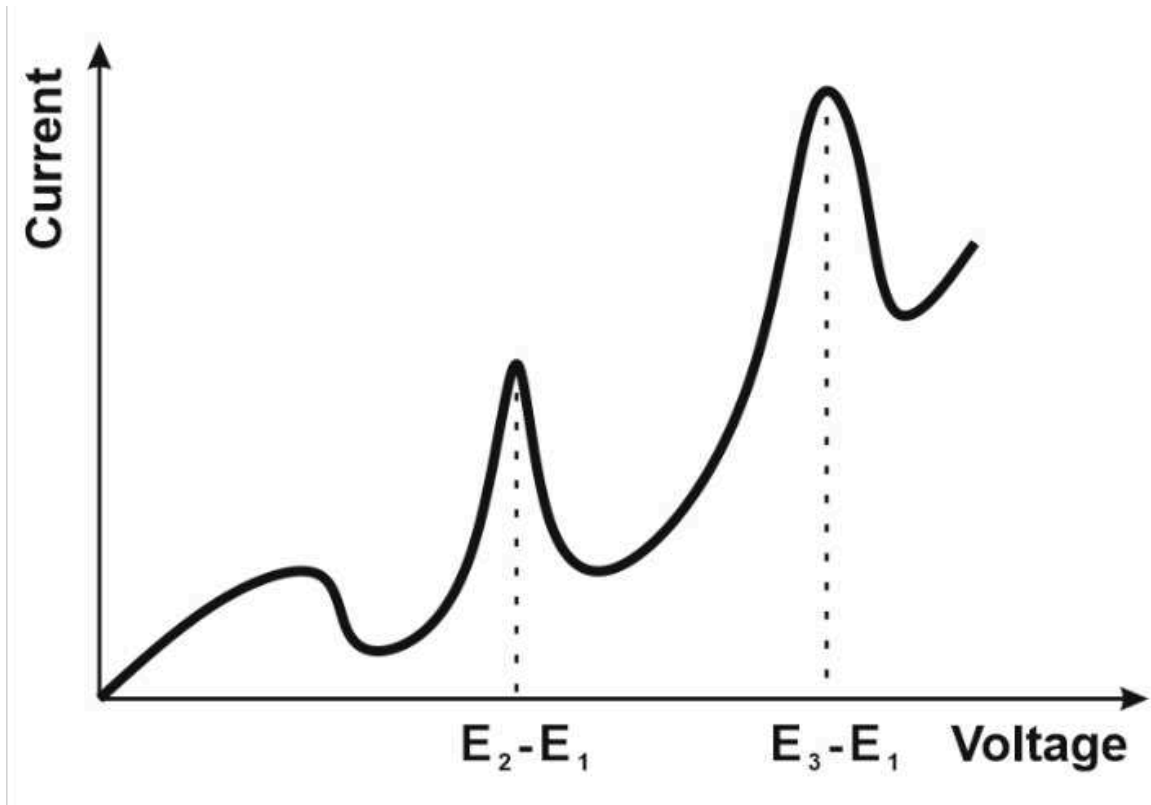


Рис. 1.25. Схематический вид вольт-амперной характеристики сверхрешётки.

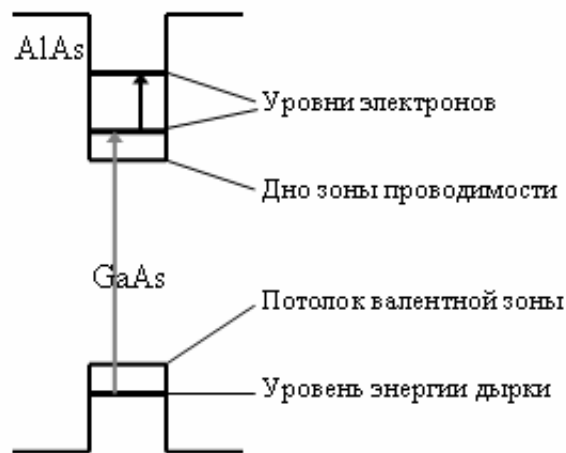


Рис. 1.26. Межзонные и внутризонные переходы в СР GaAs/AlAs. Чёрной стрелкой показан внутризонный переход в пределах зоны проводимости. Серой стрелкой - межзонный переход.

Именно эти переходы и лежат в основе работы ККЛ.

Впервые идея создания инверсии заселённости за счет туннельной инжекции (туннелирование электронов через потенциальный барьер между ямами) для создания лазеров на внутризонных переходах в квантовых ямах, была предложена Казариновым и Сурисом в 1971 году [64]. В середине 80-х было показано [65], что интенсивность перехода электрона в КЯ велика, электрон в яме поглощал электромагнитную волну почти так же эффективно, как при циклотронном резонансе. Однако вскоре выяснилось, что из-за возникновения неоднородностей поля и разогрева носителей в минизонах практически невозможно получить инверсию заселённости уровней размерного квантования в сверхрешётке с одной квантовой ямой на период. Помимо этого, доминирование процессов безызлучательной рекомбинации носителей над излучательной, внутризонного поглощения, приводящего к высоким потерям излучения и преобладание процессов разогрева носителей и решетки, срывающего генерацию, сильно усложняли создание ККЛ. А в 1989 году была опубликована работа по исследованию транспорта в СР с одной квантовой ямой на период и оптическим переходом ТГц диапазона, в которой была показана невозможность создания инверсии заселённости рабочего перехода [66].

Важным шагом на пути создания ККЛ было осознание необходимости использования сверхрешёток с несколькими КЯ на период. После чего исследования велись в двух направлениях: создание ККЛ на межподзонных переходах [67; 68] и межзонных переходах в структурах с гетеропереходами II рода [69; 70].

Впервые генерация излучения в ККЛ на межподзонных переходах была получена в 1998 году. Длина волны излучения находилась в диапазоне 5-8 мкм, а мощность излучения составляла около 300 мВт. Лазер работал в импульсном режиме и при комнатной температуре [71]. Принцип его работы можно понять из рисунка 1.27, на котором показана зонная диаграмма униполярного ККЛ. Волнистыми линиями показаны квадраты модуля волновых функций электронов для нескольких уровней размерного квантования. В общем случае, структура рабочей области таких ККЛ состоит из нескольких чередующихся солёв: активной области (в которых происходят излучательные переходы) и инжекционные области, через которые носители проходят до следующего активного участка. В инжекционных областях происходит стабилизация электронного распределения. Такая структура позволяет избежать срыва генерации, возникающей в результате разогрева носителей.

В одиночной КЯ созданию инверсии заселённости препятствуют интенсивные переходы с испусканием оптического фона между уровнями размерного квантования. Для подавления этих переходов и получения инверсии заселённости рабочих уровней, необходимой для

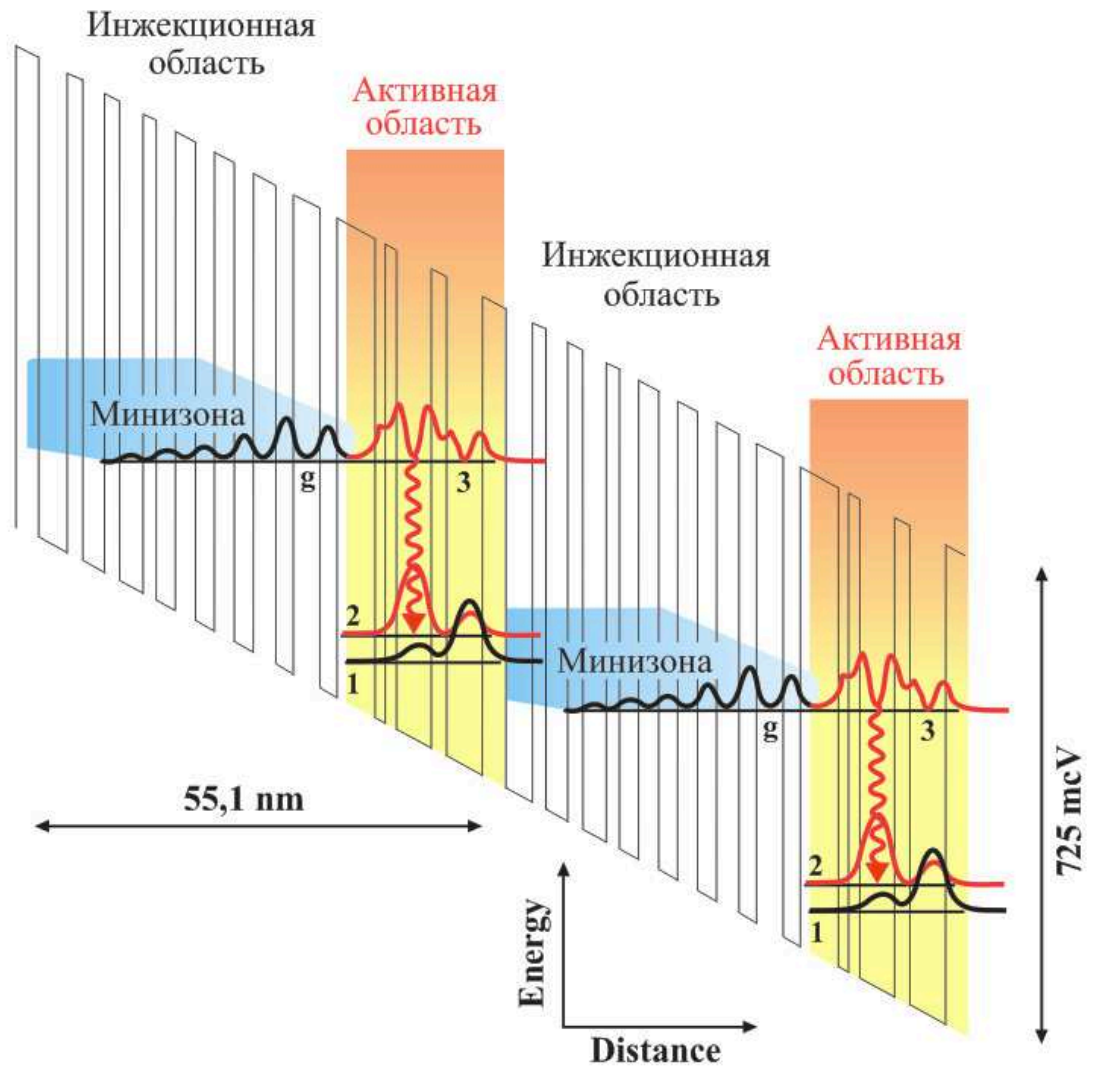


Рис. 1.27. Принцип работы квантово-каскадного лазера.

создания лазера, квантовую яму активной области выращивают особым образом. К примеру, в КЯ активной области из InGaAs размещаются два тонких барьера из AlInAs с таким расчётом, чтобы уровень размерного квантования, на который электрон совершает излучательный переход (уровень 2), был расположен вблизи основного состояния в квантовой яме (уровень 1), причём расстояние между уровнями 1 и 2 должно быть близким к энергии оптического фонона (рисунок 1.27). В такой ситуации, благодаря антикроссингу уровней 2 и 3, вероятность излучательных переходов $3 \rightarrow 2$ намного интенсивнее чем $3 \rightarrow 1$. В случае переходов с испусканием оптических фононов ситуация обратная: переход $3 \rightarrow 1$ имеет большую вероятность чем переход $3 \rightarrow 2$. А благодаря тому, что расстояние между уровнями 1 и 2 близко к энергии оптического фонона, уровень 2 опустошается за счёт релаксации с испусканием оптического фонона ($2 \rightarrow 1$) гораздо быстрее, чем заполняется с уровня 3. В приведённом выше случае активной области InGaAs с тонкими барьерами AlInAs энергия оптических фононов около 30 мэВ (для InGaAs). В такой структуре вероятность переходов с испусканием фонона $2 \rightarrow 1$ (характерное время испускания $0,3 \cdot 10^{-12}$ с.) намного больше вероятности излучательного перехода $3 \rightarrow 2$ ($3,6 \cdot 10^{-12}$ с.) [72]. В результате чего уровень 2 опустошается, а уровень 3 остаётся заполненным носителями из инжекционной области, т.е. создаётся инверсия заселённости и между 3 и 2 уровнями происходят вынужденные оптические переходы, а следовательно возможна и лазерная генерация. Стоит отметить, что вероятность перехода $3 \rightarrow 2$ с испусканием оптического фонона остаётся больше вероятности излучательного перехода, что приводит к уменьшению квантового выхода излучения и мощности генерации. Помимо этого, не маловажным фактором, осложняющим широкое применение данных источников излучения, являются крайне жёсткие требования к технологии производства.

Как говорилось выше, второе направление исследований - создание ККЛ на межзонных переходах. В таких ККЛ излучение фотона происходит за счёт рекомбинации электрона и дырки в активной области каскада [69]. Для создания ККЛ на межзонных переходах используются СР с гетеропереходами II рода или политипные СР (рисунки 1.16, 1.17). К преимуществам таких ККЛ можно отнести возможность получения излучения со сколь угодно большой длиной волны. Действительно, используя различные материалы можно сильно сближать уровни электронов и дырок в соседних квантовых ямах. Вторым преимуществом таких структур является практически полностью подавленная релаксация на оптических фононах, что приводит к увеличению квантового выхода излучения и, как следствие, к росту выходной мощности. Однако, приходится учитывать другой механизм безизлучательной рекомбинации — оже-рекомбинацию. Тем не менее, вероятность оже-рекомбинации на несколько порядков ниже,

чем вероятность испускания оптического фотона в ККЛ на внутризонных переходах. Более того, вероятность Оже-рекомбинации можно значительно снизить, используя определённого рода конфигурацию квантовых ям.

Рассмотрим, принцип работы биполярного ККЛ на основе сверхрешётки InAs/GaInSb/GaSb. Электрон, находящийся в квантовой яме (InAs) переходит на уровень тяжёлых дырок в соседнюю квантовую яму (GaInSb) с испусканием фотона, а затем переходит в инжекционную область. Далее, этот процесс повторяется на каждом последующем периоде сверхрешётки. В идеальном случае, при таком механизме величина квантового выхода должна равняться количеству периодов и может составлять до 2000%. К настоящему моменту был достигнут максимальный квантовый выход несколько больше 200%. Тем не менее, при комнатной температуре, в таких ККЛ увеличение длины волны излучения приводит к росту вероятности оже-рекомбинации. А с ростом вероятности оже-рекомбинации увеличивается внутризонное поглощение, снижается внутренней квантовый выход, что ведёт к резкому возрастанию порогового тока генерации. Более того, разогрев электронов, дырок и решетки ведёт к немонотонной зависимости мощности излучения от тока накачки и срывает генерацию. Для преодоления данного ограничения было предложено между эмитерами и квантовыми ямами вырастить слои, туннельно прозрачные для носителей. Таким образом, за счет резонансного туннелирования «холодные» электроны инжектируются непосредственно на уровень размерного квантования без изменения энергии, что частично подавляет процессы разогрева и увеличивает температурную стабильность ККЛ.

В 1994 году впервые был продемонстрирован квантово-каскадный лазер, работающий на решётке КЯ и использующий в качестве рабочих внутризонные излучательные переходы [68]. В основе была структура, каждый период которой состоял из нескольких последовательных квантовых ям и области стабилизации электронного распределения (рисунок 1.28). Сама же СР была выполнена в виде волновода, канализирующего лазерное излучение. В такой структуре электроны туннелируют из области стабилизации электронного распределения через барьер на верхний уровень 2, являющийся метастабильным за счёт того, что расстояние между верхним уровнем 2 и уровнем 1, на который могут релаксировать электроны, заметно превышает энергию участвующих в процессе релаксации оптических фононов. В то же время, расстояние между уровнем в активной области 1 и верхним уровнем 4 в соседней КЯ в области стабилизации электронного распределения сравнимо с энергией оптического фотона, что приводит к опустошению уровня 1 за счёт внутризонной релаксации. Данные процессы приводят к возникновению инверсии заселённости между уровнями 2 и 1. Таким образом, при

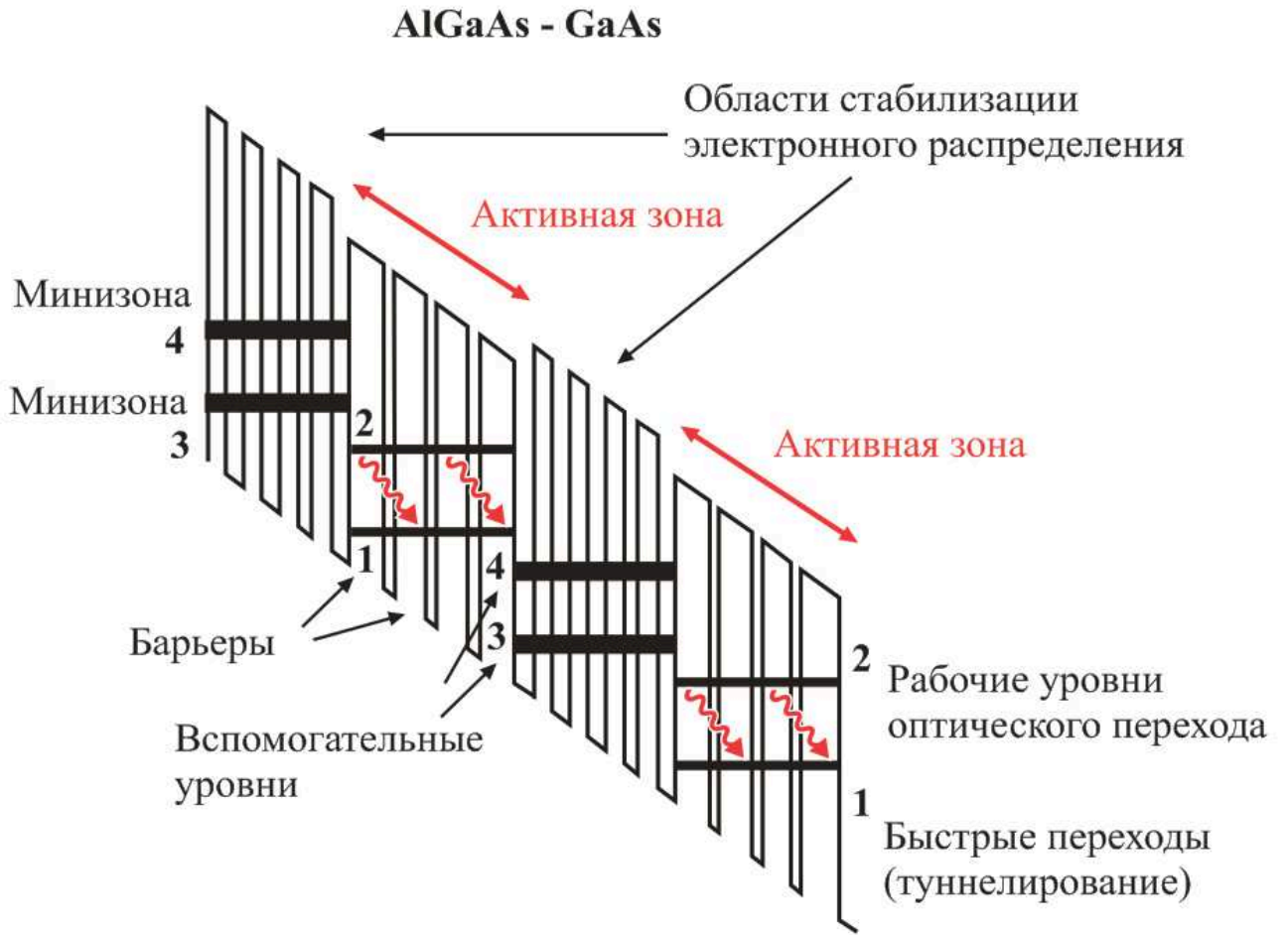


Рис. 1.28. Квантово-каскадный лазер с активной зоной из нескольких квантовых ям.

смещении внешним приложенным напряжением электрон двигается по решётке квантовых ям, последовательно испуская фотоны. В одном устройстве количество таких каскадов определяется только технологией изготовления, и может достигать сотен штук.

На данный момент известно множество вариантов гетероструктур, позволяющих создавать ККЛ на различные диапазоны излучения при разных пороговых токах и температурах [73-75]. К основным преимуществам ККЛ можно отнести простоту управления длиной волны генерации. В частности, в ККЛ на межзонных переходах, меняя ширину запрещённой зоны (к примеру — температурой), можно изменять и частоту генерации, а используя различные полупроводники и меняя их геометрические параметры можно существенно менять ширину линии генерации и её модовый состав, что крайне важно в спектроскопических приложениях.

Глава 2. Одноосно деформированный p-Ge

2.1. Мотивировка

В одноосно деформированном p-Ge с оптическим резонатором наблюдалось стимулированное ТГц излучение, вызванное внутрицентровыми оптическими переходами между резонансным и локализованными акцепторными уровнями [76-78]. Инверсия заселенности этих уровней возникала при расщеплении уровней акцептора под действием одноосного сжатия. Время установления стационарной генерации и, соответственно, возможная полоса частот модуляции определяются инерционностью установления проводимости, а именно, временем релаксации функции распределения носителей заряда в электрическом поле, временем установления стационарной концентрации за счет рекомбинации и ионизации с участием примесей, а также временами формирования неоднородных распределений тока (шнуры тока при примесном пробое) и электрического поля (электрические домены), которые могут возникать в напряженном p-Ge в сильном поле (см. главу 1).

Впервые ударная ионизация мелких примесей в Ge наблюдалась в 1953 году [79]. Она проявлялась в резком росте проводимости, возникавшем при некотором пороговом поле. Этот эффект был подробно изучен, в основном, на постоянном токе в период между серединой 50-х и 70-х годов прошлого века. В это же время были проведены и первые теоретические исследования (см., например, [80-85] и ссылки там). Кинетика ионизации мелких доноров в Si и Ge изучалась в 80-е годы (см. [86; 87] и ссылки) по частотным зависимостям проводимости. Исследование захвата носителей заряда на притягивающие кулоновские центры проводилось, в основном, также в это время. В последнее время появилась возможность прямых наблюдений переходных характеристик с короткими временами, что даёт возможность прямого определения коэффициентов захвата на мелкие примеси [88-93]. Первое объяснение больших величин сечений захвата на притягивающие примеси было дано в 1960 г. в работе М.Лэкса [94], который ввел каскадную схему захвата носителей по «лестнице» возбужденных состояний (см. [95] и ссылки в ней).

В данной главе изложены результаты исследования кинетики установления проводимости одноосно деформированных кристаллов p-Ge с различной степенью компенсации под действием приложенного импульсного электрического поля при различных давлениях. Исследование переходных токов под действием импульсов поля дает возможность прямого

измерения характерных времен рекомбинации и ударной ионизации для мелких акцепторных центров в p-Ge.

2.2. Образцы и методика эксперимента

Исследовались кристаллы p-Ge, легированные Ga с концентрацией 2×10^{12} - 10^{14} см⁻³ и различной степенью компенсации при температуре жидкого гелия. Образцы были вырезаны в форме спички с сечением от 0,5 до 1 мм² и длиной 6–10 мм в кристаллографическом направлении [111], в котором прикладывались давление и электрическое поле E. Импульсы напряжения длительностью 0,2–10 мксек подводились к контактам, расположенным на длинной грани образца на расстоянии 4–9 мм друг от друга (рисунок 2.1). Измерялись вольтамперные характеристики и зависимости тока от времени на фронтах импульсов напряжения. Характерные времена ударной ионизации и их зависимость от электрического поля для различных приложенных давлений определялись из временной зависимости тока на переднем фронте импульса напряжения.

Для определения характерных времён рекомбинации использовались импульсы напряжения в виде «ступеньки», приведённые на рисунке 2.2. Они состояли из двух прямоугольных импульсов напряжения различной амплитуды. Величина прикладываемого напряжения в первой полке «ступенчатого» импульса выбиралась достаточно большой для достижения полной ионизации примеси. Напряжение во второй полке «ступенчатого» импульса варьировалось в пределах от 100 мВ до 60 В. При достаточной длительности второй полки импульса, кинетика уменьшения тока через образец дает возможность определить характерные времена релаксации ионизованных полей носителей заряда в зависимости от напряжения, приложенного во второй части импульса, и проанализировать механизмы рекомбинации при различных давлениях для образцов с разной степенью компенсации.

2.3. Одноосно деформированный p-Ge с умеренной степенью компенсации

На рисунке 2.3 приведены вольт-амперные характеристики для различных давлений для образца с умеренной компенсацией (концентрация акцепторов (галлий) $N_A = 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, концентрация доноров (фосфор) $N_D = 7 \cdot 10^{13}$ см⁻³). На ВАХ хорошо виден вертикальный участок роста тока, что является типичным для ударной ионизации примеси. При увеличении прикладываемого к образцу одноосного давления напряжение пробоя смещается к меньшим значениям. Это связано с уменьшением энергии связи акцепторов с ростом давления.

Рассмотрим динамику развития тока на переднем фронте импульса напряжения.

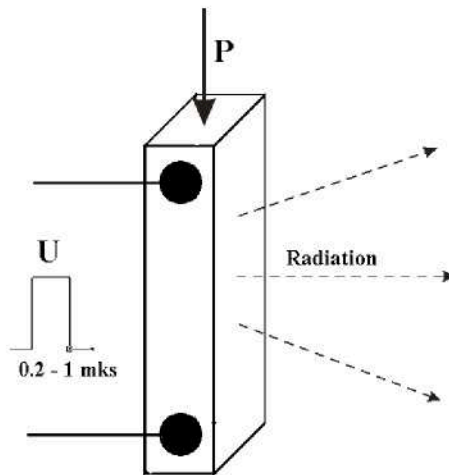


Рис. 2.1. Вид вид образца с нанесёнными контактами (стрелкой показано направление приложения внешнего давления).

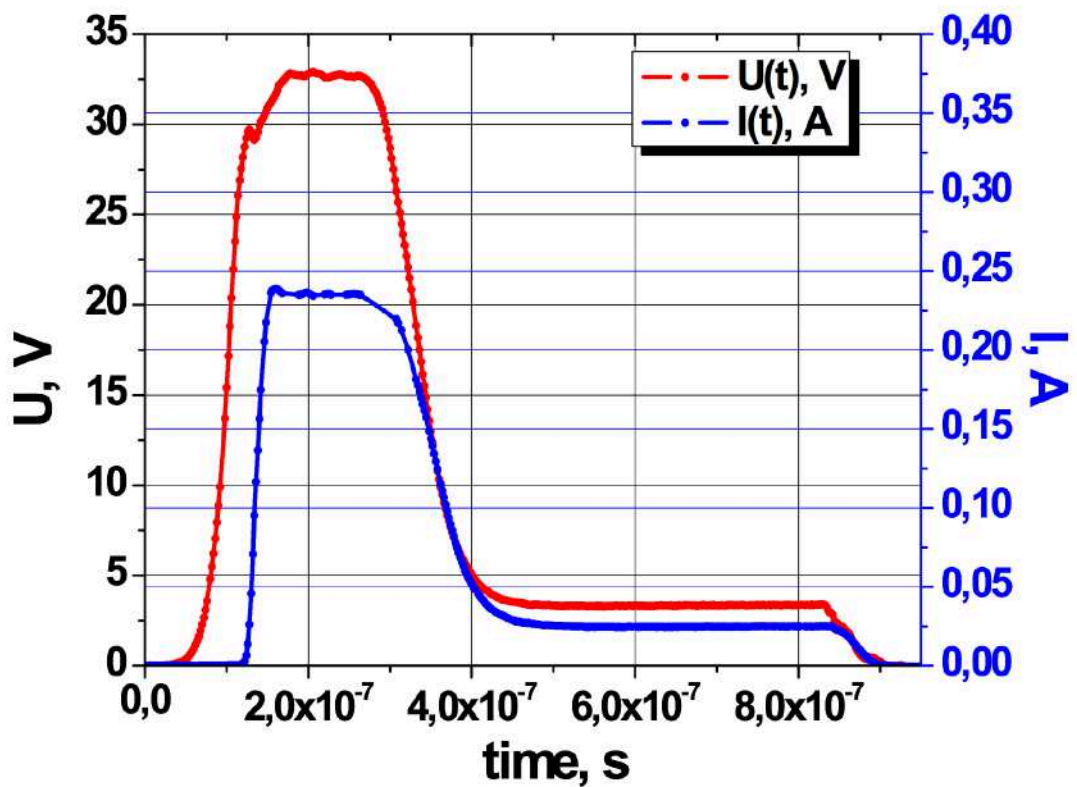


Рис. 2.2. Форма прикладываемого к образцам импульса напряжения для определения характерного времени рекомбинации и соответствующий ему ток.

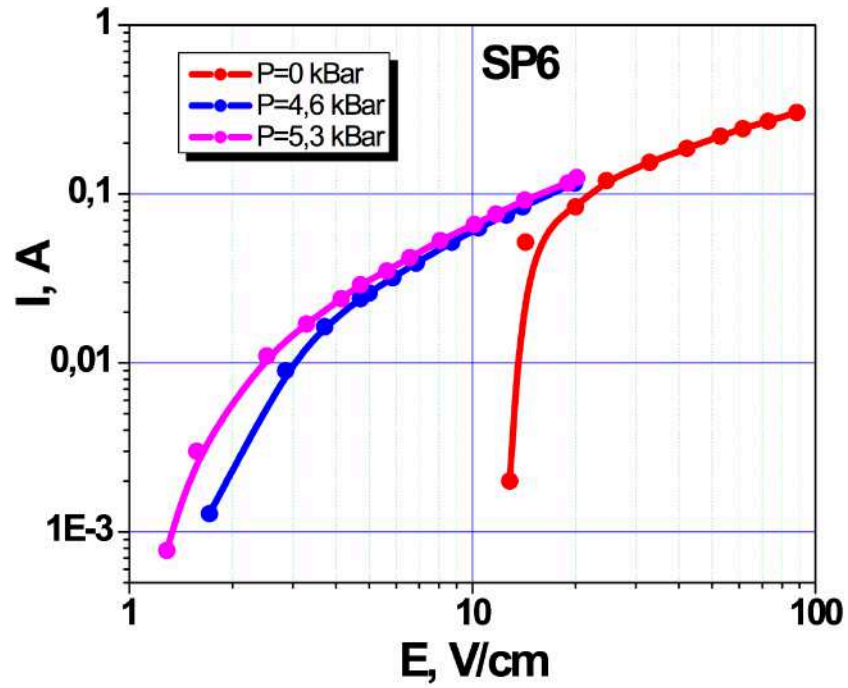


Рис. 2.3. Вольт-амперные характеристики образца с умеренной степенью компенсации акцепторов ($N_A = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) при различных приложенных давлениях.

Временные зависимости напряжения и соответствующие им зависимости тока для умеренно компенсированного образца приведены на рисунке 2.4. Хорошо видно, что начиная с некоторого порогового напряжения, нарастание тока имеет ярко выраженный экспоненциальный участок вида $\exp(-t/\tau_i)$ с последующим выходом тока на насыщение. Зависимости характерного времени τ_i от приложенного напряжения для двух образцов с различной степенью компенсации ($N_A = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в образце S7 и $7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в образце Ph12), приведены на рисунке 2.5. С увеличением компенсации с 10% до 35% характерное время развития пробоя увеличивается почти в 4 раза. Из рисунка 2.5 видно, что в диапазоне прикладываемых напряжений зависимость $\tau_i(E)$ можно описать экспоненциальной функцией вида $\exp(-E/E_{th})$, где E_{th} – некоторое пороговое поле.

Для определения характерных времён релаксации проводимости после выключения напряжения использовались импульсы сложной формы, показанные на рисунке 2.2. На рисунке 2.6 показаны временные зависимости напряжения на образце и проводимости (проводимость приведена в полулогарифмическом масштабе). Видно, что, как и в случае развития пробоя, релаксация проводимости имеет экспоненциальный характер с некоторым характерным временем рекомбинации τ_R .

Полевая зависимость времени рекомбинации для образца с умеренной степенью компенсации при различных давлениях представлена на рисунке 2.7. Электрическое поле по оси X соответствует напряжению во второй полке «ступенчатого» импульса. Из рисунка видно, что эта зависимость имеет довольно сложный вид с максимумом при некотором напряжении, зависящем от приложенного давления. Можно выделить три участка: начальный, где характерное время рекомбинации растет с увеличением поля, участок в более сильных полях, где τ_R уменьшается с полем, и область насыщения в сильных полях.

2.4. Одноосно деформированный p-Ge с высокой степенью компенсации

На рисунке 2.8 приведены вольт-амперные характеристики для сильно компенсированных образцов ($N_A = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 9.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$). Видно, что поле пробоя резко увеличивается по сравнению с его величинами в умеренно компенсированных образцах. Этот эффект известен и связан с влиянием случайного потенциала заряженных примесей, возникающим из-за их неоднородного пространственного распределения. Амплитуда этих флуктуаций резко растет в образцах с большой степенью компенсации [96]. В этом случае основная концентрация

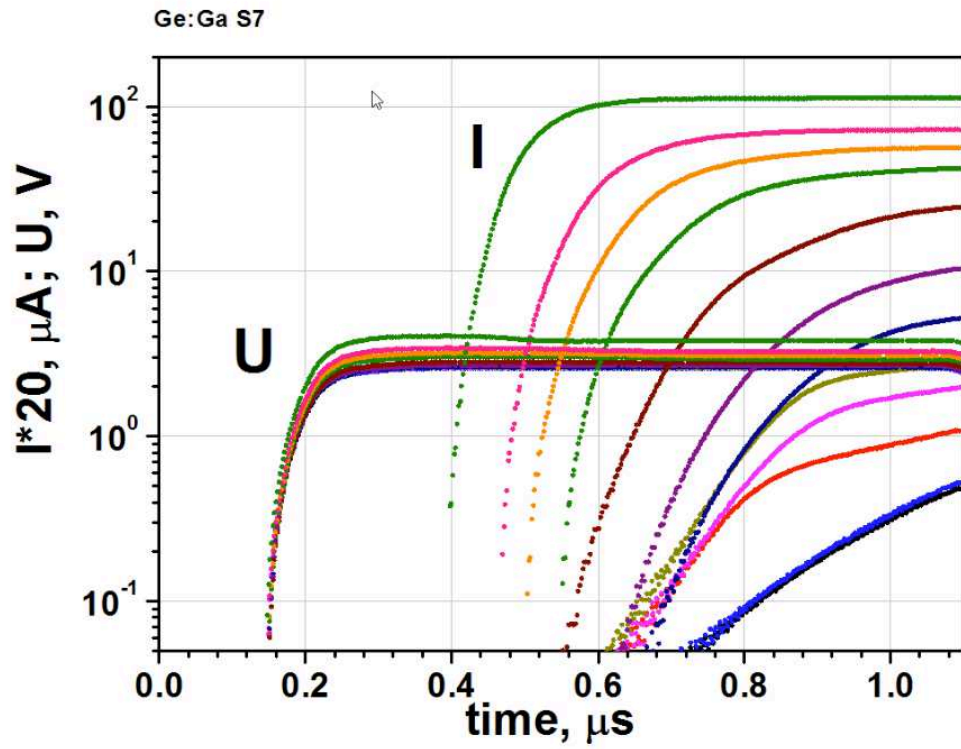


Рис. 2.4. Временные зависимости прикладываемого напряжения и соответствующие им токи для различных напряжений (без внешнего давления).

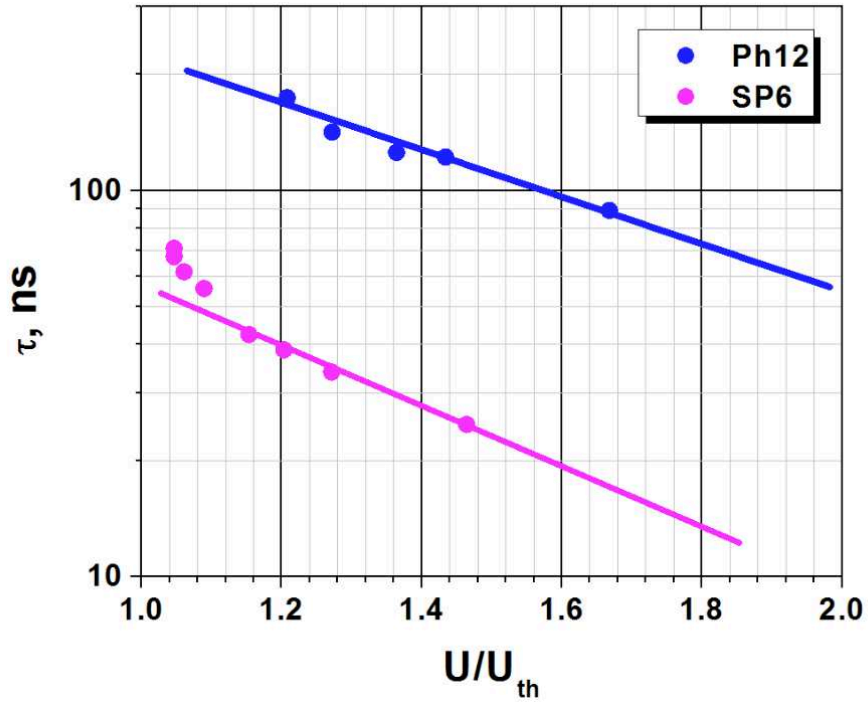


Рис. 2.5. Полевые зависимости характерного времени развития пробоя для двух образцов с разной степенью компенсации (в полулогарифмическом масштабе).

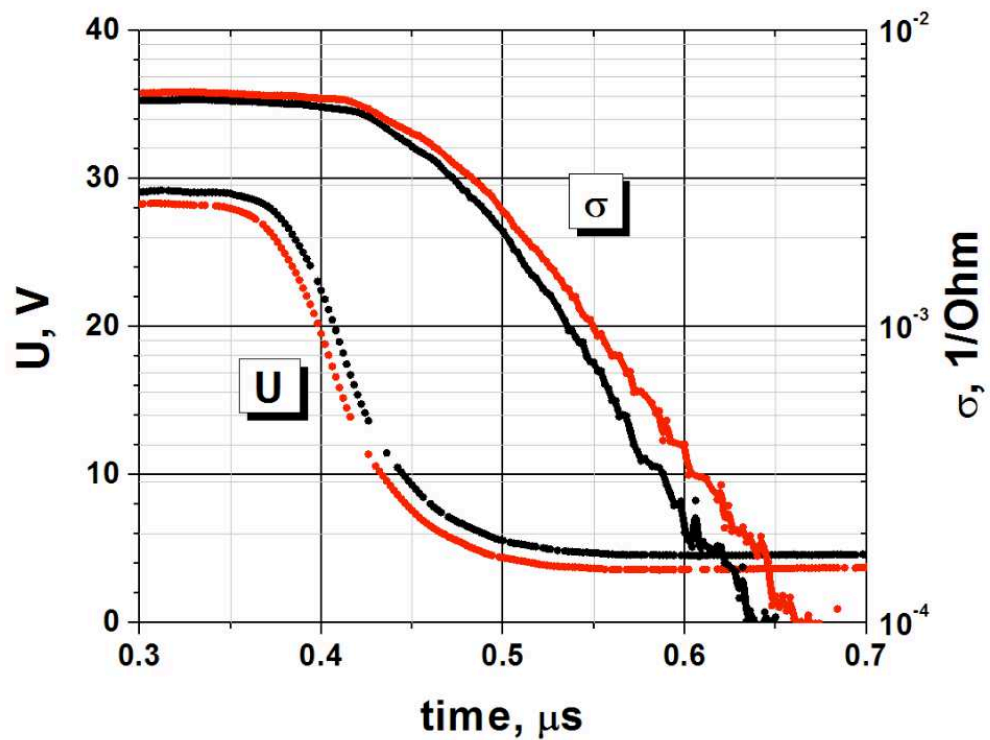


Рис. 2.6. Зависимость проводимости и напряжения на образце от времени. Зависимость проводимости приведена в полулогарифмическом масштабе.

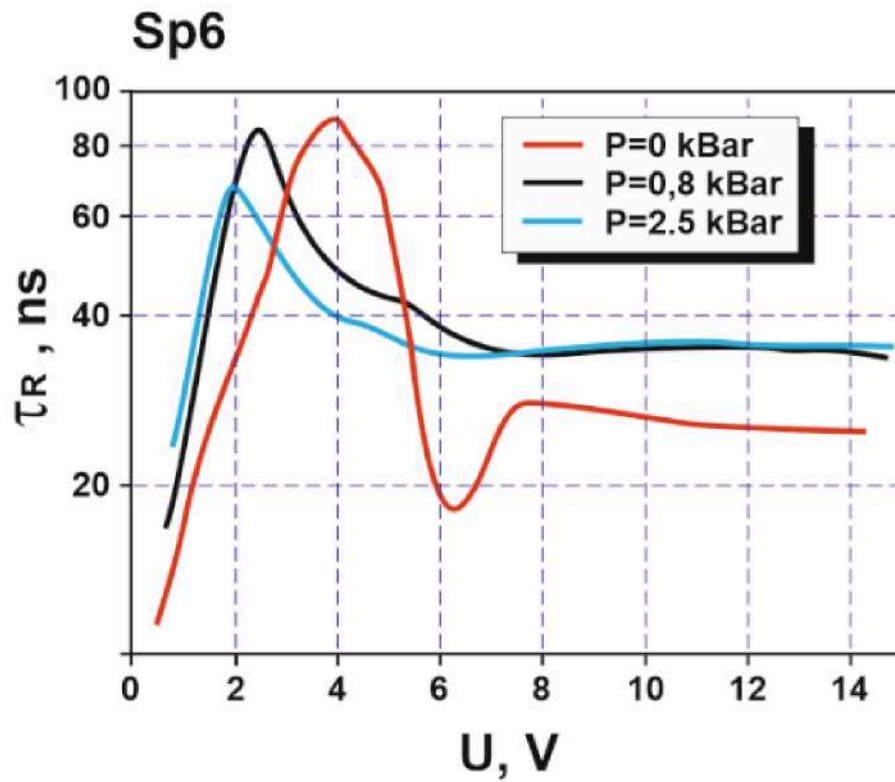


Рис. 2.7. Полевая зависимость времени рекомбинации для образца с умеренной компенсацией при различных давлениях в полулогарифмическом масштабе.

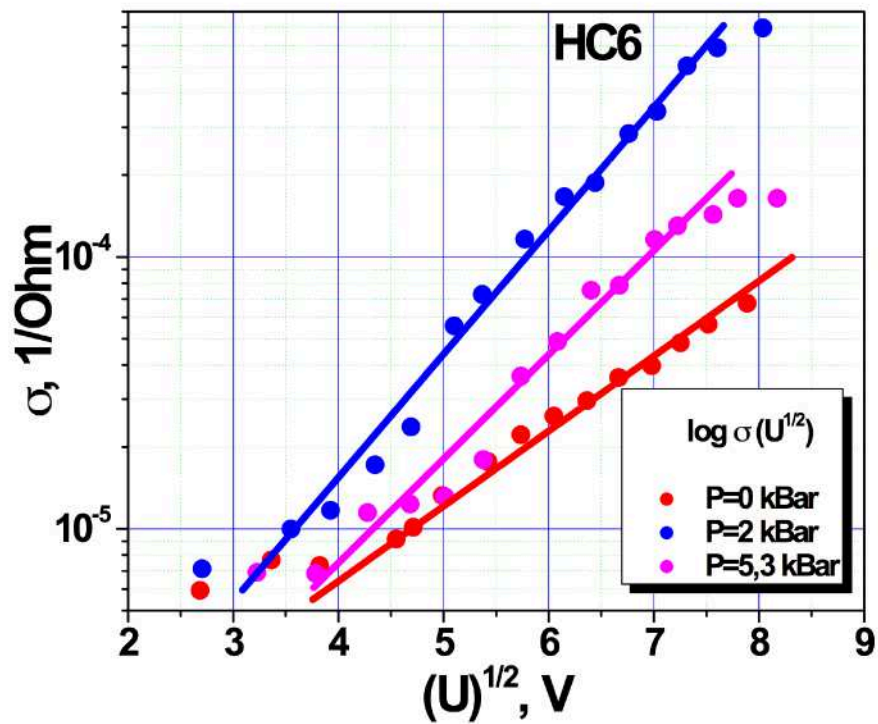


Рис. 2.8. Вольтамперные характеристики сильно компенсированного образца ($N_A = 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 9.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) при различных приложенных давлениях.

свободных носителей локализована в понижениях случайного потенциала, и электрическое поле разогревает только носители из «хвоста» функции распределения выше порога подвижности. Это уменьшает среднюю энергию носителей в данном поле, что и приводит к резкому росту поля пробоя. Отметим также, что начальный участок вольтамперных характеристик хорошо описывается экспоненциальной функцией от квадратного корня из приложенного напряжения.

Кинетика нарастания тока в сильно компенсированном образце показана на рисунке 2.9. Видно, что характер зависимости имеет довольно сложный вид и значительно отличается от случая образцов с умеренной компенсацией. На рисунках 2.10 и 2.11 приведены одни и те же временные зависимости токов в линейном и полулогарифмическом масштабах при различных напряжениях. Как и в случае образцов с умеренной компенсацией, наблюдается участок экспоненциального роста тока с некоторым характерным временем τ_1 (рисунок 2.11), которое уменьшается с ростом напряжения. Однако при сильной компенсации на зависимостях тока отчётливо прослеживается начальный линейный участок (рисунок 2.10), который в предыдущих случаях не наблюдался.

Зависимость характерного времени развития пробоя, определенное по экспоненциальному участку зависимости тока от времени, от приложенного поля для сильно компенсированного образца (степень компенсации $\sim 95\%$) приведена на рисунке 2.12 (верхняя кривая). Для сравнения на том же рисунке показаны аналогичные зависимости для образцов с умеренной компенсацией. Видно, что характер зависимостей времени развития пробоя от напряжения одинаков для всех исследованных образцов и хорошо описывается экспоненциальной функцией. На рисунке 2.12 видно также увеличение характерного времени с ростом степени компенсации.

Как и в предыдущем случае, для определения характерных времён рекомбинации в сильно компенсированном образце использовались импульсы напряжения «ступенчатой» формы. На рисунке 2.13 приведены графики зависимости характерного времени рекомбинации от квадрата приложенного поля. Данные графики построены в полулогарифмическом масштабе для трёх давлений. Красная кривая соответствует образцу без внешнего давления, синяя кривая соответствует среднему приложенному давлению к образцу (около 2 кБар), маджента соответствует максимальному давлению (около 5,3 кБар). Наблюдаемое рекомбинационное время в данном случае больше, чем для образцов с умеренной степенью компенсации. Полученные зависимости существенно отличаются от случая образцов с умеренной компенсацией. Во-первых, видны два различных участка. Во-вторых, оба этих участка можно

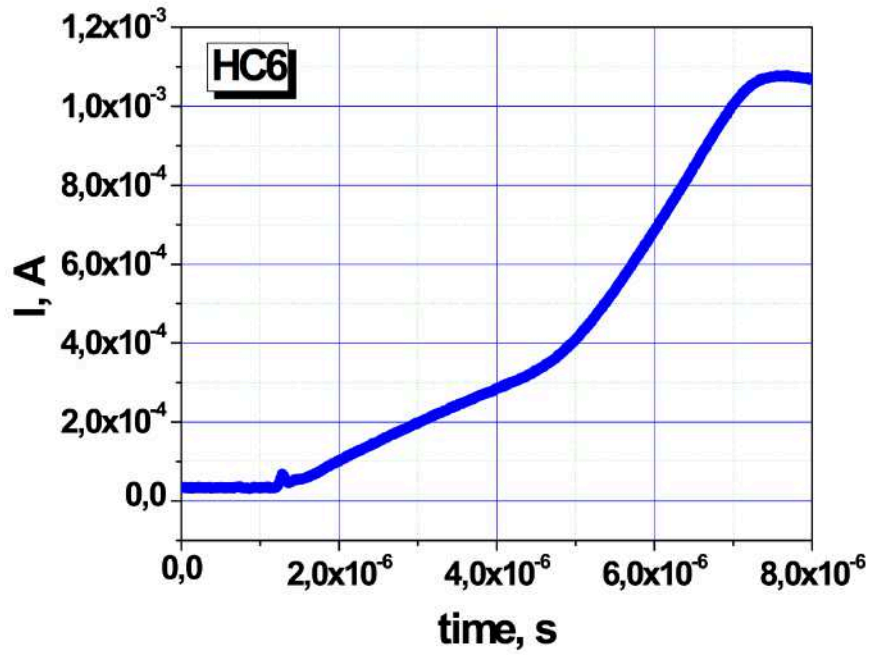


Рис. 2.9. Зависимость тока от времени для сильно компенсированного образца ($N_A = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 9.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) без внешнего давления.

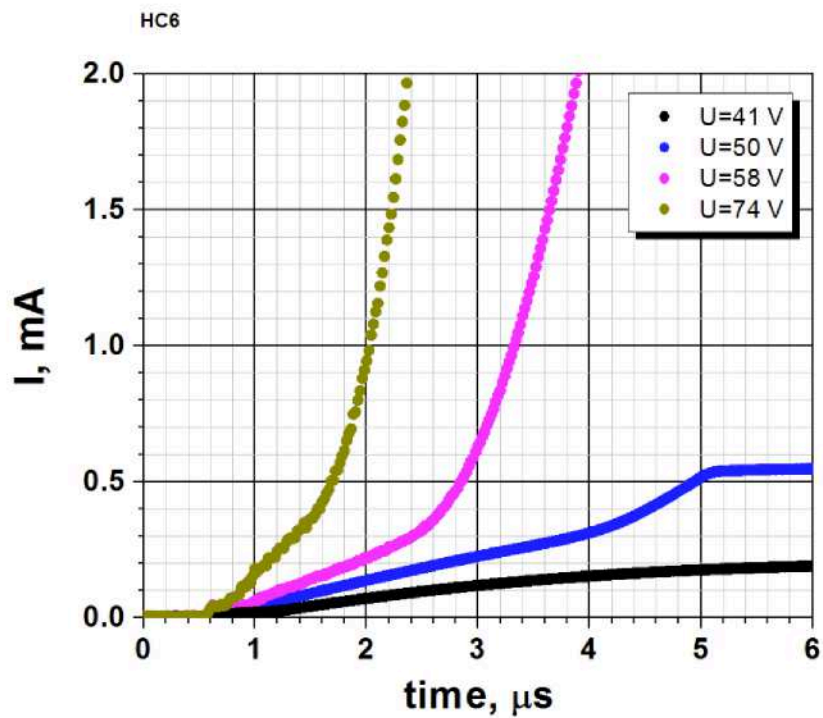


Рис. 2.10. Временные зависимости тока для различных приложенных напряжений (образец с высокой компенсацией).

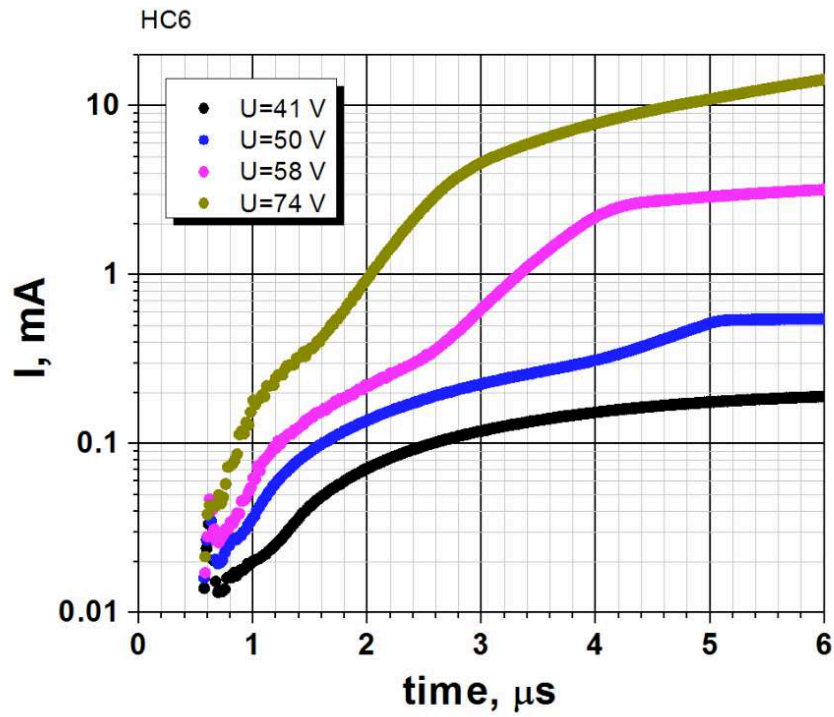


Рис. 2.11. Временные зависимости тока для различных приложенных напряжений (образец с высокой компенсацией) в полулогарифмическом масштабе.

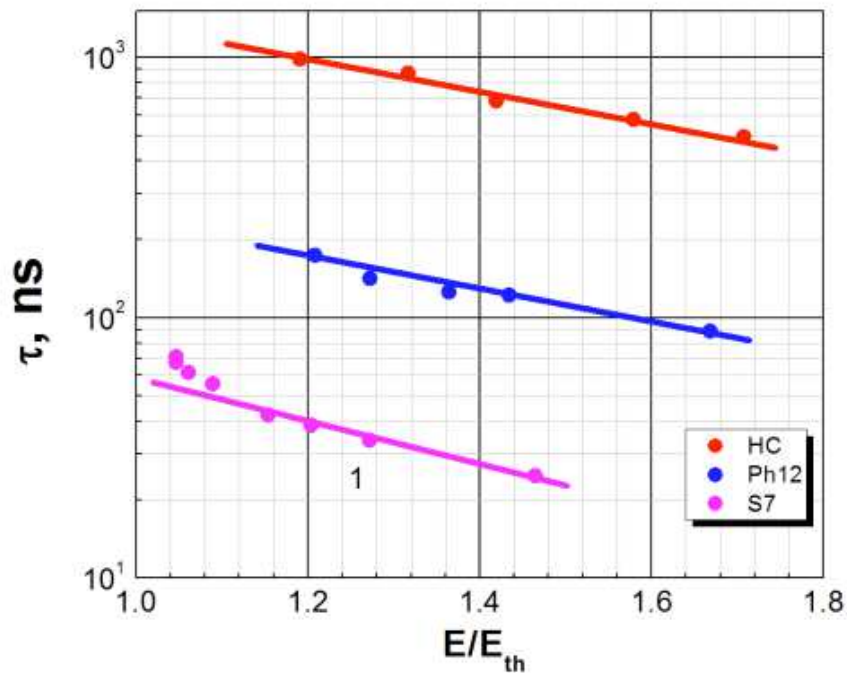


Рис. 2.12. Полевая зависимость характерного времени развития пробоя для сильно компенсированного образца (верхняя кривая) в полулогарифмическом масштабе (две нижние кривые для образцов средней компенсации).

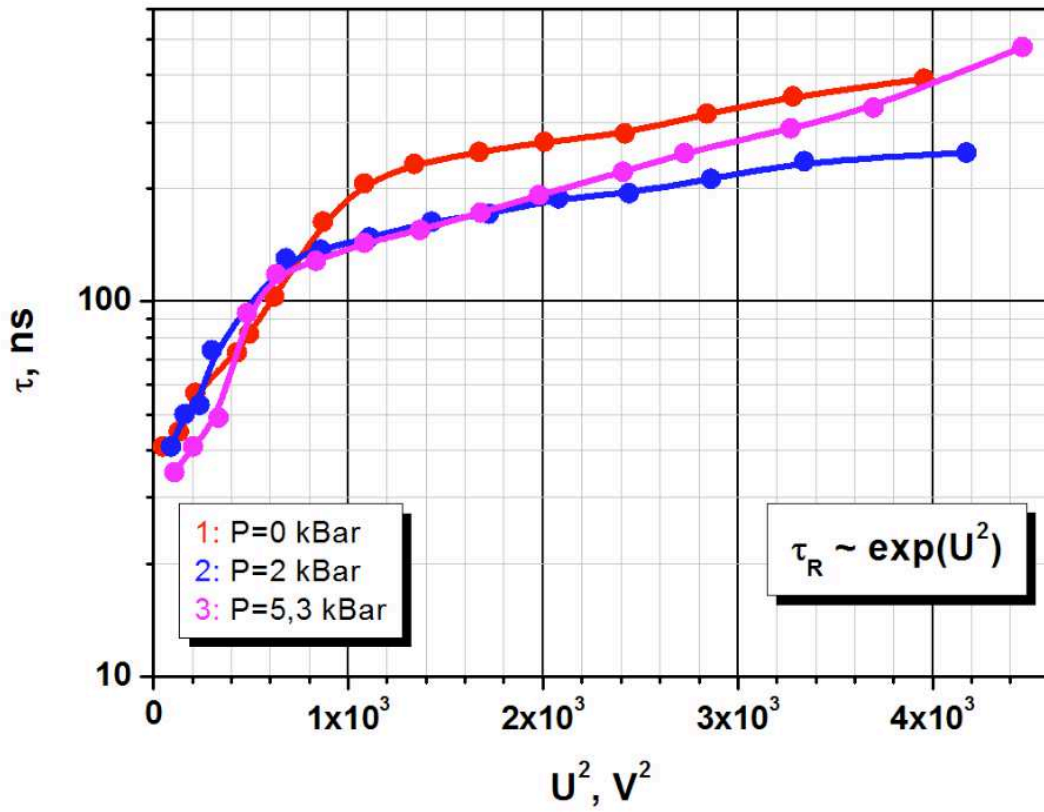


Рис. 2.13. Зависимости характерного времени рекомбинации от квадрата приложенного поля в полулогарифмическом масштабе (сильно компенсированный образец) для 3-х давлений.

описать экспоненциальным законом с квадратом поля в показателе, $\tau_R \sim \exp(E/E_0)^2$, но с разной величиной поля E_0 .

2.5. Обсуждение полученных результатов

2.5.1. Кинетика установления концентрации свободных носителей заряда

Концентрация свободных носителей определяется балансом процессов ионизации примеси (что приводит к росту концентрации свободных носителей заряда) и захвата носителей на ионизованные примесные центры (что приводит к её уменьшению). Поскольку измерения проводились при температуре жидкого гелия, тепловая ионизация практически отсутствует и её вкладом можно пренебречь. Поэтому будем учитывать только фотоионизацию (которая в нашем случае определяется фоновой подсветкой комнатной температуры) и ударную ионизацию атомов примеси свободными носителями, и уменьшение концентрации за счет захвата свободных носителей на ионизованные примесные центры. В этом случае уравнение генерационно-рекомбинационной кинетики будет иметь вид:

$$dp/dt = g(E)(N_A - N_D - p) + \beta(E)p(N_A - N_D - p) - \alpha(E)p(N_D + p), \quad (2.1)$$

где p - концентрация дырок, N_A и N_D - концентрации акцепторов и доноров, g , β и α - коэффициенты фотоионизации, ударной ионизации и захвата носителей на ионизованную примесь, соответственно. Первый член уравнения описывает увеличение концентрации за счёт фотоионизации нейтральных атомов мелкой примеси фоновым излучением, второй отвечает за ударную ионизацию нейтральных примесных центров, и третий член описывает захват носителей на ионизованные примесные центры.

Перепишем (2.1) в виде:

$$dp/dt = -p^2(\alpha + \beta) + p[\beta(N_A - N_D) - \alpha N_D - g] + g(N_A - N_D) \quad (2.2)$$

Разделяя переменные, имеем:

$$dp/(c + bp + ap^2) = dt, \quad (2.3)$$

где $c = g(N_A - N_D)$, $b = [\beta(N_A - N_D) - \alpha N_D - g]$, $a = -(\alpha + \beta)$.

Поскольку в правой части (2.2) дискриминант квадратного трехчлена $D = b^2 - 4ac = [\beta(N_A - N_D) - \alpha N_D - g]^2 + 4(\alpha + \beta)g(N_A - N_D)$ неотрицателен, его корни действительны и равны:

$$p_{1,2} = [1/2(\alpha + \beta)](b \pm D^{1/2}). \quad (2.4)$$

Знаменатель равенства (2.3) можно разложить на действительные множители первой степени.

Тогда имеем:

$$dp/(p-p_1)(p-p_2) = a dt. \quad (2.5)$$

Или:

$$[1/(p-p_1) - 1/(p-p_2)] dp = a(p_1 - p_2) dt = -D^{1/2} dt = -dt/\tau, \quad (2.6)$$

где $1/\tau = D^{1/2} = [(\beta(N_A - N_D) - \alpha N_D - g)^2 + 4g(\alpha + \beta)(N_A - N_D)]^{1/2}$ – некоторая постоянная времени. Ее физический смысл мы рассмотрим в следующих параграфах для конкретных экспериментальных условий.

После интегрирования, считая что β , α и g не зависят от времени (время их установления в данном поле определяется временем релаксации функции распределения, которое много короче времен, измеряемых в нашем эксперименте), получаем:

$$|p-p_1|/|p-p_2| = C \exp(-t/\tau), \quad (2.7)$$

где C – постоянная интегрирования. Подставляя в (2.7) корни p_1 и p_2 , получаем:

$$|2ap + b + D^{1/2}|/|2ap + b - D^{1/2}| = C \exp(-t/\tau). \quad (2.8)$$

Отметим, что множитель $2ap + b - D^{1/2} = -(\alpha + \beta)p + b - [b^2 + 4g(\alpha + \beta)(N_A - N_D)]^{1/2}$ всегда меньше нуля, а $2ap + b + D^{1/2}$ положительно при концентрации меньше некоторого значения p_{st} и отрицательно при $p > p_{st}$, где:

$$p_{st} = (b + D^{1/2})/2(\alpha + \beta). \quad (2.9)$$

Для случая, когда концентрация $p < p_{st}$, из выражения (2.8) получаем зависимость концентрации носителей от времени в виде:

$$p(t) = \frac{1}{2(\alpha + \beta)} \left[\frac{b + \sqrt{D}}{1 + C \exp(-t/\tau)} + \frac{b - \sqrt{D}}{1 + C^{-1} \exp(t/\tau)} \right] = \frac{1}{2(\alpha + \beta)} \left[b + \sqrt{D} \frac{1 - C \exp(-t/\tau)}{1 + C \exp(-t/\tau)} \right]. \quad (2.10)$$

Для $p > p_{st}$ имеем:

$$p(t) = \frac{1}{2(\alpha + \beta)} \left[\frac{b + \sqrt{D}}{1 - C_1 \exp(-t/\tau)} + \frac{b - \sqrt{D}}{1 - C_1^{-1} \exp(t/\tau)} \right] = \frac{1}{2(\alpha + \beta)} \left[b + \sqrt{D} \frac{1 + C_1 \exp(-t/\tau)}{1 - C_1 \exp(-t/\tau)} \right] \quad (2.11)$$

Константы C и C_1 должны быть найдены из начальных условий.

Определим физический смысл величины концентрации, при которой знаменатель в (2.10) меняет знак (p_{st}). Устремляя в (2.10) и (2.11) t к бесконечности получим, что в обоих случаях концентрация стремится к одному и тому же значению:

$$p_{t \rightarrow \infty} = b + D^{1/2} = \beta(N_A - N_D) - \alpha N_D - g + [(\beta(N_A - N_D) - \alpha N_D - g)^2 + 4g(\alpha + \beta)(N_A - N_D)]^{1/2} = p_{st}, \quad (2.12)$$

т.е. p_{st} есть не что иное, как стационарная концентрация носителей заряда при установившемся балансе генерации и рекомбинации во внешнем постоянном электрическом поле.

Рассмотрим теперь конкретные случаи, непосредственно относящиеся к нашим экспериментам.

2.5.2. Коэффициент ударной ионизации

Рассмотрим кинетику нарастания тока на переднем фронте импульса напряжения. Как показали проведённые эксперименты (см. разделы 2.3 и 2.4), при напряжениях достаточных для примесного пробоя, в кинетике нарастания тока всех исследованных образцов наблюдается экспоненциальный участок с характерным временем τ_i (см. рисунки 2.4 и 2.11), различным для разных приложенных напряжений. Благодаря слабой зависимости подвижности носителей от

поля в небольшом диапазоне напряжений в области пробоя примеси изменение тока от времени соответствует изменению концентрации свободных дырок p , участвующих в проводимости.

Следует оговориться, что термином поле пробоя, для удобства изложения, мы будем обозначать величину поля, при котором выполнено условие $\beta(N_A - N_D) = \alpha N_D$. Соответственно, под полями выше поля пробоя или полями, достаточными для развития пробоя, понимается такое приложенное напряжение, при котором темп ударной ионизации $\beta(N_A - N_D)$ становится больше темпа захвата αN_D .

В условиях пробоя примеси концентрация свободных носителей меньше стационарной, и уравнение кинетики (2.2) для этого случая упрощается. Пренебрегая темпом генерации носителей фоновой подсветкой, $g \ll \beta(N_A - N_D)$, имеем:

$$dp/dt = -p^2(\alpha + \beta) + p[\beta(N_A - N_D) - \alpha N_D] = p[\beta(N_A - N_D - p) - \alpha(N_D + p)]. \quad (2.13)$$

Отсюда стационарная концентрация есть

$$p_{st} = [\beta(N_A - N_D) - \alpha N_D] / (\alpha + \beta) = N_A - N_D - \alpha N_A / (\alpha + \beta). \quad (2.14)$$

В сильных полях, когда $\beta \gg \alpha$, $p_{st} = N_A - N_D$, т.е. соответствует полной ионизации примесей.

Соответственно, выражение для зависимости концентрации носителей от времени примет вид:

$$p(t) = p_{st} \exp(t/\tau_i) / [C_2 + \exp(t/\tau_i)], \quad (2.15)$$

где $1/\tau_i = \beta(N_A - N_D) - \alpha N_D$. Т.е., вообще говоря, время развития пробоя определяется комбинацией полевых зависимостей коэффициентов ударной ионизации $\beta(E)$ и захвата $\alpha(E)$. С увеличением приложенного поля вероятность ударной ионизации растёт, а вероятность захвата носителей на ионизованные примесные центры уменьшается. Однако, поскольку при пробое концентрация носителей увеличивается на порядки (см. рисунок 2.4), всегда можно найти интервал времени, когда при $\beta \gg \alpha$ примеси еще не полностью ионизованы и концентрация свободных носителей много меньше стационарной концентрации, соответствующей приложенному полю ($p \ll p_{st}$). В этом случае рост концентрации описывается простой экспонентой $\exp(t/\tau_i)$, где постоянная времени определяется соотношением $1/\tau_i = \beta(N_A - N_D)$, откуда можно найти полевую зависимость $\beta(E)$. Отметим также, что коэффициент захвата на притягивающие центры линейно зависит от

поля и поэтому в небольшом интервале пробойных полей слабо влияет на экспоненциально сильную зависимость $\beta(E)$.

На рисунке 2.12 приведены полевые зависимости характерного времени ударной ионизации для образцов со степенью компенсации 10%, 35% и 95%. Форма этих полевых зависимостей, а следовательно и коэффициента ударной ионизации, аналогична для всех исследованных образцов и подчиняется экспоненциальному закону вида $\beta(E) \sim \exp(-E/E_{th})$.

Это позволяет сделать вывод, что характер полевой зависимости коэффициента ударной ионизации не зависит от степени компенсации акцепторов в широком диапазоне компенсаций. Наблюдаемое в экспериментах увеличение характерного времени ударной ионизации с ростом компенсации, естественным образом объясняется уменьшением числа примесных центров, которые могут быть ионизованы. Действительно, вклад в концентрацию свободных носителей за счёт ударной ионизации пропорционален количеству нескомпенсированных примесных центров, число которых в сильно компенсированных образцах значительно меньше. Более того, увеличение характерного времени развития пробоя (с нашей точностью определения компенсации) коррелирует с уменьшением концентрации нейтральных атомов примеси.

2.5.3. Коэффициент захвата на ионизованные примесные центры и характерные времена рекомбинации

Рассмотрим релаксацию тока между двумя полками прикладываемого импульса напряжения в образцах умеренной степени компенсации. Из зависимости напряжения и проводимости от времени (рисунок 2.6) видно, что экспоненциальное падение тока происходит при постоянном напряжении на образце (по времени соответствует второй полке импульса напряжения – см. рисунок 2.2). Это значит, что характерное время релаксации носителей на данном экспоненциальном участке соответствует напряжению во второй полке импульса. Полевые зависимости времени релаксации проводимости при различных давлениях для умеренно компенсированных образцов приведены на рисунке 2.7. Зависимости имеют довольно сложный вид. Для удобства рассмотрения разделим их на три участка: участок роста, спада и участок насыщения при больших полях.

Первый участок - рост характерного времени рекомбинации с полем соответствует напряжениям во второй полке импульса ниже пробойных (на рисунке 2.7 слева от максимума). Можно показать, что в этой ситуации характерное время рекомбинации обратно пропорционально коэффициенту захвата. Действительно, при этих напряжениях ударная ионизация практически отсутствует. Поскольку концентрация свободных носителей в образце

после резкого уменьшения напряжения больше стационарной для второй полки импульса, изменение концентрации должно описываться уравнением (2.2), которое с учётом $\beta \ll \alpha$ принимает вид:

$$dp/dt = -p\alpha(N_d+p) + g(N_A-N_D-p). \quad (2.16)$$

Поскольку практически все примесные центры ионизованы первой частью «ступенчатого» импульса, вклад в концентрацию свободных носителей за счёт фотоионизации несущественен. Кроме того, в интервале времени, когда $N_D, N_A-N_D \gg p \gg p_{st}$ (см. рисунок 2.6), можно пренебречь концентрацией свободных носителей в правой части уравнения (2.16). Тогда имеем:

$$dp/dt = -p\alpha N_d, \quad (2.17)$$

и

$$p(t) \sim \exp(-t/\tau_R), \quad (2.18)$$

где $1/\tau_R = \alpha N_d$.

Как видно из экспериментальных данных (рисунок 2.7), для напряжений ниже развития пробоя примеси характерное время рекомбинации растёт с увеличением приложенного поля, как и должно быть при захвате носителей на притягивающие центры [95].

При дальнейшем увеличении напряжения на ионизацию нейтральных примесных центров начинает оказывать влияние ударная ионизация. При условии $\alpha N_d - \beta(N_A-N_D) > 0$, для постоянной времени τ_R имеем:

$$1/\tau_R = \alpha N_d - \beta(N_A-N_D). \quad (2.19)$$

Если $\alpha N_d - \beta(N_A-N_D) < 0$, то:

$$1/\tau_R = \beta(N_A-N_D) - \alpha N_d. \quad (2.19a)$$

Отсюда видно, что при некотором поле время рекомбинации должно проходить через максимум.

Резкое ослабление полевой зависимости времени релаксации проводимости в сильных полях (насыщение) свидетельствует о смене механизма рекомбинации и не объясняется приведенным расчетом. Причина, по нашему мнению, заключается в том, что в данном расчете не учитывались возбужденные состояния примеси. Влияние электрического поля на эти состояния [97] приводит к формированию S-образной ВАХ с участком отрицательной дифференциальной проводимости, так как ударная ионизация возбужденных состояний происходит при существенно меньших полях, чем ионизация основного состояния. Флуктуационная неустойчивость однородного распределения плотности тока вызывает формирование шнура тока. При этом плотности тока внутри и вне шнура при изменении полного тока через образец остаются постоянными, а меняется только поперечный размер шнура (см., например [98]). Поэтому, когда поле на второй полке импульса напряжения (рисунок 2.2) становится больше пробойного ($\beta(N_A - N_D) > \alpha N_d$), релаксация тока происходит только за счет уменьшения радиуса шнура. Вне уменьшенного шнура остается избыточная концентрация носителей, которые и рекомбинируют на примеси. Поскольку плотность тока и поле вне шнура не меняются, то и время рекомбинации должно оставаться приблизительно постоянным, что и наблюдается на опыте (рисунок 2.7).

2.5.4. Релаксационные характеристики в сильно компенсированных образцах

В сильно компенсированных образцах резко растет поле пробоя по причинам, обсуждавшимся в разделе 2.4. Наблюдаемая кинетика роста тока в этих образцах существенно отличается от случая умеренной компенсации. Основное отличие заключается в наличии линейного участка роста тока (рисунки 2.10 и 2.11) в области малых концентраций свободных носителей. Этот линейный участок мы связываем с эффектом Френкеля-Пула, который заключается в понижении потенциального барьера примеси во внешнем электрическом поле. Схема этого эффекта показана на рисунке 2.14. Соответственно, увеличивается темп ионизации примесей фоновой подсветкой, а зависимость концентрации от поля описывается формулой:

$$p \propto \exp[(e^3 E / \epsilon)^{1/2} / kT]. \quad (2.20)$$

(Здесь ϵ – диэлектрическая постоянная.) Это подтверждается формой вольтамперных характеристик, приведенных на рисунке 2.8. Действительно, эти ВАХ хорошо описываются экспонентой с корнем из напряжения в показателе.

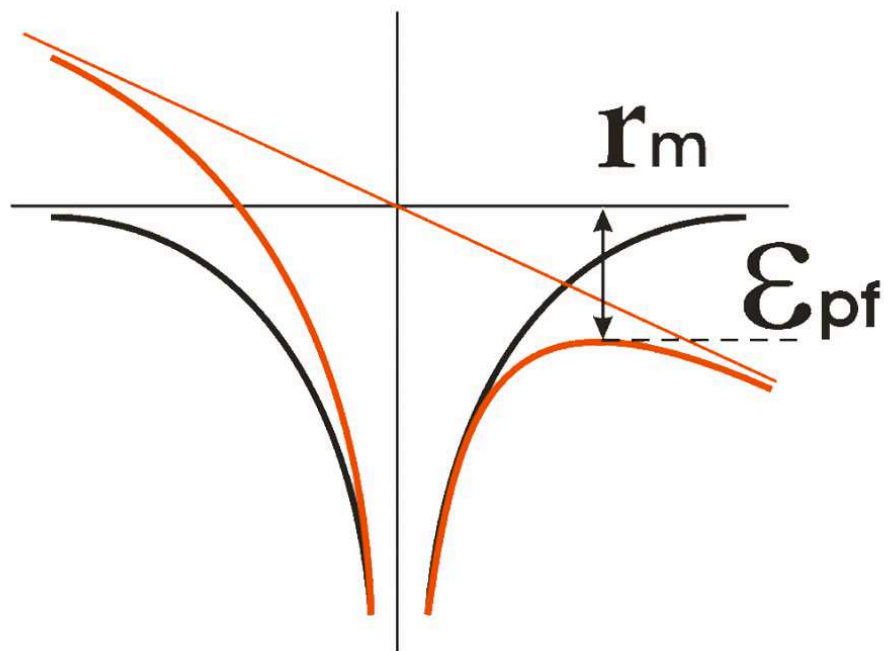


Рис. 2.14. Эффект Френкеля-Пула.

Начальный линейный участок роста тока (рисунки 10, 11) также вызван фотоионизацией за счёт эффекта Френкеля-Пула. Поскольку на начальном этапе концентрация свободных дырок мала, $p \ll (N_A - N_D)$, N_A , скорость изменения концентрации свободных носителей будет определяться только фоновой подсветкой, т.е.:

$$dp/dt = g(N_A - N_D), \quad (2.21)$$

или:

$$p(t) = g(N_A - N_D)t. \quad (2.22)$$

Ионизация за счет эффекта Френкеля Пула в образцах с мелкими примесями обычно не наблюдается, поскольку уже в сравнительно малых полях начинается ударная ионизация. В образцах с большой степенью компенсации его удастся наблюдать именно из-за сильного увеличения порога ударной ионизации.

При достижении некоторой критической концентрации «включается» ударная ионизация, и дальнейшее увеличение тока происходит по экспоненциальному закону. Этот переход также хорошо виден на рисунках 10, 11.

Рассмотрим теперь полевые зависимости характерного времени рекомбинации в случае высокой степени компенсации. Как и в предыдущем случае, в кинетике тока при скачкообразном уменьшении напряжения наблюдается экспоненциальный участок с некоторым характерным временем τ_R . На рисунке 14 приведена зависимость характерных времён рекомбинации от квадрата приложенного напряжения для различных давлений в допробойном режиме. Степень компенсации данного образца составляла 95%.

Времена рекомбинации здесь оказываются существенно больше, чем в образцах, данные для которых приведены в разделе 2.3 (рисунок 2.7). Это связано с меньшим уровнем легирования (в образце, данные для которого приведены на рисунке 2.13, концентрация акцепторов $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, т.е. на порядок меньше, чем в образцах рисунка 2.7).

Зависимость τ_R от электрического поля также оказывается другой. Вместо почти линейного роста $\tau_R(E)$ наблюдается зависимость вида $\tau_R \sim \exp(E^2)$. Повидимому, это связано с изменением основных механизмов рассеяния. Во-первых, из-за малой концентрации заряженных центров сильно ослаблено примесное рассеяние. Во-вторых, из-за существенно

большого поля существенную роль может играть рассеяние на оптических фононах. Это подтверждается также и наличием «излома» на кривых, который свидетельствует о смене механизма рассеяния. Действительно, поле «излома» (~50 В/см) соответствует началу стриминга – образованию резко неоднородной в пространстве импульсов функции распределения, которая возникает при баллистическом разогреве носителей до энергии оптического фонона.

2.6. Выводы к Главе 2

1. В результате работы продемонстрировано, что изучение кинетики тока при приложении импульсов напряжения даёт возможность прямого определения характерных времён рекомбинации и ионизации носителей полем.
2. Экспериментально определены полевые зависимости характерного времени ударной ионизации для образцов с компенсациями 10, 35 и 95%. Показано, что вид зависимости характерного времени развития пробоя примеси от электрического поля не зависит от степени компенсации в широком диапазоне компенсаций.
3. Экспериментально определены зависимости характерного времени рекомбинации свободных дырок от электрического поля для различных давлений и степени компенсации. Обнаружено, что эти зависимости резко немонотонны. Показано, что появление максимумов на этих зависимостях вызвано влиянием на захват ударной ионизации примесей в предпробойных полях. Насыщение времени рекомбинации при полях выше пробойных связывается с релаксацией токового шнура.
4. Обнаружено, что в сильно компенсированных образцах вид полевой зависимости времени рекомбинации отражает изменения в механизмах разогрева свободных носителей, что позволяет, в частности, определить поле перехода от диффузионного разогрева к баллистическому.
5. Обнаружено, что в сильно компенсированных образцах существенную роль в ионизации мелких примесей играет эффект Френкеля-Пула как в статическом режиме, так и в кинетике.

Глава 3. Напряжённые структуры SiGe/Si с одиночной квантовой ямой

3.1. Мотивировка

В резонаторных структурах Si/SiGe/Si с одиночной квантовой ямой сплава SiGe p-типа, легированных акцепторами (бор), было обнаружено возникновение стимулированного ТГц излучения [78]. Поскольку эти структуры напряжены из-за разницы в постоянных решетки Si и SiGe, то предполагалось, что в них реализуется инверсия заселенности акцепторных уровней, расщепленных внутренней деформацией, аналогичная объемному p-Ge при приложении внешнего давления. Однако исследованные нами структуры существенно отличаются от деформированного p-Ge. В p-Ge инверсия заселенности акцепторных состояний возникает за счет ударной ионизации акцепторов, которые изначально были частично компенсированы. Поэтому при низких температурах и в слабых полях концентрация свободных носителей очень мала. Свободные дырки в большой концентрации возникают именно из-за ударной ионизации, в результате которой основное состояние акцептора опустошается, а резонансное частично заполняется за счет обмена со свободной зоной, создавая инверсию заселённости. В наших структурах акцепторы не компенсированы и уровень Ферми, как показывает эксперимент и расчет, находится у края валентной зоны (см. рисунок 3.1). В этом случае концентрация свободных электронов оказывается того же порядка, что и концентрация примесей. Ионизация примесей полем может привести только к удвоению концентрации свободных дырок. Поэтому получить инверсную заселенность резонансных состояний практически невозможно. Более того, в некоторых случаях возникновения генерации ударная ионизация мелкой примеси вообще не наблюдается. В наших структурах энергия связи мелких акцепторов в сплаве SiGe, в котором доля Ge составляет 7-15 %, значительно больше, чем в Ge; по расчету [27; 38] она составляет ~27 мэВ. Тем не менее, стимулированное излучение наблюдается на опыте, и имеются экспериментальные указания, что его причиной является внутрицентровая инверсия. Возникает вопрос, каким образом она реализуется и каков механизм возникновения инверсии заселенности резонансных состояний.

Ранее было обнаружено, что в одном и том же образце может существовать два режима возбуждения эмиссии [20]. Первый, высоковольтный режим, осуществляется благодаря ионизации доноров в подложке джоулевым нагревом слоя SiGe. Предполагалось, что в результате теплового пробоя подложки в ней возникает большая концентрация электронов. Инжектируемые из подложки электроны компенсируют акцепторы в КЯ и тем самым смещают положение уровня Ферми, что улучшает условия для внутрицентровой инверсии. Во втором

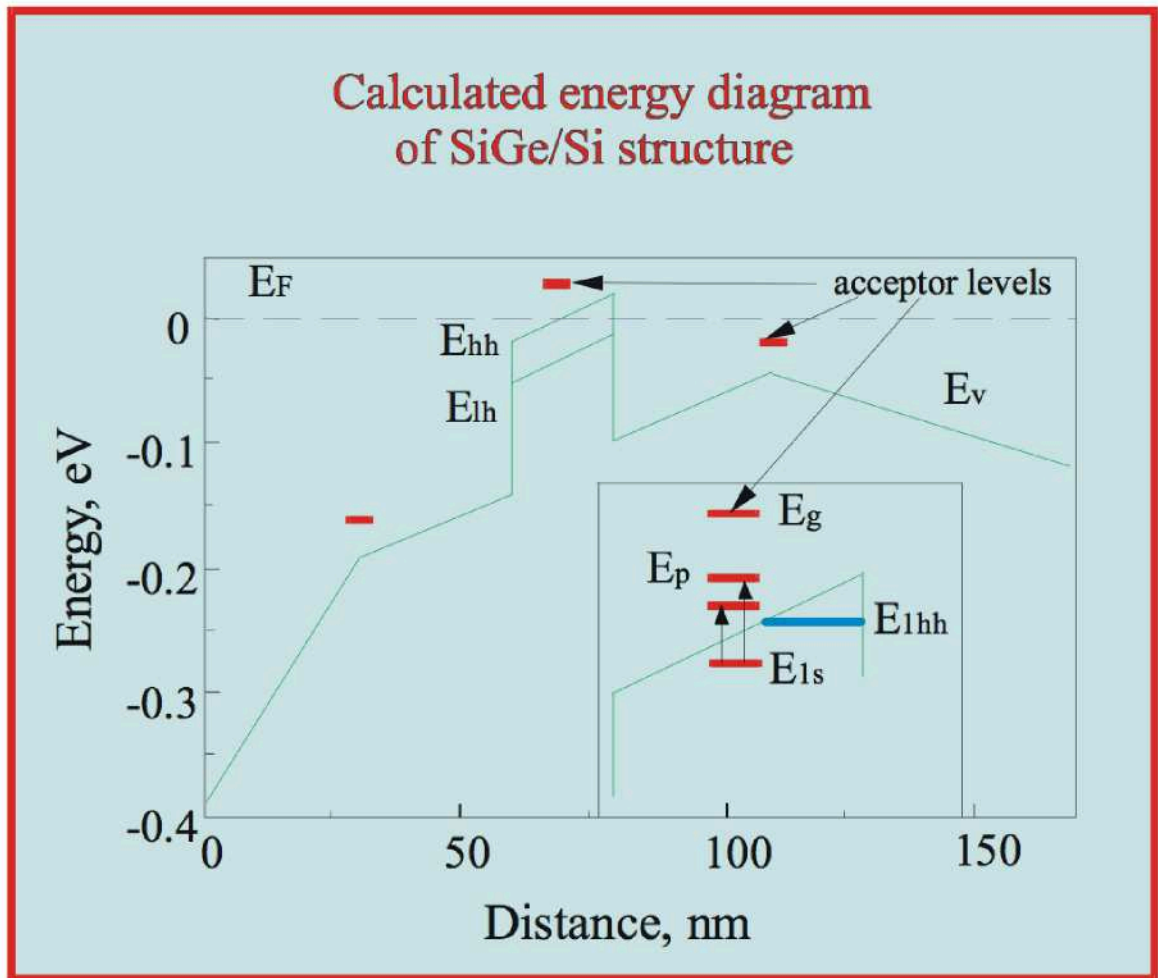


Рис. 3.1. Рассчитанная зонная диаграмма и положение уровней размерного квантования в структуре SiGe с шириной квантовой ямы 20 нм. Пунктирной линией отмечен уровень энергии Ферми. На вставке показаны акцепторные уровни и возможные оптические переходы.

режиме эмиссия возникает при малых полях ~ 100 В/см с малыми токами (меньше 10 мА), когда термическая ионизация практически отсутствует. Происхождение инверсии в этом случае осталась невыясненным.

Для выяснения механизма возникновения инверсии в структурах SiGe/Si при низковольтной генерации были проведены зондовые измерения, исследования динамики установления проводимости и временных зависимостей интегральной интенсивности ТГц излучения.

3.2. Образцы и методика эксперимента

Исследовались структуры $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ p-типа, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке n-Si. Слой GeSi, δ -легированный посередине слоя бором с концентрацией $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, был выращен между двумя буферными слоями p-Si (рисунок 3.2, а). Еще два δ -слоя бора располагались в буферных слоях на расстоянии d_1 от ближайших гетерограниц.

Использовались два типа структур. В структурах первого типа толщина КЯ составляла 20 нм, содержание Ge в сплаве SiGe $x=0,15$, толщина покрывающего и буферного слоев была 60 и 130 нм, соответственно, и $d_1=30$ нм. Концентрация бора в буферных δ -слоях составляла от $4 \cdot 10^{11}$ до 10^{12} см^{-2} . Толщина квантовой ямы в структурах второго типа составляла 13,5 нм. Остальные параметры были: $x = 0,15, 0,1$ и $0,07$; $d_1=19$ нм, $d_2=62$ нм соответственно; концентрация бора в буферных δ -слоях - $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

К контактам, нанесенным со стороны p-слоев (рисунок 3.2, б) на расстоянии 7 мм между ними, прикладывалось импульсное напряжение с длительностью импульса 0,2 - 4 мкс. ТГц излучение из образца регистрировалось охлаждаемым фотоприемником из Ge, легированного Ga, с полосой чувствительности $h\nu > 10$ мэВ. Измерения проводились при гелиевых температурах. Оптический резонатор был образован за счет полного внутреннего отражения от ростовых граней структуры, параллельных благодаря условиям роста, и двух продольных граней ($\{1\}$ и $\{2\}$ на рисунке 3.2, б), которые были параллельно отполированы. В образцах с оптическим резонатором наблюдалось интенсивное ТГц излучение, возникавшее при полях выше 100 – 300 В/см для различных образцов.

Зондовый контакт был размещён между двумя токовыми контактами. Измерения проводились на двух образцах с различным положением зонда: в первом случае зондовый контакт был размещён на расстоянии 1 мм от токового контакта, во втором на расстоянии 3 мм.

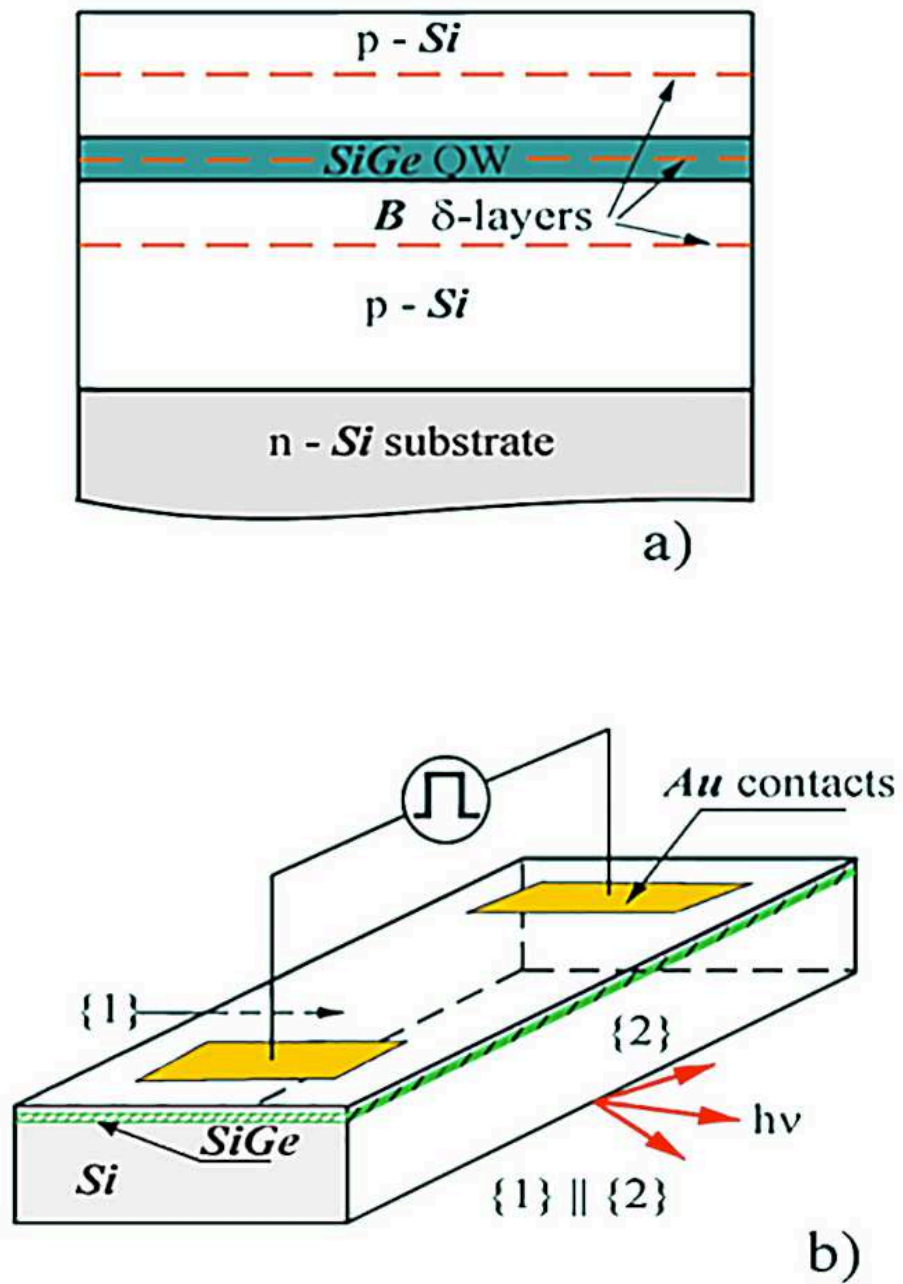


Рис. 3.2. Профиль SiGe структуры (а) и общий вид образца с контактами (б).

3.3. Результаты эксперимента

Вольтамперная характеристика образцов в логарифмическом масштабе приведена на рисунке 3.3. Резкий рост тока при напряжениях ~ 400 В вызван тепловым пробоем подложки из-за джоулевого нагрева слоя SiGe протекающим током [78]. Отметим, что при напряжениях $U < 400$ В, прикладываемых к образцу, вольтамперная характеристика хорошо описывается законом $I \sim U^{3/2}$.

На рисунке 3.4, а показаны временные зависимости интегральной интенсивности ТГц излучения, регистрируемого приемником Ge<Ga> в диапазоне приложенных к образцу напряжений от 250 до 1000 В. Интенсивность излучения увеличивается с ростом напряжения. На рисунке 3.5, а показана временная зависимость тока через структуру. Отметим, что в зависимости от контактных условий в начале импульса (или в течение короткого импульса) может возникать отрицательный ток.

Рассмотрим основные особенности зависимостей, приведенных на рисунках. Во-первых, на переднем фронте напряжения наблюдаются затухающие осцилляции как тока, так и сигнала (рисунки 3.5, б и 3.4, б). Как видно из рисунка 3.6, период осцилляций не зависит от напряжения.

Во вторых, излучение возникает через некоторое время после начала импульса, когда осцилляции уже затухли. На рисунке 3.7, а приведено время задержки возникновения сигнала на фотоприёмнике относительно фронта приложенного импульса в зависимости от напряжения в полке импульса. Видно, что это время уменьшалось с ростом прикладываемого напряжения. Более того, при достаточно большой длительности фронта генерация вообще не возникала. Следует отметить, что время между фронтом импульса прикладываемого напряжения и возникновением сигнала на фотоприёмнике хорошо описывается зависимостью от напряжения вида $t \sim U^{-3/2}$, показанной на рисунке 3.7, б прямой линией. На рисунке 3.8 приведены временные зависимости прикладываемого к образцу напряжения (показан участок фронта импульсов, время нарастания напряжения меняется в диапазоне от 100 до 150 наносекунд, темно-синему цвету соответствует длительность фронта импульса при котором генерация срывается. Зависимости интенсивности излучения от времени, соответствующие этим импульсам, приведены на рисунке 3.9.

На рисунках 3.10 и 3.11 приведены временные зависимости напряжения на зондовом контакте нормированного на приложенное напряжение в случае двух образцов с различным расстоянием между токовым контактом и зондами (см рисунки 3.10 и 3.11). В первом случае расстояние между контактами составляло 6.5 мм с положением зонда в 3мм от контакта.

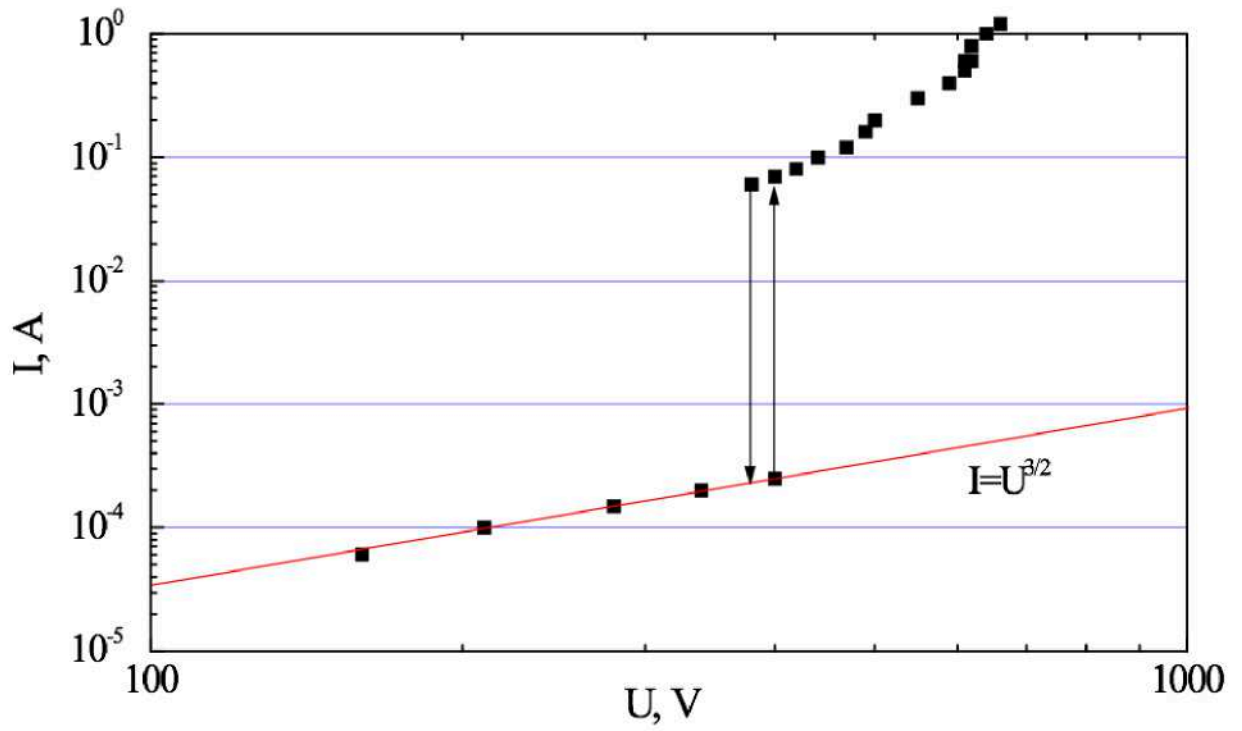


Рис. 3.3. Вольт-амперная характеристика структуры SiGe/Si (вертикальный скачок тока соответствует тепловому пробоею подложки n-Si).

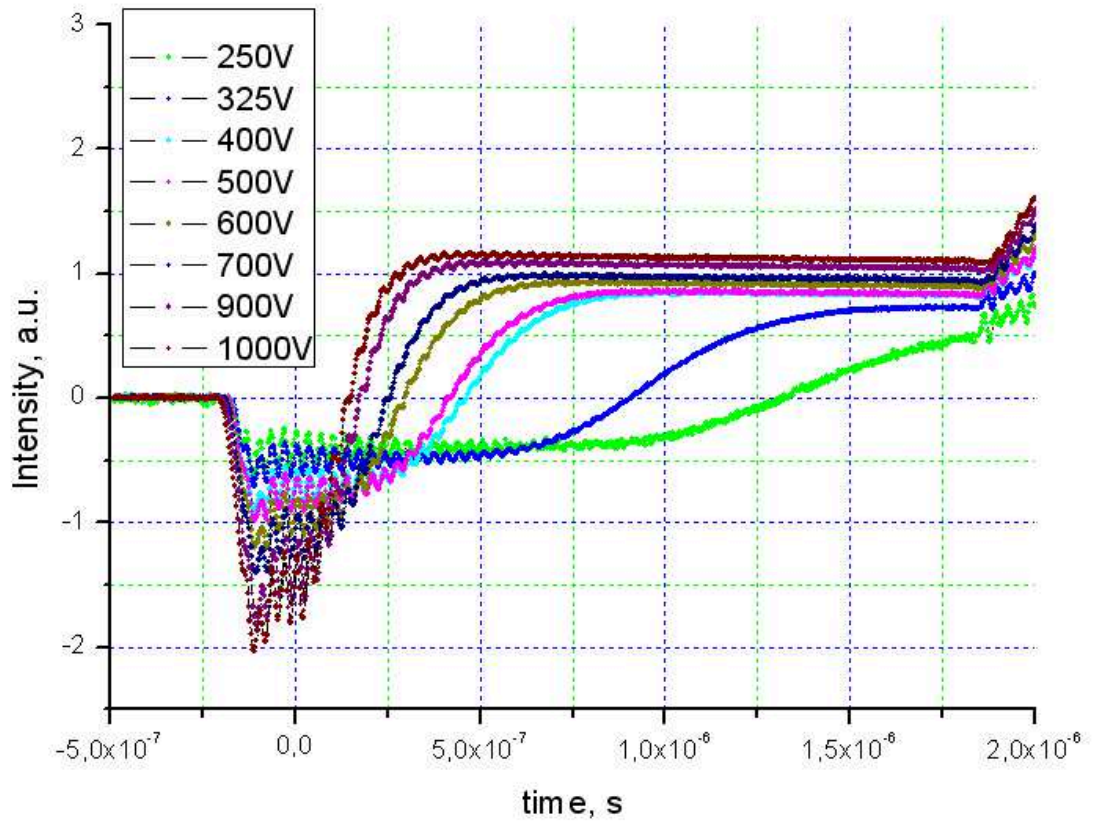


Рис. 3.4, а. Сигнал фотоприёмника Ge<Ga> для различных импульсов напряжения приложенных к образцу.

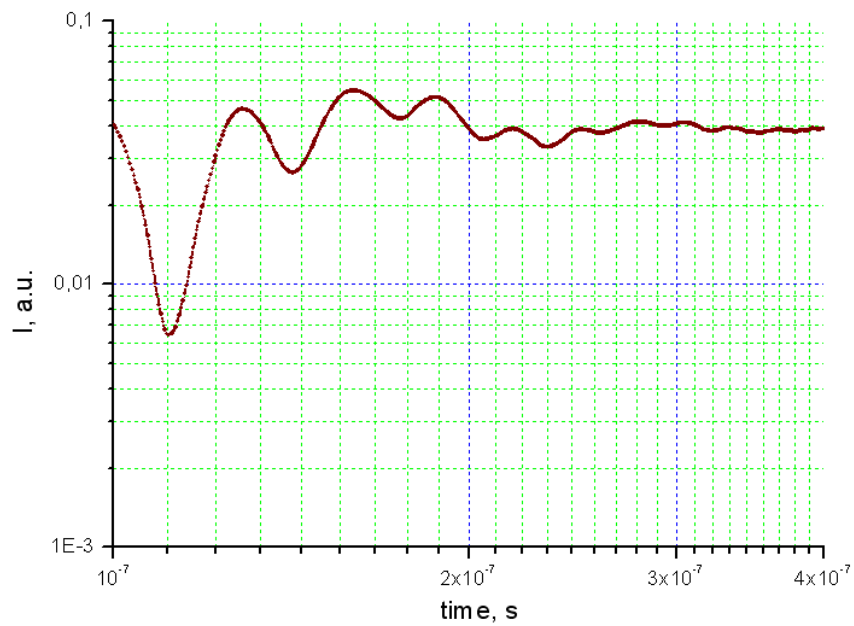


Рис. 3.4, б. Затухающие осцилляции в сигнале фотоприёмника.

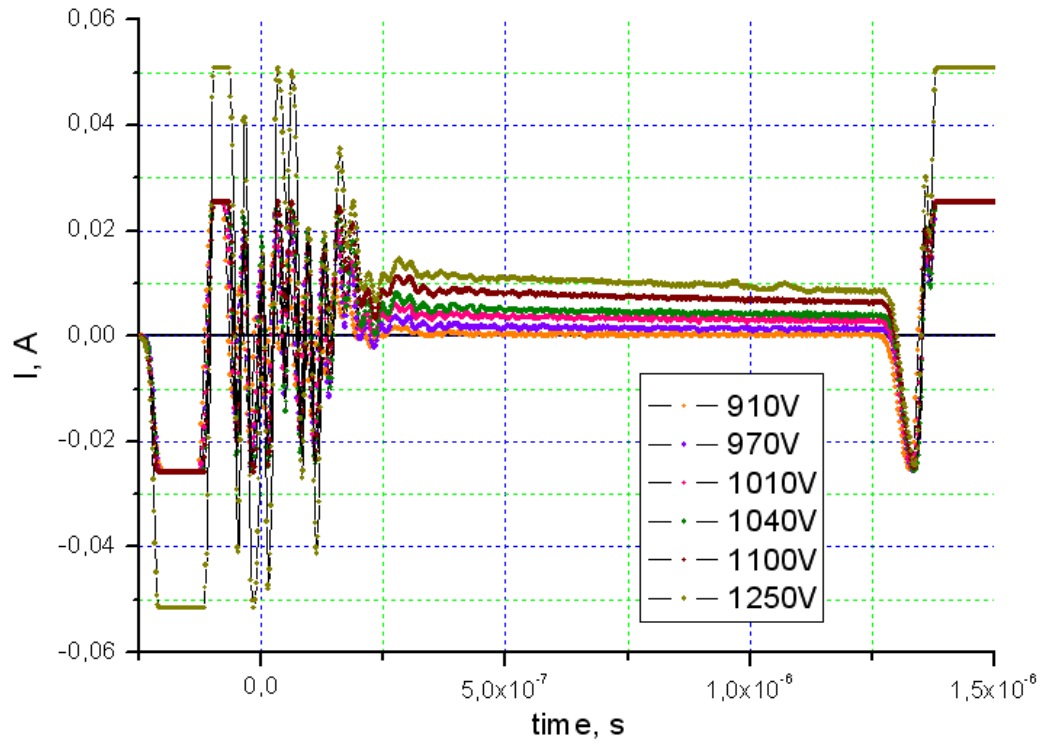


Рис. 3.5, а. Временные зависимости тока через структуру для различных приложенных напряжений.

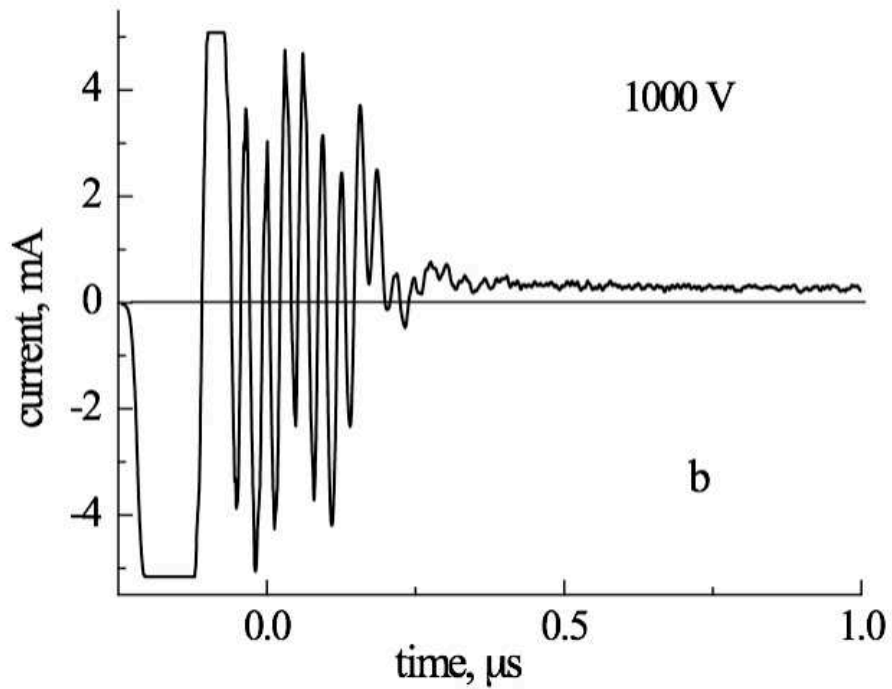


Рис. 3.5, б. Затухающие осцилляции в токе (при напряжении на образце $U = 1$ кВ).

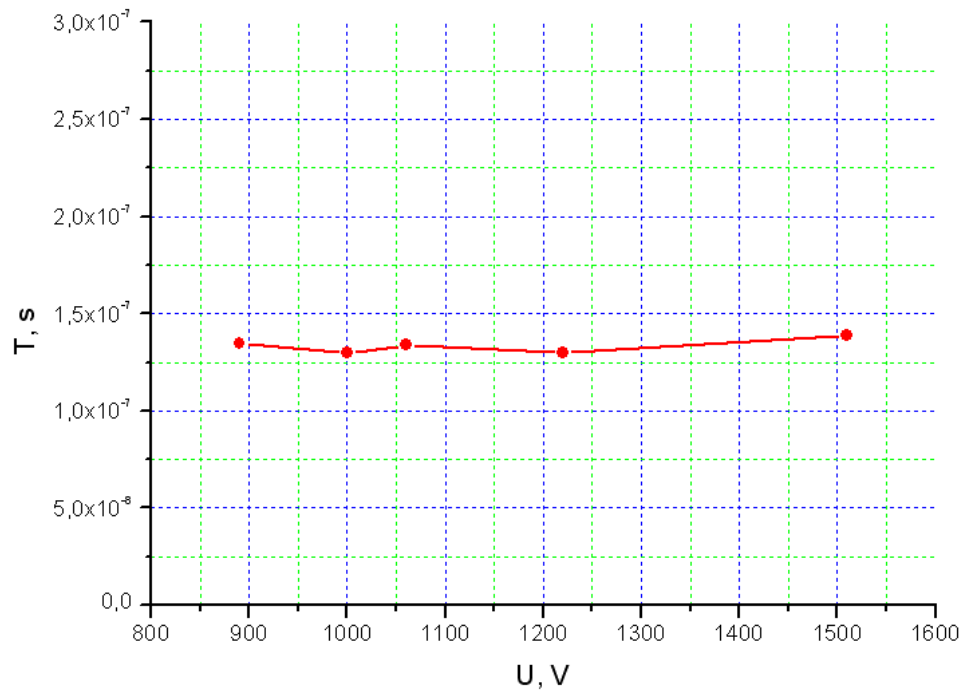


Рис. 3.6. Зависимость периода токовых осцилляций от приложенного напряжения.

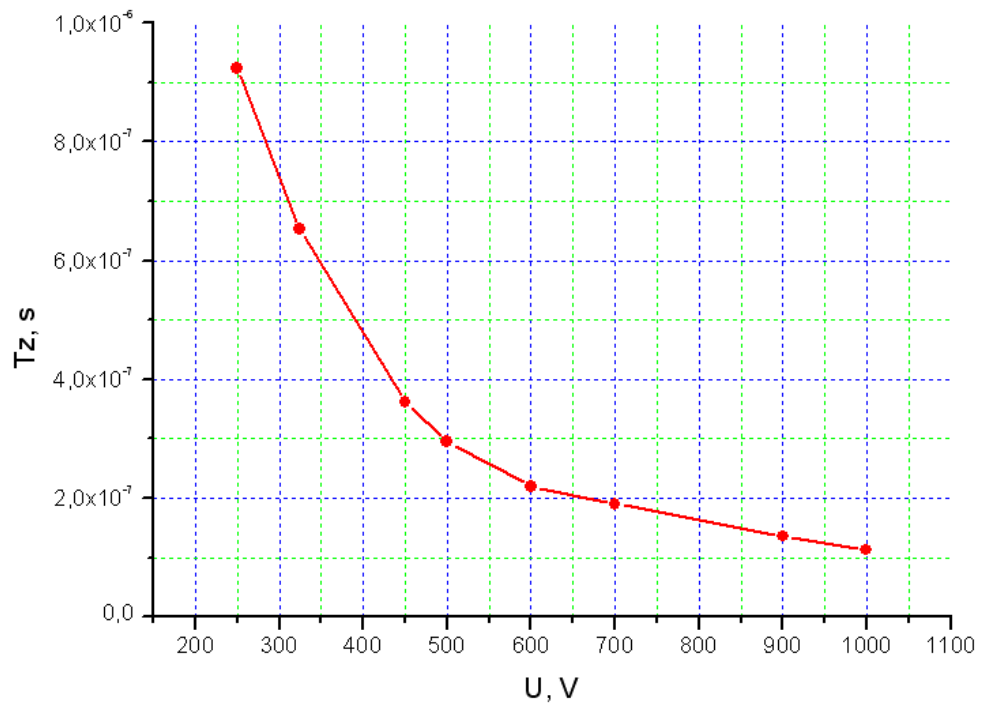


Рис. 3.7, а. Полевая зависимость времени задержки возникновения генерации относительно фронта импульса напряжения на образце (в линейном масштабе).

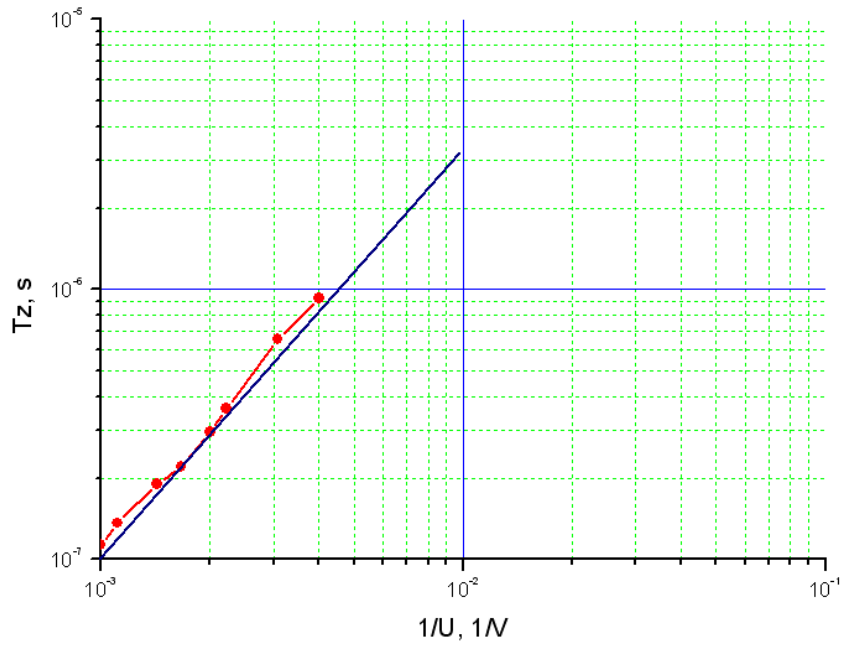


Рис. 3.7, б. Время задержки возникновения генерации от обратного напряжения (в логарифмическом масштабе).

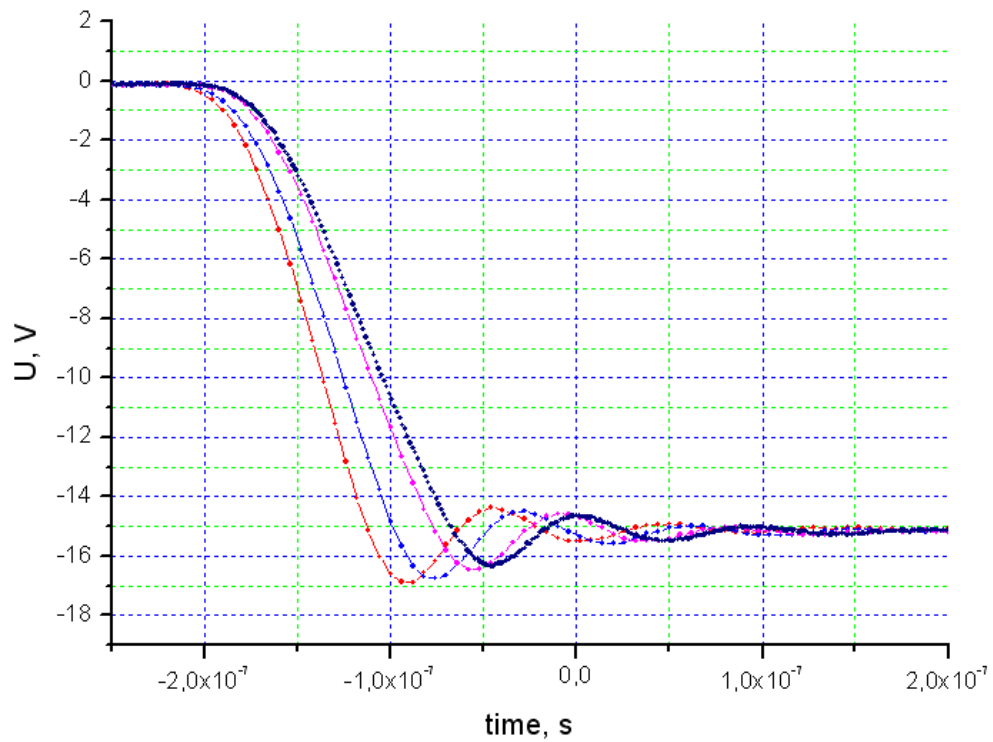


Рис. 3.8. Временные зависимости напряжения на образце с различной длительностью фронта. Тёмно-синему напряжению соответствует срыв генерации.

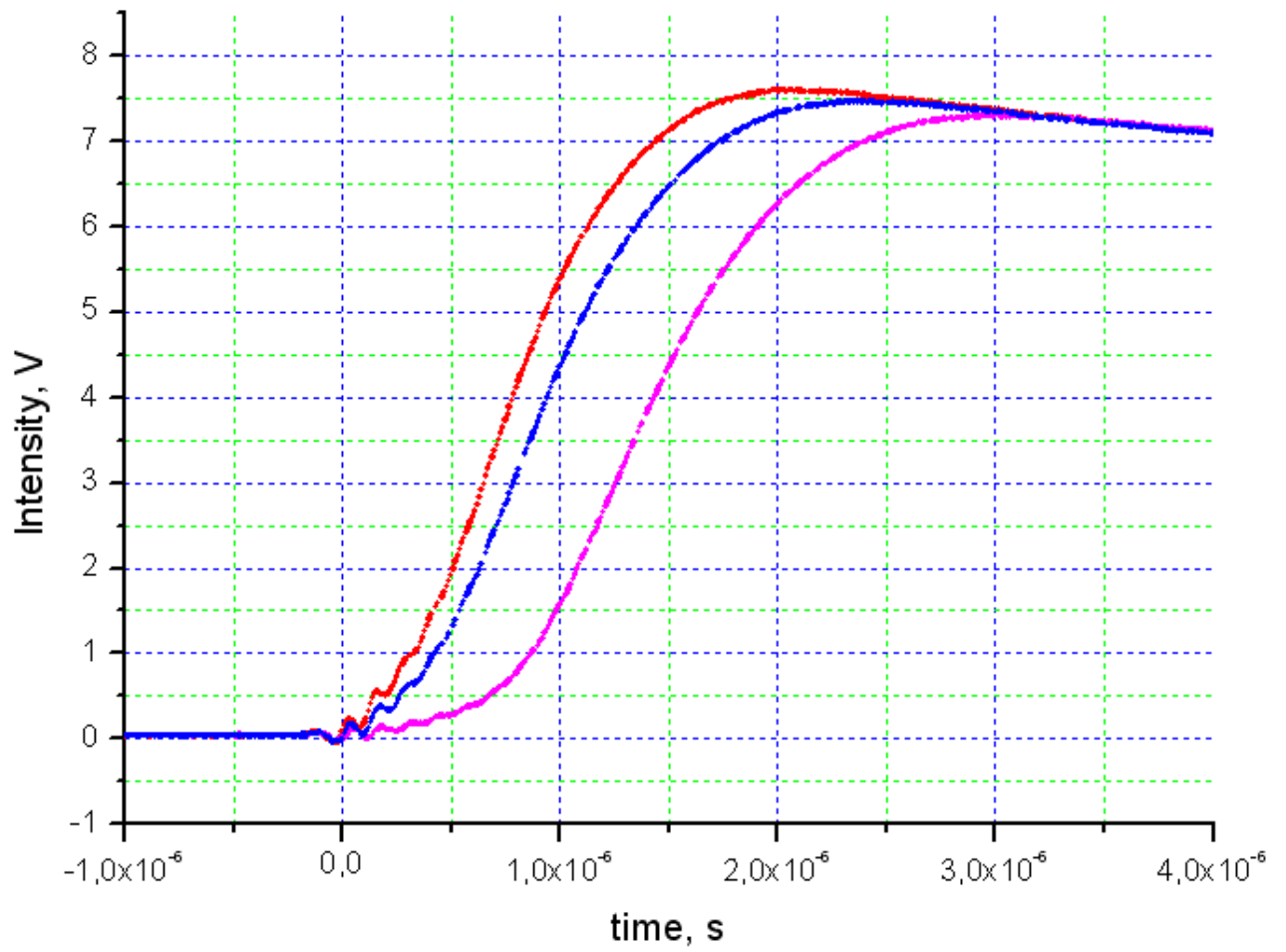


Рис. 3.9. Сигнал фотоприёмника для импульсов напряжения с различной длительностью фронта.

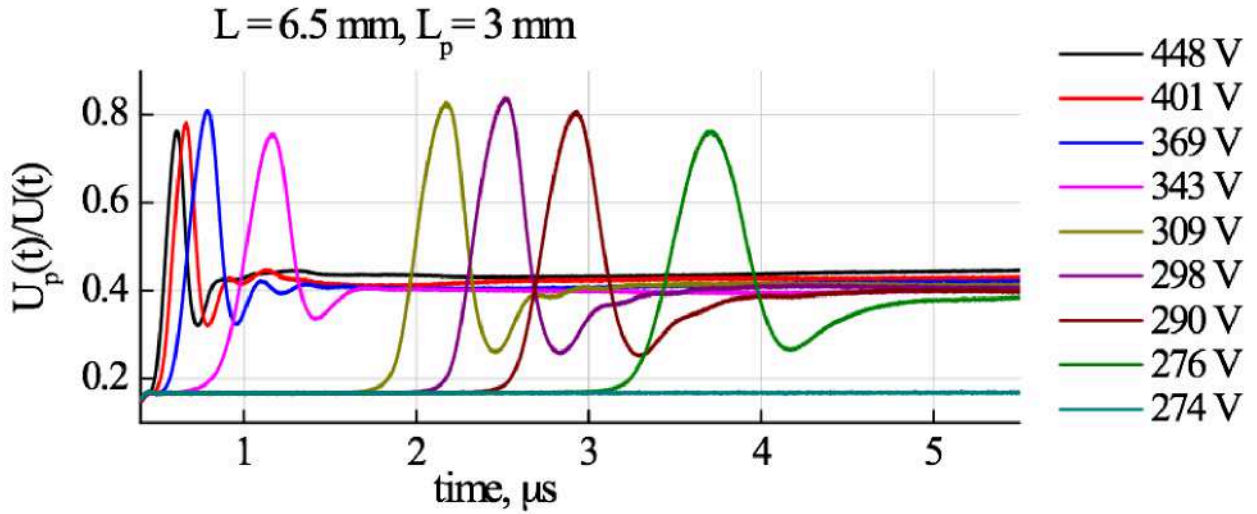


Рис. 3.10. Временные зависимости напряжения на зонде для различных напряжений (расстояние до зонда 3 мм).

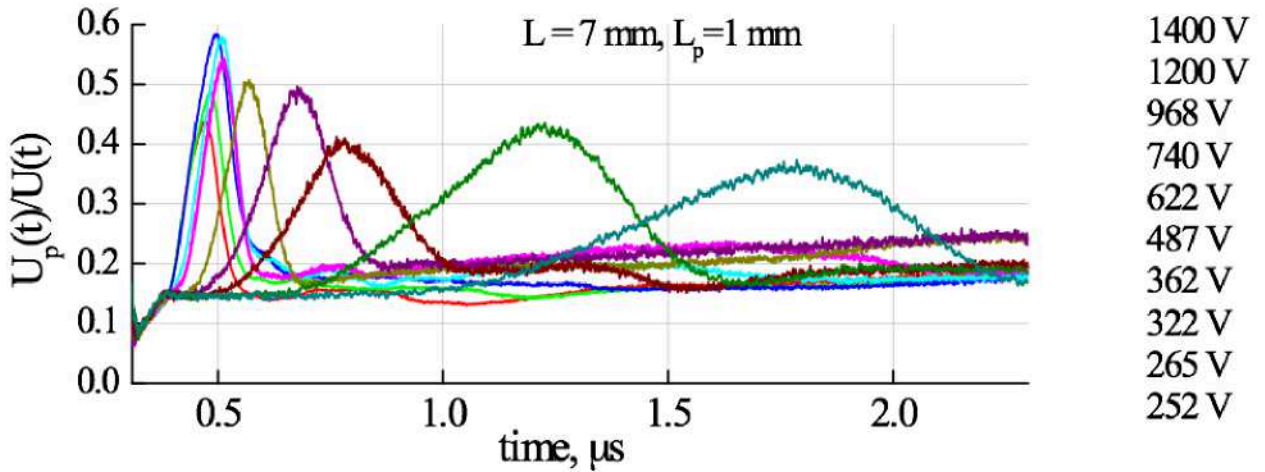


Рис. 3.11. Временные зависимости напряжения на зонде для различных напряжений (расстояние до зонда 1 мм). С ростом напряжения максимум смещается к началу импульса.

Во втором случае, при расстоянии между контактами в 7 мм, зонд располагался в 1мм от контакта. На зондовом напряжении обнаруживаются резкие максимумы, задержка которых по времени относительно начала импульса уменьшается с увеличением приложенного напряжения. Зависимости данной задержки от приложенного напряжения для двух образцов с различным положением зондового контакта приведены на рисунках 3.12, а и 3.12, б (в линейном и логарифмическом масштабах соответственно). Видно, что для зонда, расположенного ближе к контакту, времена значительно короче. Из рис. 10 и 11 видно также, что максимальное напряжение на зонде в первом случае составляет примерно 0.8 от приложенного, а во втором случае - примерно 0.4 - 0.6 общего напряжения на образце.

3.4. Обсуждение полученных результатов

Приведённые экспериментальные результаты показывают, что существенную роль в возбуждении низковольтной генерации играет инжекция носителей из контактов. Рассмотрим основные доказательства.

То, что протекание тока через образец имеет инжекционное происхождение, показывает, прежде всего, вид вольтамперной характеристики. Как было отмечено в разделе 3.2, при напряжениях ниже 400 В (т.е. до теплового пробоя подложки) ВАХ наших структур хорошо аппроксимируются зависимостью $j \sim U^{3/2}$ (рисунок 3.3). Как известно, такая зависимость типична для инжекционных токов при рассеянии носителей на акустических фонах кристаллической решётки [99].

Другим свидетельством влияния контактных явлений служит появление отрицательного тока в начале импульса. Происхождение отрицательного тока при нестационарной инжекции объяснялось следующим образом [100; 101]. Инжектированные носители заряда могут пролетать от одного контакта образца к другому за некоторое пролетное время L/v . В случае, когда данное пролётное время меньше времени релаксации объемного заряда, плотность заряда в образце становится неравномерной и возникает диффузионный ток, с направлением, противоположным приложенному полю.

О роли контактных явлений свидетельствует также возникновение затухающих осцилляций на временных зависимостях как тока, так и сигнала (см. [101]). В данном случае наблюдаемые осцилляции вызваны возбуждением волн перезарядки ловушек. Частота волн перезарядки ловушек дается выражением [100]:

$$\Omega = L/v\tau_{TM}, \quad (3.1)$$

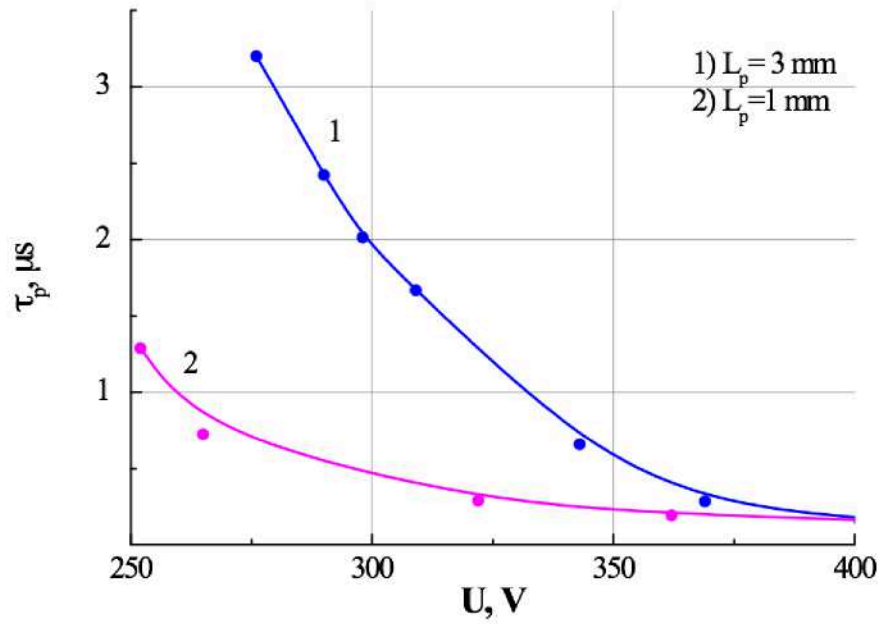


Рис. 3.12, а. Полевая зависимость времени задержки максимума напряжения на зонде относительно фронта импульса напряжения для двух положений зонда.

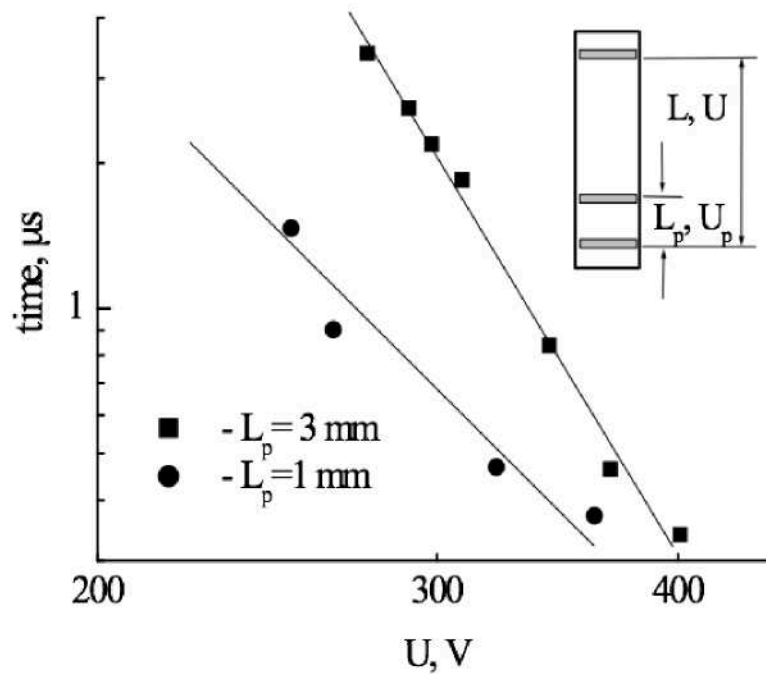


Рис. 3.12, б. Полевая зависимость времени задержки максимума напряжения на зонде относительно фронта импульса напряжения для двух положений зонда (в логарифмическом масштабе). На вставке схематически изображён образец с контактами и положение зонда (L_p).

где Ω - частота волн пространственной перезарядки ловушек, L – расстояние между контактами, $v = \mu E$ – скорость дрейфа носителей заряда в поле E , μ - подвижность, τ - время захвата носителей, $\tau_m = \varepsilon/4\pi\sigma_d$ – дифференциальное время максвелловской релаксации, σ_d – дифференциальная проводимость. Можно убедиться, что эта частота в нашем случае не должна зависеть от поля. Если определить дифференциальную проводимость из зависимости $I(U) \sim U^{3/2}$ (рисунок 3.3), то получим $\sigma_d \sim E^{1/2}$. При рассеянии на акустических фононах подвижность $\mu \sim E^{-1/2}$. Считая, что время захвата носителей не зависит от поля, имеем в результате:

$$\Omega = L/v\tau\tau_m \sim \sigma_d/\mu E \sim 1/\mu E^{1/2} = \text{const} (E), \quad (3.2)$$

что соответствует полученным экспериментальным результатам (рисунок 3.6).

Рассмотрим, с чем связано время задержки сигнала и тока. В принципе, оно должно определяться той же частотой волн перезарядки [100]. Однако в отличие от случая описанного в работе [101], а именно, когда время захвата носителей больше дифференциального времени максвелловской релаксации, в наших образцах ситуация обратная, $\tau < \tau_m$. Поэтому для определения времени задержки возникновения генерации T_z нужно пользоваться выражением [100]:

$$T_z = v_j(\tau_m)^2/L, \quad (3.3)$$

где $v = \mu E_j$, где E_j – некоторое эффективное контактное поле, введенное в работе [100]. Откуда несложно получить зависимость времени задержки от напряжения, которое для нашего случая будет иметь вид:

$$T_z \sim v_j/\sigma_d^2 \sim U^{3/2}, \quad (3.4)$$

что опять же хорошо согласуется с полученными экспериментальными временами (рисунок 3.7, b).

Основное доказательство роли инжекции получено с помощью зондовых измерений. Максимумы, наблюдаемые в напряжении на зонде, показывают, что в образце появляется инжектированный пакет концентрации носителей, который движется по образцу с некоторой скоростью дрейфа. При увеличении напряжения время, за которое этот пакет достигает зонда, уменьшается (рисунок 3.10, 3.11). Направление дрейфа оказалось совпадающим с направлением дрейфа электронов. Следовательно, имеет место инжекция электронов в подложке n-Si. Это –

нестационарная инжекция основных носителей, так как в стационарном случае контакт экранируется на расстоянии дебаевского радиуса (в который входит концентрация доноров), который при концентрации доноров в подложке $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ значительно меньше длины образца. Время существования нестационарной инжекции определяется временем экранирования контакта, которое порядка обратной частоты волны перезарядки ловушек, v_{TM}/L . Именно поэтому низковольтная генерация существует в течение этого короткого времени. Это подтверждается срывом генерации при увеличении длительности фронта прикладываемого импульса напряжения. На рисунке 3.8 показаны временные зависимости переднего фронта различных импульсов прикладываемого напряжения с длительностями фронта от 100 до 150 нс. На рисунке 3.9 приведены соответствующие этим импульсам напряжения интегральное излучение. Хорошо видно, что при некоторой критической длительности фронта импульса напряжения генерация прекращается.

Приведенные данные позволяют предложить следующий механизм возникновения инверсии заселенности акцепторных состояний. В отсутствие инжекции уровень Ферми, в соответствии с расчетом, находится вблизи края валентной зоны и концентрация свободных дырок в слое p-SiGe велика, порядка концентрации акцепторов. Дополнительные электроны в подложке обеспечивают компенсацию акцепторов в слое SiGe. В результате ситуация становится аналогичной случаю объемного германия: электрическое поле ионизует акцепторы и разогревает носители заряда (дырки) до энергии резонансного состояния, заселенность которого становится инвертированной по отношению к состояниям в запрещенной зоне.

Необходимая для компенсации акцепторов концентрация электронов в подложке при высоковольтной генерации появляется из-за теплового пробоя при джолевом нагреве образца протекающим током, а при низковольтной генерации – из-за нестационарной инжекции электронов из контакта. Низковольтная генерация существует в течение короткого времени инжекции до экранирования контакта, а при увеличении напряжения, повидимому, эта же инжекция приводит к разогреву образца и генерация существует в течение всего импульса напряжения.

3.5. Выводы к Главе 3

1. Исследовано влияние инжекции из контактов на возбуждение стимулированного ТГц излучения в структурах Si/SiGe/Si с одиночной квантовой ямой p-SiGe. Обнаружены следующие явления, обусловленные инжекцией: возникновение затухающих осцилляций, появление отрицательного тока в начале импульса напряжения, задержка возбуждения ТГц

излучения во времени, зависящая от величины приложенного напряжения, а также срыв генерации при увеличении длительности фронта импульса. Эти явления связываются с нестационарной инжекцией электронов в подложке n-Si и возбуждением волн пространственного заряда.

2. С помощью зондовых измерений обнаружено возникновение пакета инжектированных носителей, который движется от катода к аноду со скоростью дрейфа электронов.

3. Предложена модель возникновения инверсии заселенности резонансного состояния акцептора в слое SiGe, которая состоит из двух этапов: увеличения концентрации электронов в подложке за счет нестационарной инжекции из контакта и компенсации ими изначально некомпенсированных акцепторов в p-SiGe. В результате, возникновение инверсии в слое SiGe оказывается аналогичным возникающей в высокоомном p-Ge в результате ударной ионизации акцепторов электрическим полем.

Глава 4. Периодические квантово размерные структуры

4.1. Проводимость короткопериодных сверхрешёток InAs/AlSb и GaAs/AlAs с оптическим резонатором

4.1.1. Мотивировка

Несмотря на достигнутые успехи, все существующие полупроводниковые источники излучения терагерцового диапазона, принцип работы которых основан на использовании лазерных схем, неудобны для практических применений. В первую очередь это связано с тем, что все существующие полупроводниковые лазеры ТГц диапазона работают исключительно при криогенных температурах. Основной причиной столь жёсткого ограничения области рабочих температур является принципиальная невозможность получения инверсии заселённости основного и возбуждённого состояний при температурах около 300 К. Действительно, длинам волн около 100 мкм соответствует энергия кванта порядка 10 мэВ, что значительно меньше тепловой энергии кТ при температурах близких к комнатной. Как следствие, эффективный тепловой заброс носителей уничтожает инверсию заселённости основного и возбуждённого состояний и приводит к ограничению рабочей области очень низкими температурами, что значительно сужает возможную область практического применения подобных источников излучения. Для повышения рабочей области температур приходится отказаться от лазерной схемы, и следует искать другие пути для получения ТГц генерации при комнатной Т. Разумным представляется поиск систем с высокочастотной отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), которая может возбудить колебания в соответствующем резонаторе.

В объёмных полупроводниках с горячими электронами типа диодов Ганна полоса частот ограничена временами установления ОДП и диэлектрической релаксации. Первое время в большинстве полупроводников обычно находится в области пикосекунд. Максвелловское время релаксации при обычном уровне легирования $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ также составляет $\sim 10^{-12} \text{ с}$. Поэтому полоса частот работы приборов с горячими электронами не превышает 100-200 ГГц. В отличие от объёмных материалов, времена релаксации проводимости и объёмного заряда в сверхрешётках (СР) подходящей конфигурации и уровнем легирования $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ могут быть $\sim 10^{-13} \text{ с}$, т.е. соответствовать ТГц диапазону. Таким образом, сверхрешётки представляются перспективными для реализации ТГц генерации при температурах вблизи комнатной.

Для использования СР в этом диапазоне температур и частот нужно выполнить несколько существенных условий. Для получения коротких времен релаксации проводимости, которая в данном случае будет определяться туннелированием, нужны узкие барьеры. Чтобы исключить термический заброс электронов на вышележащие уровни размерного квантования и в свободную зону, нужны узкие квантовые ямы и достаточно большой разрыв зон. Т.е. необходимы короткопериодные СР.

В материалах с ОДП однородное распределение поля оказывается неустойчивым по отношению к росту малых флуктуаций заряда и/или поля. В результате распределение поля становится резко неоднородным – образец разбивается на области сильного и слабого поля, разделенные узким слоем объемного заряда. Образование доменов приводит фактически к уничтожению ОДП. В частности, в СР образование доменов препятствует усилению блоховских волн. С другой стороны, образцы с доменами обладают отрицательной динамической проводимостью (действительная часть импеданса $\text{Re}Z < 0$) в некотором диапазоне частот. В объемных материалах это было продемонстрировано как для рекомбинационного, так и для дрейфового механизма возникновения ОДП [102-104]. По аналогии можно ожидать что в СР с доменами, высокочастотная проводимость также может быть отрицательной. Таким образом, для реализации быстрой отрицательной динамической проводимости в СР с доменами нужно короткое максвелловское время, т.е. достаточно большой уровень легирования.

В данной главе приведены результаты исследования проводимости короткопериодных сверхрешеток InAs/AlSb и GaAs/AlAs с оптическим резонатором [105].

4.1.2. Образцы и методика эксперимента

Для исследований использовались следующие типы структур, выращенных с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии: СР InAs/AlSb с гетеропереходами II рода и GaAs/AlAs с гетеропереходами I рода. Сверхрешетки на основе InAs очень привлекательны и для исследования нелинейных явлений переноса [106]. К достоинствам этих структур относятся большой разрыв зон (до 1,35 эВ) и малая эффективная масса электронов в InAs ($0.023 m_0$). Исследовались два типа структур InAs/AlSb. В первом СР состояла из 60 периодов 4.5 нм InAs/3.5 нм AlSb, во втором - 85 периодов 4 нм InAs/2 нм AlSb. Оба вида СР располагались между сильно легированными верхним контактным слоем $n^+-\text{InAs}<\text{Si}>$ ($n = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и подложкой $n^+-\text{InAs}<\text{Si}>$ ($n = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Квантовые ямы InAs в СР были легированы Si в концентрации $(1-2) \cdot 10^{17}$ или же $(5-6) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Сверхрешётки GaAs/AlAs состояли из 100 периодов 4 nm

GaAs/2 nm AlAs между сильно легированными ($\sim 10^{19} \text{cm}^{-3}$) n^+ покрывающим слоем и подложкой n^+ -типа. Квантовые ямы GaAs легировались Si с концентрацией 10^{17}cm^{-3} .

С помощью сухого (ионного) травления и обычной фотолитографии изготовлены мезоструктуры. Для подвода напряжения разработана конструкция в виде полосковой линии, заканчивающейся контактной площадкой. Перед нанесением металла (золота) пластинка с вытравленными мезами покрывалась диэлектриком, так что подводящие электроды не имели контакта с подложкой. Рисунок металлических контактов создавался методами взрывной фотолитографии и вакуумного термического испарения. Металлические контакты к структуре имели форму кольца, образуя распределенный кольцевой резонатор на длину волны в свободном пространстве от 110 до 160 мкм. В таких резонаторах возможно возбуждение кольцевых мод, при которых электрическое поле волны направлено поперек слоев, а волна распространяется вдоль периметра кольца (так называемые моды шепчущей галереи). Фотографии структур с резонатором, полученные в оптическом и электронном микроскопах, приведена на рисунке 4.1. К образцу прикладывались импульсы прямоугольной и треугольной формы. Длительность импульсов варьировалась от 0.2 до 30 мкс. Временные зависимости для треугольного импульса напряжения и соответствующего ему тока для одного из образцов приведены на рисунке 4.2. Треугольные импульсы позволяли регистрировать вольт-амперные характеристики при прямом и обратном ходе напряжения. Измерения проводились при азотной и комнатной температурах.

4.1.3. Проводимость сверхрешёток InAs/AlSb и GaAs/AlAs в режиме нерезонансного туннелирования

На рисунке 4.3 приведена вольт-амперная характеристика, записанная при приложении к образцу CP InAs/AlSb прямоугольных импульсов напряжения. На вольт-амперной характеристике виден участок отрицательной дифференциальной проводимости. Разумеется, участок отрицательной дифференциальной проводимости не может быть измерен непосредственно из-за образования электрических доменов. Можно наблюдать лишь скачок тока и напряжения между участками с положительной дифференциальной проводимостью (показанный стрелкой на рисунке 4.3), связанный с конечной величиной сопротивления нагрузки. Наблюдаемая отрицательная дифференциальная проводимость возникает при минизонной проводимости по известному механизму Esaki–Tsu [52] из-за перекрытия основных состояний размерного квантования в соседних квантовых ямах (КЯ).

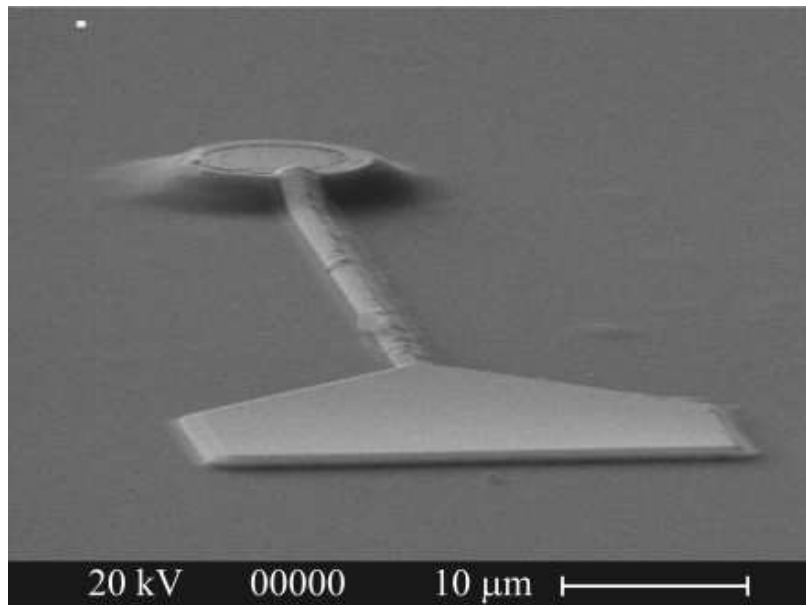
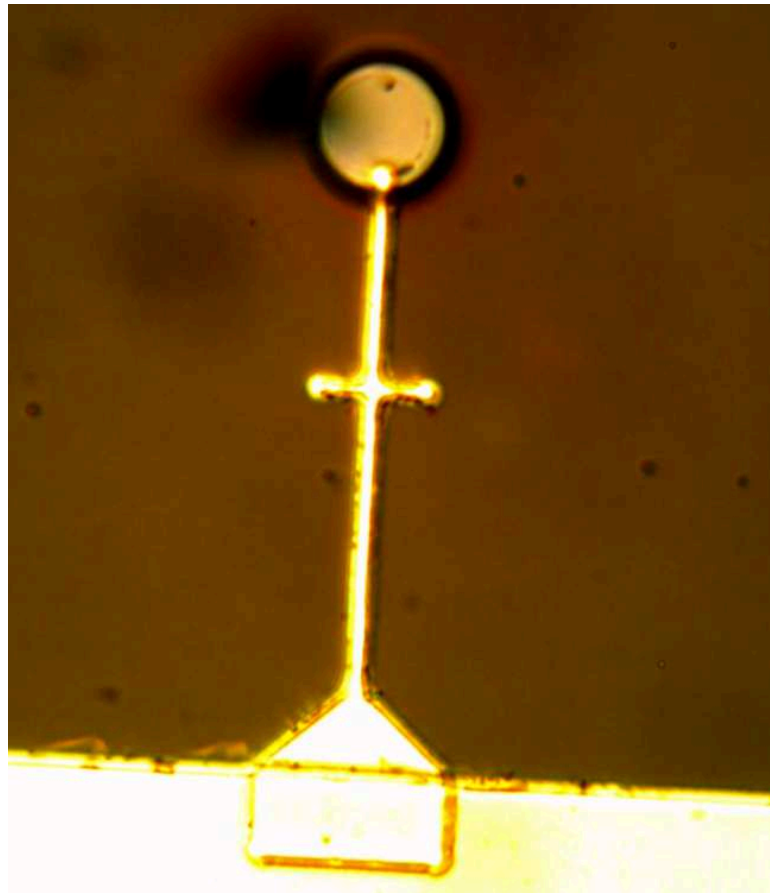


Рис. 4.1. Фотографии образцов с кольцевым резонатором в оптическом (верхняя) и электронном (нижняя) микроскопах.

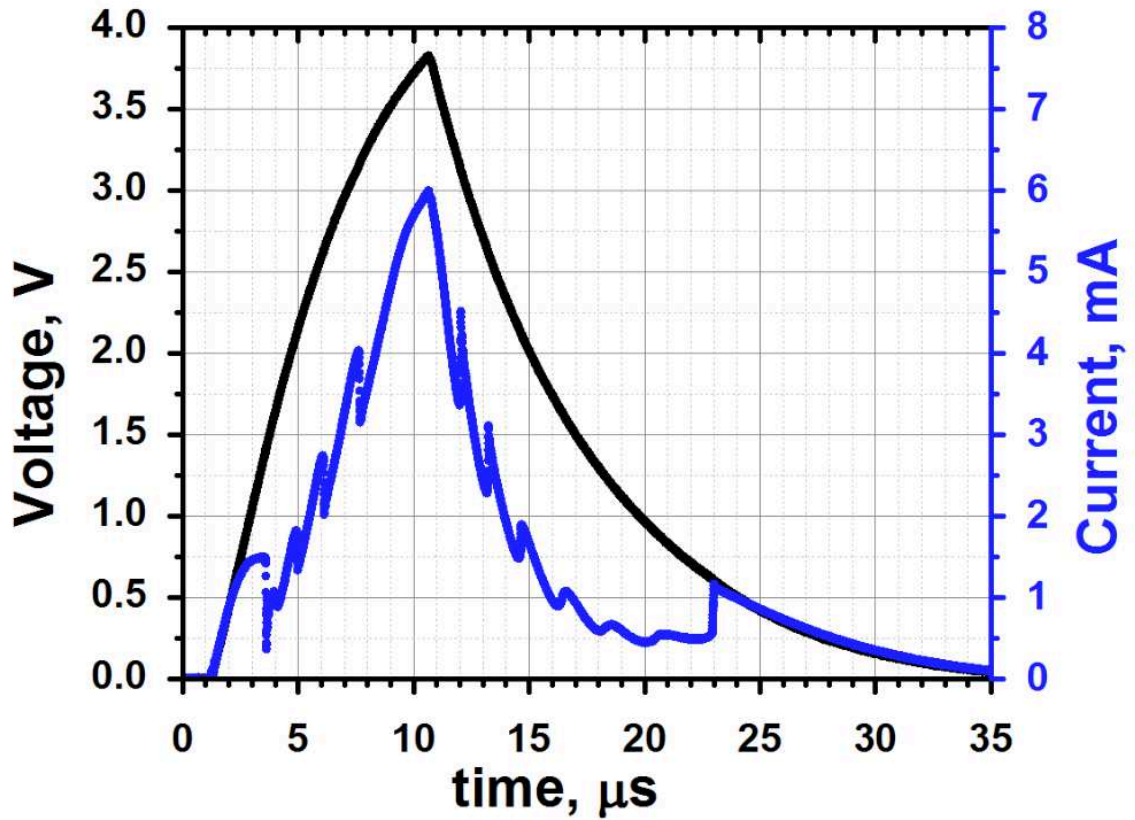


Рис. 4.2. Временные зависимости напряжения и тока. Треугольный импульс.

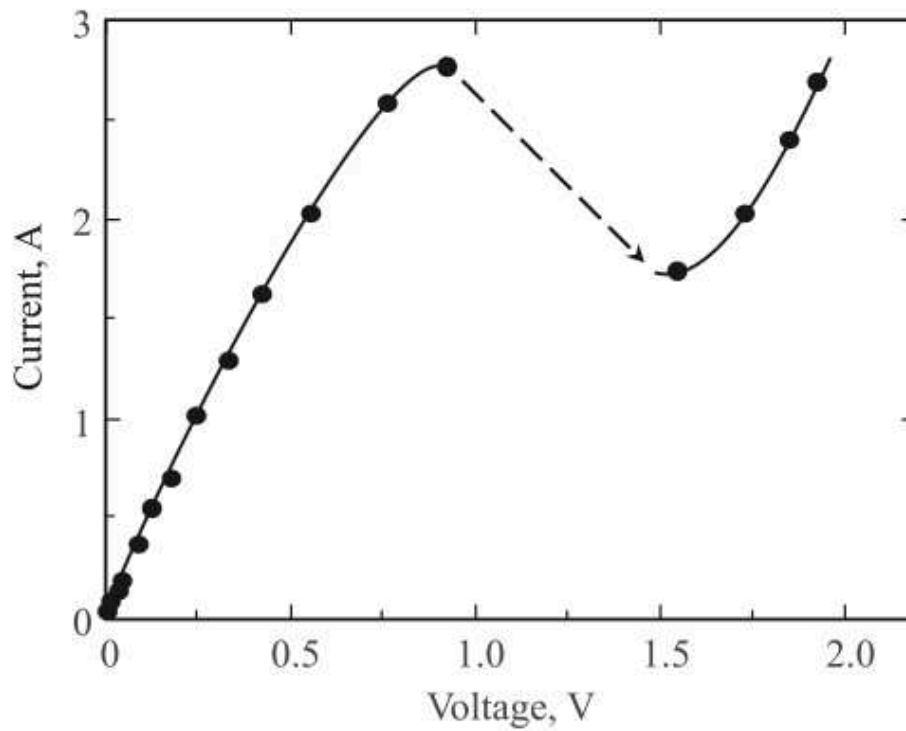


Рис. 4.3. Вольт-амперная характеристика сверхрешётки InAs/AlSb при температуре 77 К (прямоугольный импульс).

При малом сопротивлении нагрузки в том же интервале напряжений (см. начальный участок ВАХ при $U = 1.5$ В на рисунках 4.4 и 4.5) наблюдается насыщение тока. Это насыщение вызвано образованием статического домена, который образуется из-за флуктуационной неустойчивости однородного распределения электрического поля в образце с ОДП. На рисунке 4.4 приведена вольт-амперная характеристика сверхрешётки в двух полярностях. Видно, что насыщение тока наблюдается в обеих полярностях напряжения. Для использованных в этих экспериментах СР, состоящих из 60 периодов InAs/AlSb, оценка ширины минизоны дает ~ 26 мэВ. Конец участка насыщения тока (рисунок 4.5) соответствует $1.4\text{В}/60 = 23$ мВ на один период СР (60 — число периодов). Это значит, что при дальнейшем увеличении напряжения расстояние между уровнями размерного квантования становится больше, чем ширина минизоны. Минизонная проводимость должна прекратиться, а протекание тока будет определяться нерезонансным туннелированием, схема которого показана на рисунке 4.6. При этом ток должен монотонно расти с напряжением (см., например, [56; 57] и ссылки там). Однако в области напряжений 1.5–4.5 В на вольт-амперной характеристике обнаруживаются несколько практически эквидистантных максимумов (рисунок 4.5). Для данного образца расстояние между этими максимумами составляет ~ 8.3 мВ в расчете на один период СР.

Наблюдаемые на вольт-амперной характеристике максимумы не могут быть связанными с перекрытием основного состояния в КЯ с возбужденным состоянием в соседней КЯ, так как разность энергий между основным и первым возбужденным уровнем размерного квантования в нашем случае (узкая КЯ и малая эффективная масса электрона) больше, чем 0.4 эВ (рассчитанные волновые функции для двух первых уровней размерного квантования и схема энергетических уровней приведены на рисунке 4.7). Такое перекрытие может достигаться только при напряжении почти на порядок больше использованных в наших опытах. Эти максимумы нельзя объяснить и нерезонансным туннелированием с испусканием оптического фонона, так как его энергия в InAs составляет ~ 30 мэВ. Отметим, что в работе [56] наблюдались особенности на ВАХ СР GaAs/AlGaAs, которые авторы связывали с резонансным туннелированием через несколько периодов СР. В отличие от указанной работы, в наших сверхрешетках пришлось бы допустить, во-первых, возможность туннелирования через 10–13 периодов СР, а во-вторых, эти максимумы были бы не эквидистантными по напряжению [57].

Периодические максимумы на ВАХ мы связываем с влиянием резонатора за счет эффекта Пёрселла [107]. Этот эффект заключается в увеличении интенсивности спонтанного излучения в резонаторе по сравнению с интенсивностью спонтанного излучения в свободное пространство.

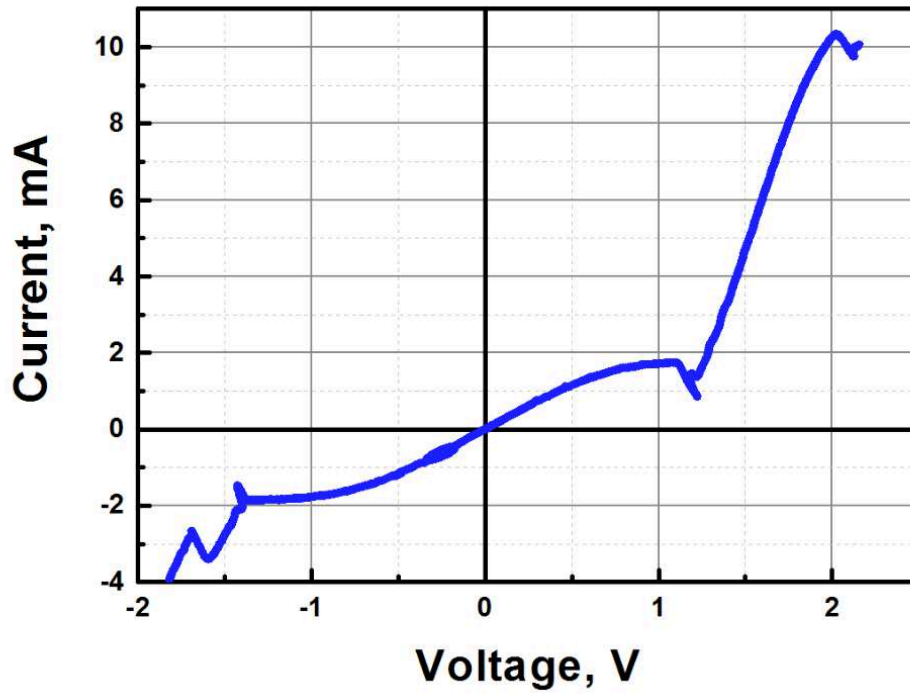


Рис. 4.4. Вольт-амперная характеристика сверхрешётки InAs/AlSb в двух полярностях напряжения при комнатной температуре (на треугольном импульсе напряжения).

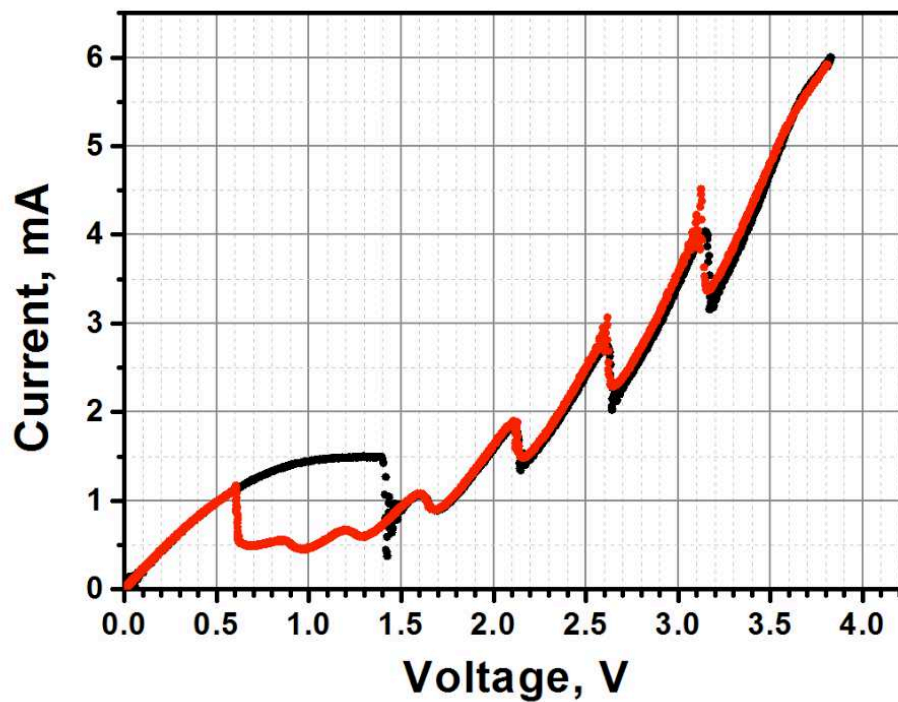


Рис. 4.5. Вольт-амперная характеристика сверхрешётки InAs/AlSb с кольцевым резонатором на прямом (чёрная кривая) и обратном (красная кривая) ходе напряжения. (треугольный импульс, комнатная температура).

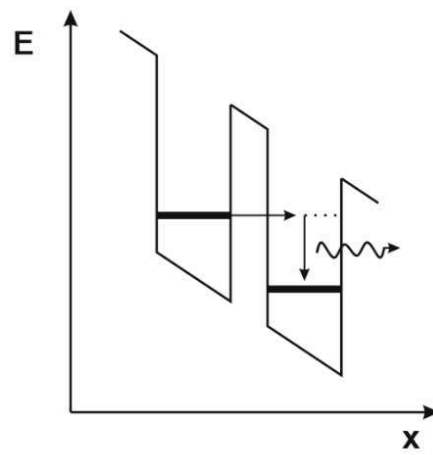


Рис. 4.6. Схема нерезонансного туннелирования с релаксацией энергии за счёт испускания фонона.

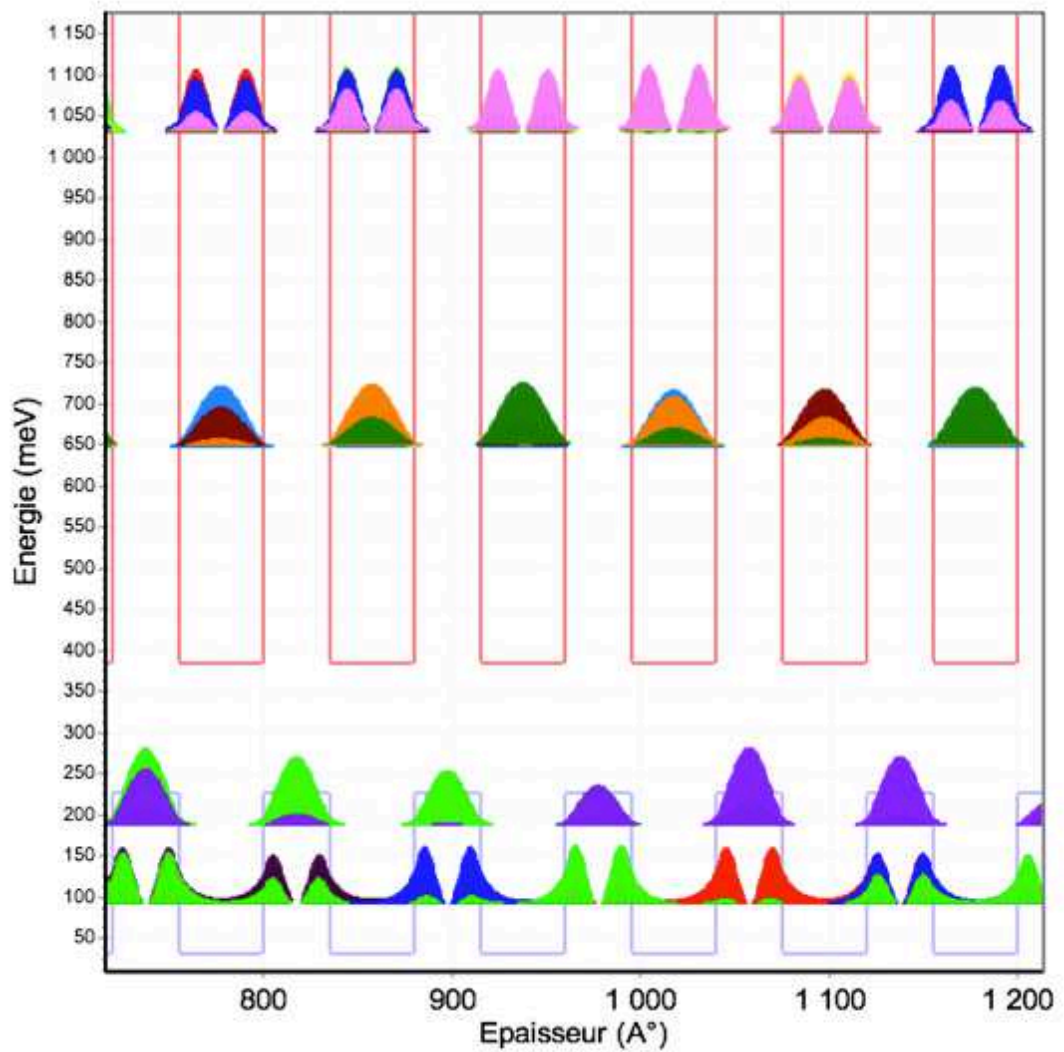


Рис. 4.7. Схема энергетических уровней и волновые функции для сверхрешётки 4.5 нм InAs / 3.5 нм AlSb.

Для вычисления интенсивности излучения в резонаторе надо интенсивность спонтанного излучения умножить на коэффициент Пёрселла:

$$F_p = (3/4\pi^2) (\lambda^3/V)Q, \quad (4.1)$$

где λ — длина волны в материале, Q — добротность резонатора, V — модовый объем.

Если положить добротность резонатора $Q = 100$, то в нашем случае $F_p \approx 10^3$. В кольцевых резонаторах добротность мод шепчущей галереи обычно на порядки больше и может достигать величин более $5 \cdot 10^5$ (см., например, работу [108]). Это значит, что энергия, отдаваемая электронами за счет излучения на резонансной частоте, может стать сравнимой с энергией, уносимой при испускании акустических фононов. За счет этого вблизи резонансных частот должен наблюдаться дополнительный рост тока. В кольцевом резонаторе резонансные частоты соответствуют целому числу волн на периметре кольца, а разность энергий кванта в соседних резонансах должна совпадать с энергией кванта основной моды. Действительно, для соседних резонансов, при которых на длине кольца укладывается n и $n+1$ длин волн, т.е.

$$\pi D = n\lambda_1 = (n+1)\lambda_2, \quad (4.2)$$

разность резонансных частот равна:

$$f_{n+1} - f_n = (c^*/\pi D)(n+1 - n) = c^*/\pi D = f_1, \quad (4.3)$$

где D — диаметр кольца, c^* — скорость света в материале.

Для образца, ВАХ которого приведены на рисунке 4.5, наружный диаметр кольца составлял 14 мкм, а наблюдаемая разность напряжений между максимумами с хорошей точностью коррелирует с энергией кванта с частотой нашего резонатора (~ 8 мэВ).

Аналогичные особенности наблюдались и в короткопериодных сверхрешётках GaAs/AlAs. Вольт-амперная характеристика сверхрешётки GaAs/AlAs с кольцевым резонатором представлена на рисунке 4.8. В отличие от сверхрешёток InAs/AlSb, в этих СР зависимость тока от напряжения оказалась гораздо более сложной. Во-первых, практически отсутствует участок, соответствующий режиму минизонной проводимости. Во-вторых, максимумы в токе в режиме нерезонансного туннелирования имеют более сложный вид, и как минимум, два различных

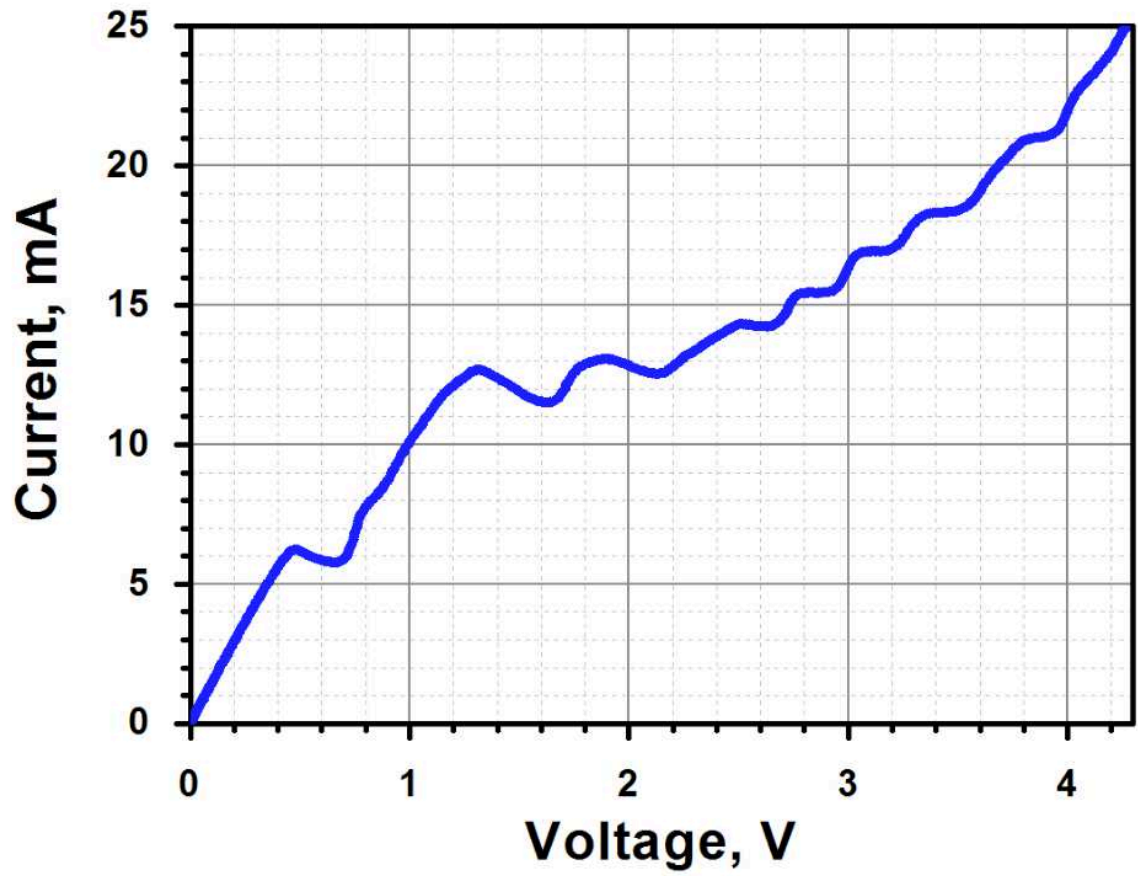


Рис. 4.8. Вольт-амперная характеристика сверхрешётки GaAs/AlAs с кольцевым резонатором (комнатная температура, треугольный импульс).

периода. Это связано с тем, что в сверхрешётках GaAs/AlAs барьеры значительно уже и практически на треть ниже, что приводит к значительному увеличению вероятности туннелирования, чем в предыдущих СР InAs/AlSb. Схема уровней размерного квантования и рассчитанных волновых функций для первых двух уровней в сверхрешётке 4 нм GaAs / 2 нм AlAs представлена на рисунке 4.9. Как и в случае InAs/AlSb, в данных образцах особенности тока вызваны эффектом Пёрселла. Большой период максимумов в токе хорошо согласуется с энергией кванта резонансной частоты кольцевого резонатора (около 8 мэВ). Максимумы с меньшим периодом мы связываем с нерезонансным туннелированием электрона через два последовательных барьера, чего не наблюдалось в сверхрешётках InAs/AlSb из-за меньшей прозрачности барьеров.

4.1.4. Проводимость сверхрешёток InAs/AlSb и GaAs/AlAs с электрическими доменами, влияние оптического резонатора

На рисунке 4.10 представлены вольт-амперные характеристики сверхрешётки 4 нм GaAs / 2 нм AlAs при комнатной и азотной температурах. Из рисунка видно, что форма этих характеристик с изменением температуры качественно не меняется. При некотором пороговом напряжении (720 мВ при азотной температуре и 920 мВ при комнатной) наблюдается ярко выраженное скачкообразное уменьшение тока. В некоторых случаях падение тока достигало 50%. При больших напряжениях в токовой цепи возникали незатухающие осцилляции заметной величины.

Ранее подобный вид вольт-амперной характеристики наблюдался, в частности, в диодах Ганна (в которых ОДП вызвана переходами разогретых полей носителей между тяжёлой и лёгкой долинами) и связывался с формированием в образце доменов [109]. В СР, как и в диодах Ганна, существует участок отрицательной дифференциальной проводимости, однако в данном случае он вызван уменьшением перекрытия уровней размерного квантования в соседних квантовых ямах с ростом приложенного напряжения. Неустойчивость однородного распределения поля в образцах с отрицательной дифференциальной проводимостью приводит к распаду однородного распределения на участки высокого и низкого поля, т.е. образуются движущиеся домены, что и приводит к скачкообразному уменьшению среднего тока. Помимо этого, отрицательное сопротивление образцов с движущимися доменами вызывает возникновение низкочастотных осцилляций в паразитных контурах токовой цепи, которые наблюдаются на опыте (рисунок 4.10). Осциллограммы этих осцилляций приведены на рисунках 4.11 а, б. Смещение скачков тока и последующих паразитных осцилляций к началу

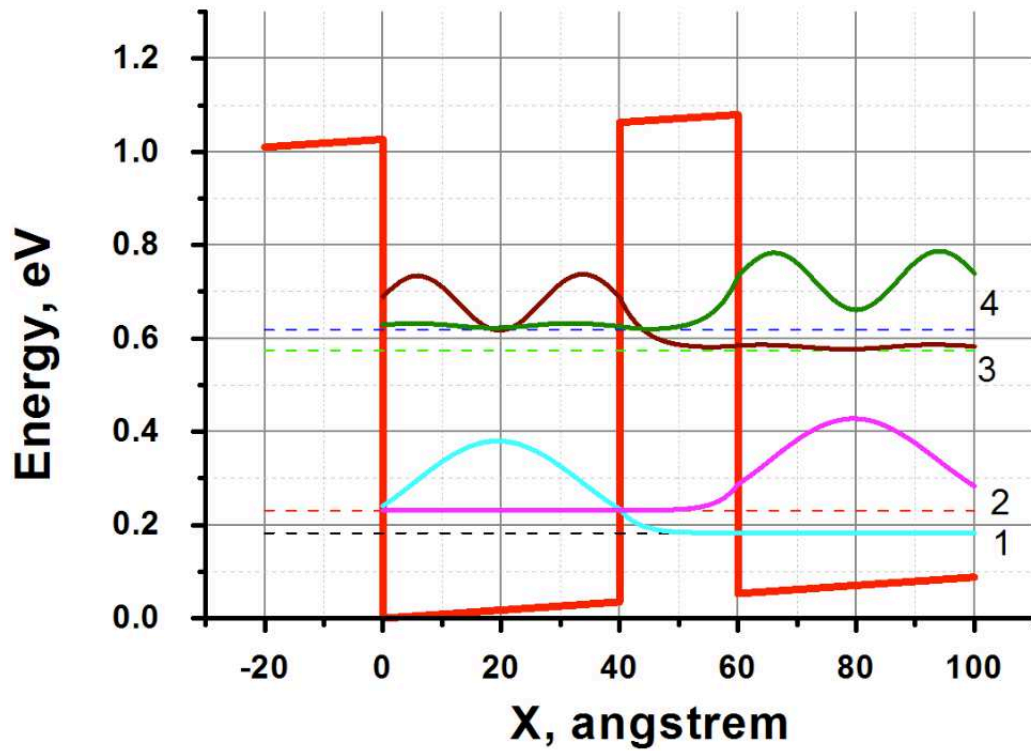


Рис. 4.9. Схема энергетических уровней и рассчитанные волновые функции для сверхрешётки 4 нм GaAs / 2 нм AlAs.

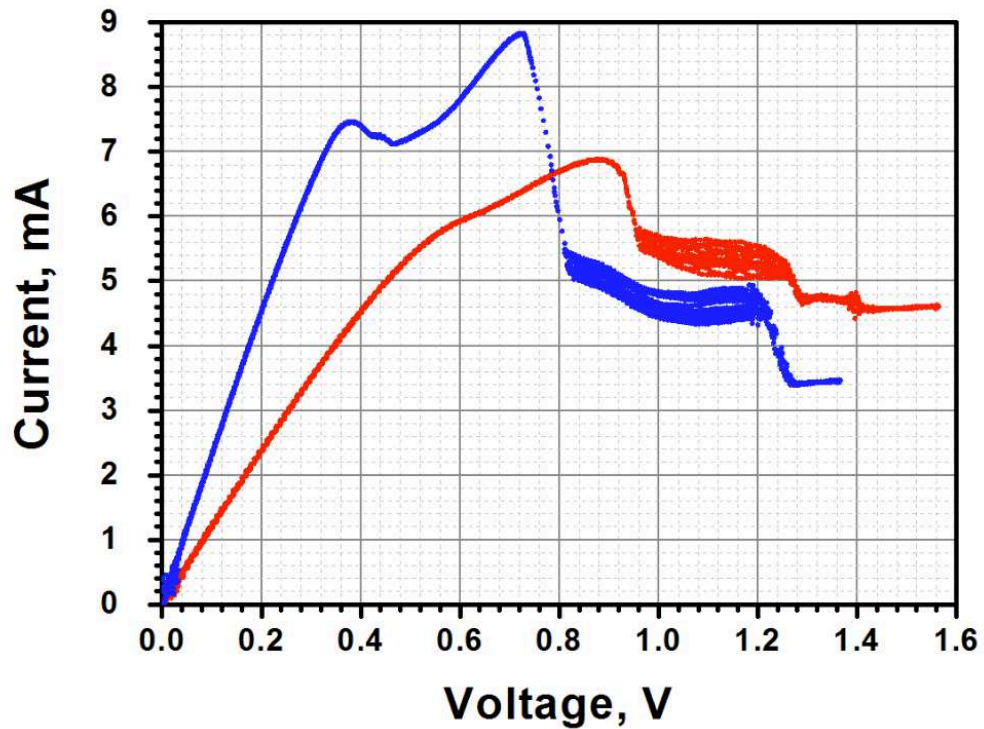


Рис. 4.10. Вольт-амперные характеристики сверхрешётки GaAs/AlAs при комнатной (красная кривая) и азотной (синяя кривая) температурах.

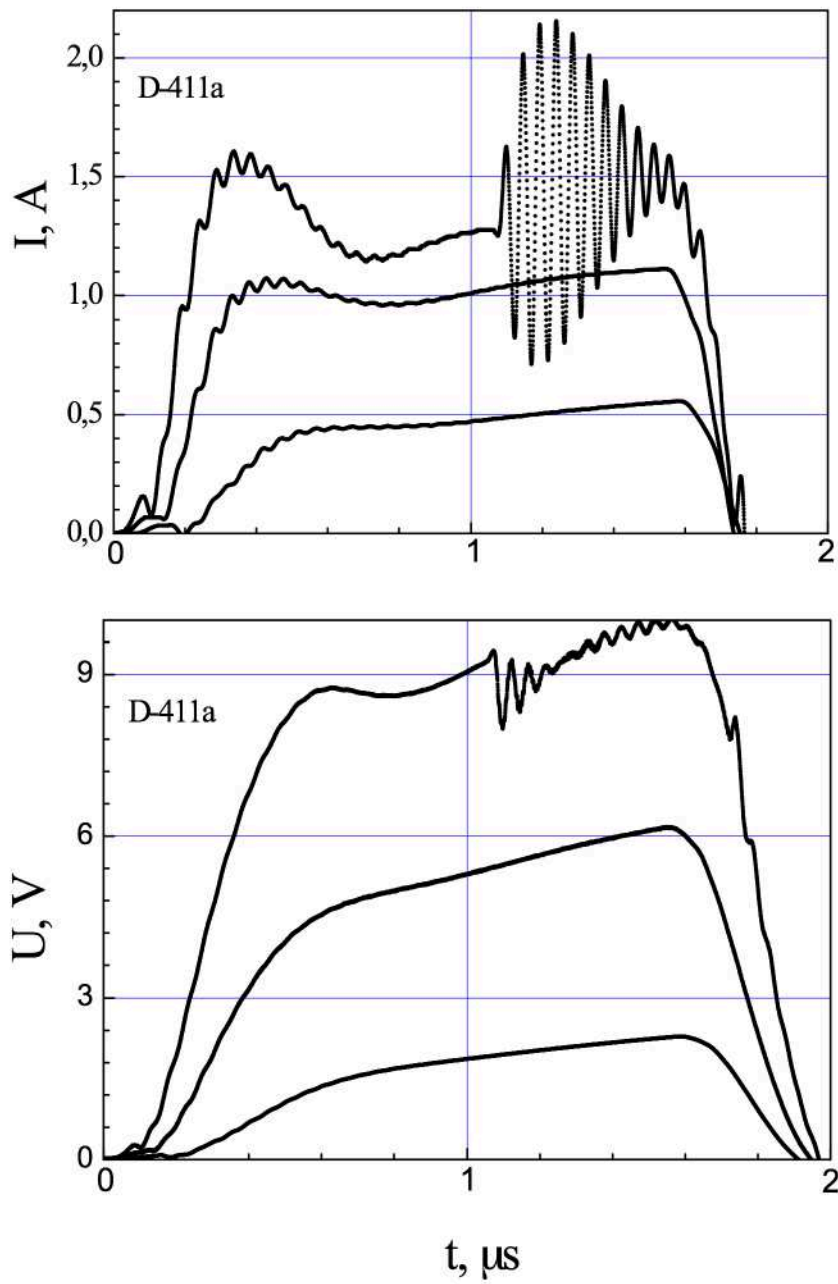


Рис. 4.11, а. Импульсы тока и напряжения при комнатной температуре.

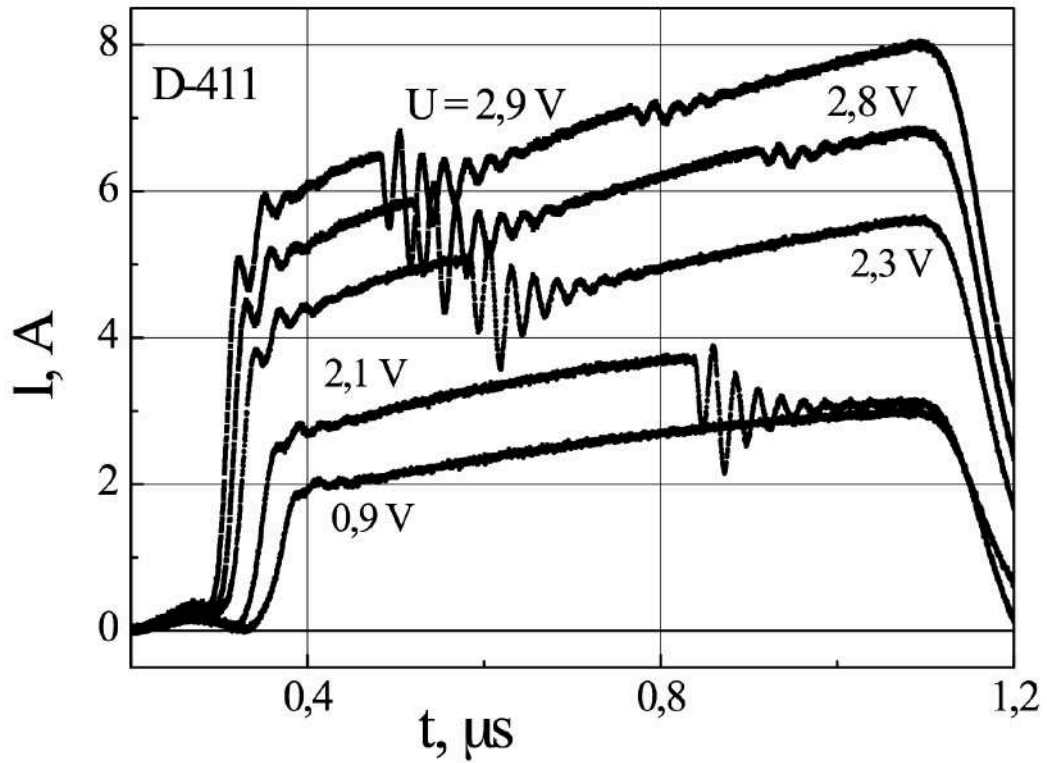


Рис. 4.11, б. Импульсы тока при различных приложенных напряжениях. Смещение скачков тока и последующих осцилляций к началу импульса вызвано ростом напряжения в полке импульса от времени. Скачки тока и осцилляции возникают при одном и том же значении мгновенного напряжения.

импульса (рисунок 4.11 b) связано с ростом напряжения в импульсе со временем; эти особенности возникают при одном и том же мгновенном значении напряжения.

В некоторых образцах зарегистрировано возбуждение СВЧ генерации с частотами 30-40 ГГц, которая связывается с периодическим движением доменов. Скорость движения доменов, оцененная по этим частотам, составляет $(1,5-2) \cdot 10^6$ см/с.

Уменьшение порогового напряжения формирования доменов с уменьшением температуры связано с ослаблением фононного рассеяния. Отметим, что в классическом эффекте Ганна уменьшение порогового поля при охлаждении от комнатной температуры связано с уменьшением рассеяния на фононах и, соответственно, с ростом подвижности носителей. В СР при проводимости по основной минизоне релаксация энергии также происходит за счет фононного рассеяния, которое ослабляется при охлаждении. Качественно форма вольтамперной характеристики определяется выражением [62]:

$$j = \sigma_0 F / [1 + (\Omega \tau)^2], \quad (4.4)$$

где σ_0 – проводимость в слабом поле, $\Omega = eFd/\hbar$ – частота Ванье-Штарка, τ -- время рассеяния. Найденное отсюда пороговое поле (максимум ВАХ):

$$F_c = \hbar / \tau e d. \quad (4.5)$$

При понижении температуры τ растет и, соответственно, F_c уменьшается.

При напряжениях выше пороговых, на вольт-амперной характеристике возникает серия максимумов (рисунок 4.12). В отличие от максимумов, наблюдавшихся в структурах InAs/AlSb в режиме нерезонансного туннелирования, в СР GaAs/AlAs в условиях резонансного туннелирования, никакой периодичности по напряжению в расположении этих особенностей не наблюдается, а разность напряжений (в расчёте на один период СР) не удаётся связать с резонансными частотами кольцевого резонатора. В данном случае, их возникновение связывается с возбуждением кольцевого резонатора за счет динамической отрицательной проводимости СР с движущимися доменами и с изменением характеристик самих доменов (размеров, поля в домене) с ростом приложенного напряжения.

Подтверждением данного предположения может служить проведённый эксперимент, описанный ниже. На резонатор наносилась капля токопроводящей пасты (двухкомпонентная

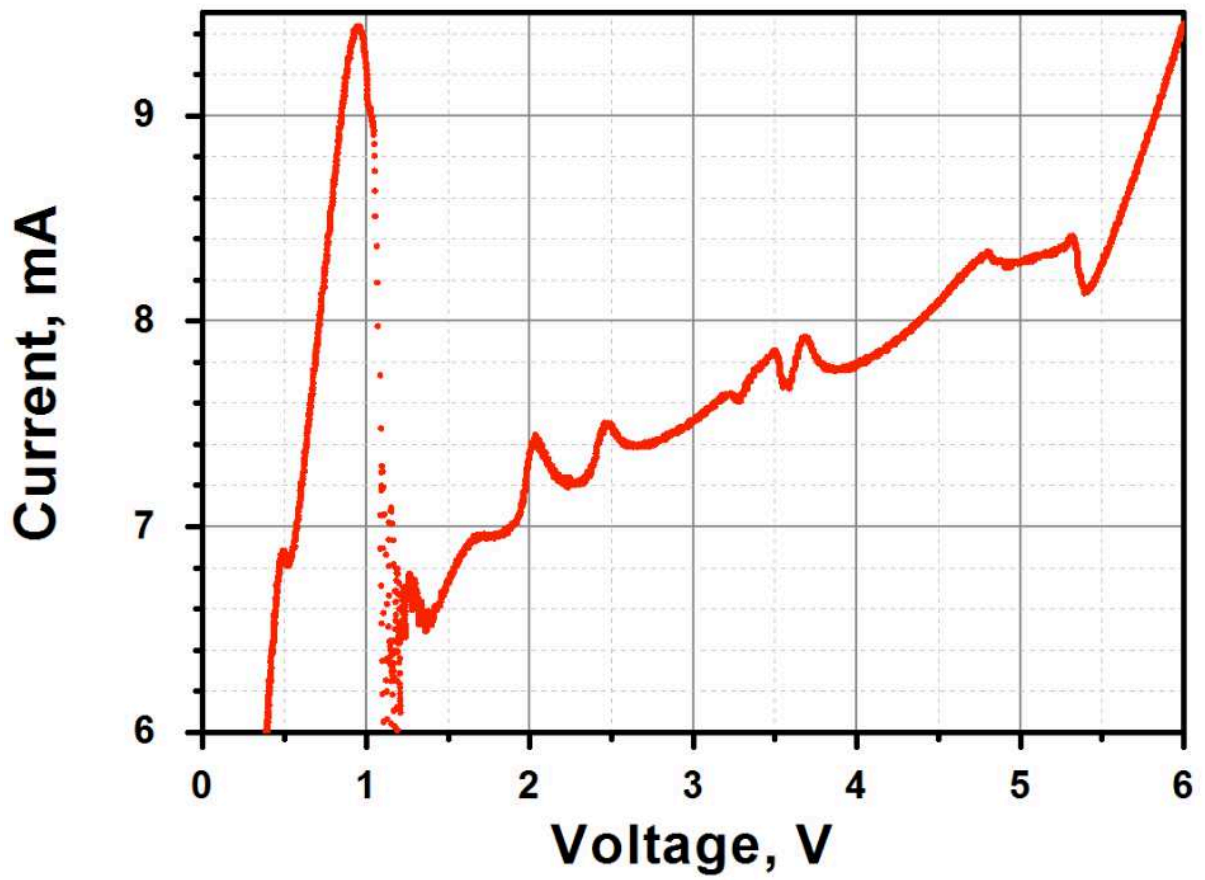


Рис. 4.12. Вольт-амперная характеристика сверхрешётки GaAs/AlAs (комнатная температура, треугольный импульс).

эпоксидная смола с высокой концентрацией серебряного порошка), перекрывавшая всю его площадь. Вольт-амперные характеристики образца без капли и с нанесённой на резонатор проводящей каплей показаны на рисунке 4.13. Ток через изменённый таким образом образец увеличился, что естественно, так как увеличилась площадь контакта. Действительно, рост тока оказался пропорциональным площади контакта. Кроме того, нанесение капли привело к изменению порогового поля формирования домена, чего быть не должно. Действительно, пороговое поле (при прочих фиксированных параметрах) определяется только расстоянием между контактами, а это расстояние не менялось. Влияние резонатора на пороговое напряжение формирования доменов связывается с существованием переменного поля достаточно большой амплитуды, которое сдвигает рабочую точку на участке с сильной нелинейностью вольт-амперной характеристики. Аналогичный эффект (влияние переменного поля в резонаторе на форму вольт-амперной характеристики) также наблюдался в GaAs при классическом эффекте Ганна [110]). Таким образом, полученный результат является свидетельством возбуждения оптического ТГц резонатора за счёт отрицательной проводимости СР с электрическими доменами.

Аналогичные нерегулярные особенности наблюдаются и в резонаторных образцах СР InAs/AlSb. На рисунке 4.14 приведена вольтамперная характеристика СР, содержащей 85 периодов 4 нм InAs/2 нм AlSb, измеренная при комнатной температуре. И здесь также в области минизонной проводимости появляются максимумы в токе. Помимо этого, наличие участка отрицательного сопротивления вызывает возникновение низкочастотных осцилляций в паразитных контурах токовой цепи. Отметим, что в этой структуре все характерные напряжения смещены к большим напряжениям по сравнению с СР, содержащей 60 периодов 4,5 нм InAs/3,5 нм AlSb. Это связано с тем, что при более узких барьерах взаимодействие КЯ выражено сильнее, что приводит к уширению минизоны.

4.1.5. Выводы к разделу 4.1

1. В СР InAs/AlSb обнаружено возникновение отрицательной дифференциальной проводимости при комнатной температуре. Обнаруженная ОДП возникла по механизму Есаки-Тсу в режиме минизонной проводимости при перекрытии размерно-квантованных состояний в периодической системе квантовых ям.
2. В режиме нерезонансного туннелирования обнаружено возникновение эквидистантных максимумов на вольт-амперной характеристике этих сверхрешеток, которые связываются с

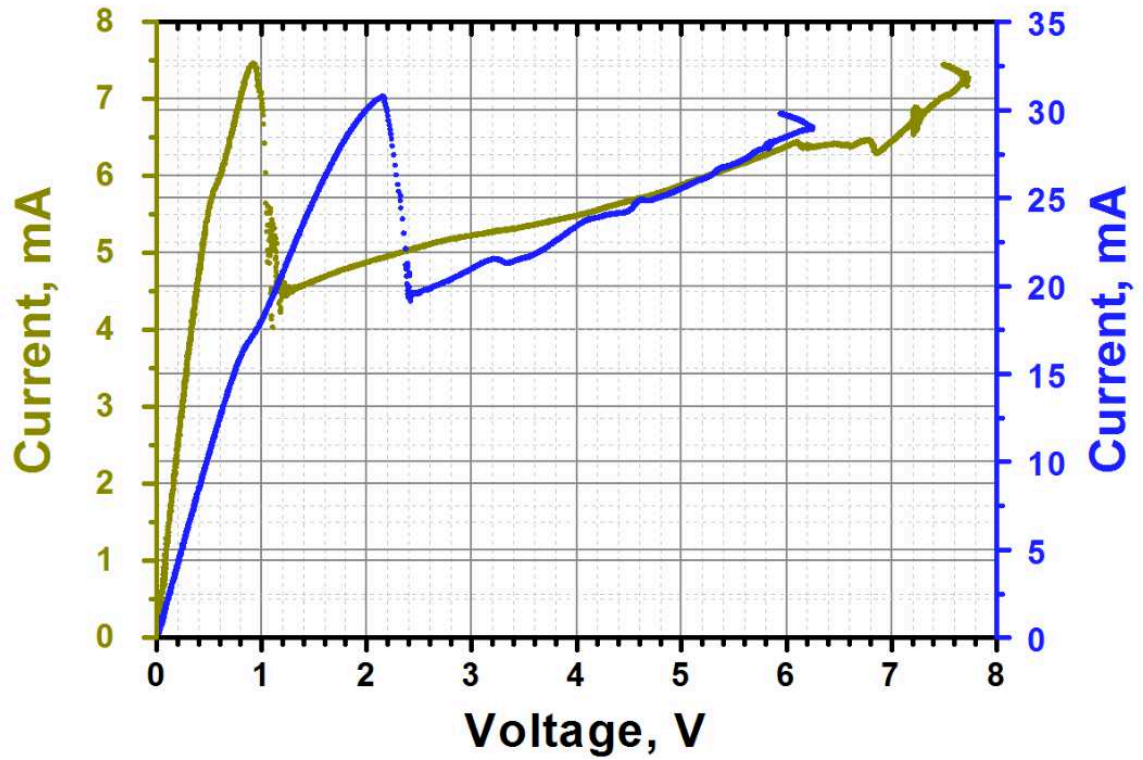


Рис. 4.13. Вольт-амперные характеристики сверхрешётки GaAs/AlAs: жёлтая кривая - кольцевой резонатор, синяя кривая - на резонатор нанесена токопроводящая капля.

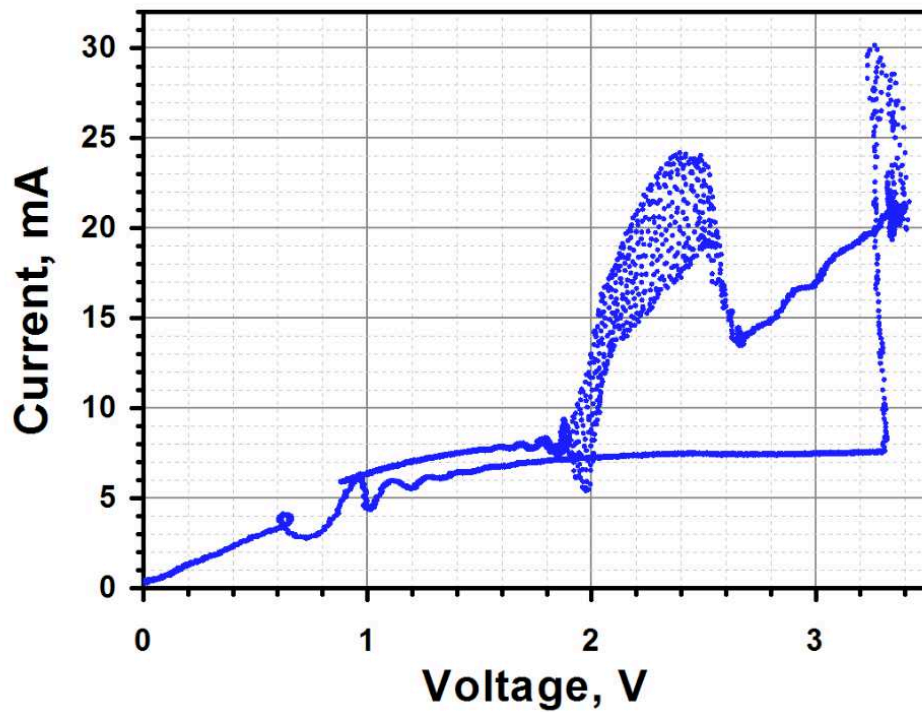


Рис. 4.14. Вольт-амперная характеристика сверхрешётки InAs/AlSb (85 периодов 4 нм / 2 нм) с кольцевым резонатором.

влиянием резонатора за счёт эффекта Пёрселла - увеличением интенсивности спонтанного излучения на резонансной частоте и подавлением его вдали от резонанса.

3. В CP GaAs/AlAs обнаружено влияние ТГц оптического резонатора на транспорт в режиме резонансного туннелирования, которое связывается с возбуждением ТГц резонатора за счёт отрицательной динамической проводимости CP с доменами.

4.2. ТГц излучение ККЛ с волноводом на поверхностных плазмонах

4.2.1. Мотивировка

Как было сказано в первой главе, квантовые каскадные лазеры (ККЛ) терагерцового диапазона представляются крайне перспективными в качестве лабораторных источников ТГц излучения за счёт следующих характеристик: возможный диапазон генерации покрывает интервал от 1.2 до 5 ТГц; они имеют достаточно большую выходную мощность (больше 1 мВ); компактный размер, линейную поляризацию, узкие спектральные линии излучения и возможность фазовой синхронизации. Квантовый каскадный лазер с резонатором на двойном металлическом волноводе был успешно продемонстрирован в лабораторных условиях [111-113]. Для использования ККЛ в качестве гетеродина в паре с малогабаритным смесителем (например, с болометром на горячих электронах - НЕВ) необходимо уменьшать его апертуру, что приводит к увеличению расходимости пучка. Поэтому, несмотря на достаточно большую выходную мощность, полученная экспериментально «эффективная» выходная мощность всё ещё слишком мала из-за расходимости и интерференции пучка.

В работе [114] было предсказано, что использование лазерной структуры с длиной резонатора много большей и апертурой много меньшей длины волны («проволочный» лазер) позволяет значительно уменьшить расходимость выходного пучка. Было показано, что угол расходимости такого лазера пропорционален квадратному корню из отношения длины волны λ к длине резонатора L , $\Theta = (2\lambda/L)^{1/2}$, и поэтому нет принципиального ограничения для уменьшения расходимости – достаточно просто увеличивать длину резонатора L .

Исследование интерференционной картины позволяет анализировать расходимость пучка, а также судить о структуре излучения внутри лазера и делать выводы о возможной оптимизации конструкции лазерной структуры. Интерференционные кольца наблюдались экспериментально в работе [115], в которой исследовалось излучение ККЛ с резонатором в виде двойного металлического волновода, в работе [113] для волновода на поверхностных плазмонах.

Квантово-каскадные лазеры с волноводами на поверхностных плазмонах демонстрировали более плотные интерференционные картины по сравнению с двойными металлическими волноводами.

В данном параграфе изложены результаты нашей работы [116], в которой измерялась интерференционная картина излучения ККЛ с волноводом на поверхностных плазмонах с DFB-структурой (система с распределённой обратной связью) в дальней зоне с большим угловым разрешением.

4.2.2. Образцы и методика эксперимента

Квантовый каскадный лазер, используемый в этих экспериментах (описан в работе [117]), имеет активную зону с оптическими переходами между уровнем в квантовой яме и сплошным спектром (bound-to-continuum) и волновод на поверхностных плазмонах. Активная область общей толщиной 11,64 мкм содержит 90 периодов сверхрешётки GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Активный слой был выращен на сильно легированной подложке GaAs n-типа толщиной 230 мкм (нижний контакт) и покрыт сверху металлом (верхний контакт). В отличие от двойного металлического волновода, в этом квантовом каскадном лазере излучение (в нашем случае с частотой 2.8 ТГц) не сосредоточено только в активной области, а проникает в подложку примерно на 100 мкм. На рисунке 4.15 представлено схематическое изображение исследуемого квантово-каскадного лазера. Исследовался ККЛ с шириной «выступа» лазерного резонатора (см. рисунок 4.15) 217 мкм, сколотый с обоих концов таким образом, что был образован резонатор Фабри-Перо длиной 1500 мкм.

Спектр излучения был измерен фурье-спектрометром с разрешением примерно в 1 ГГц. Он состоял из единственной моды излучения с частотой 2.835 ТГц при различных токах. Максимальная выходная мощность при температуре примерно 20 К, напряжении 6 В и токе 900 мА составляла 1.5 мВ.

Для измерения диаграммы направленности была создана новая установка на основе пиродетектора, работающего при комнатной температуре, и двух шаговых двигателей, позволяющих сканировать излучение квантово-каскадного лазера в вертикальном и горизонтальном направлениях. Излучение измерялось пиродетектором 2 мм диаметра, находящегося на расстоянии 80 мм от исследуемого ККЛ. Таким образом, угловое разрешение установки достигало 1.5 градуса.

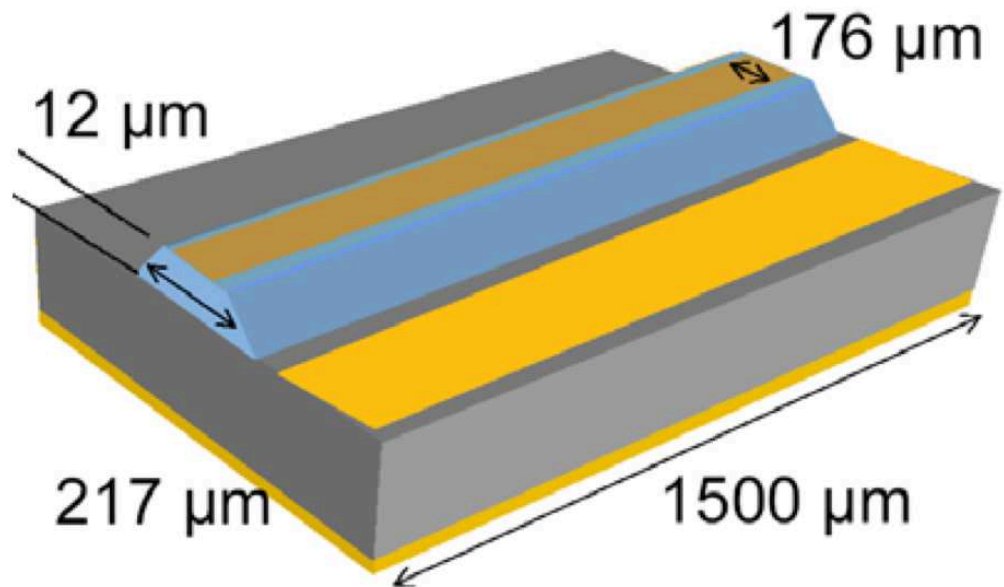


Рис. 4.15. Схематическое изображение квантово-каскадного лазера с волноводом на поверхностных плазмонах.

4.2.3. Диаграмма направленности излучения в дальней зоне

На рисунке 4.16 показана измеренная диаграмма направленности в дальней зоне для квантово-каскадного лазера с волноводом на поверхностных плазмонах шириной 217 мкм. Видно, что она содержит два типа интерференционных колец. В кольцах первого типа (верхняя часть рисунка 4.16) расстояние между максимумами уменьшается с увеличением угла наблюдения. Измерения показали, что данный тип колец аналогичен интерференционным кольцам ККЛ с двойным металлическим волноводом [115], возникающим в результате того, что источник излучения имеет продольные размеры много большие чем длина излучаемой волны. Данные кольца возникают из-за интерференции излучения, выходящего как из торцов лазерного резонатора, так и, вообще говоря, из его боковых поверхностей, и имеющего различные фазы. Интерференционные кольца расположены в положительной части пространства (противоположном подложке квантово-каскадного лазера) – верхняя часть рисунка 4.16. Однако, в отличие от работы [115], в данном случае расстояние между кольцами значительно меньше предсказанного в теоретической модели.

Расстояние между интерференционными кольцами второго типа (на рисунке 4.16 в отрицательной части пространства), со стороны подложки заметно меньше. Хорошо видно, что оно практически не изменяется с увеличением угла. Второй тип колец связывается с излучением, проникающим в подложку.

Как следует из наблюдающейся интерференционной картины, лазерная структура состоит из двух резонаторов: активного (собственно, лазера – верхняя часть структуры на рисунке 4.15) и пассивного, образованного металлическим контактном слоем и подложкой, в которую проникает значительная часть мощности. Полученный результат свидетельствует в пользу теоретических выводов [114] о том, что в «проволочном» лазере (когда длина волны много меньше длины лазера, но много больше выходного диаметра) расходимость пучка может быть достаточно малой.

4.2.4. Выводы к разделу 4.2

В результате проведённых экспериментов была измерена интерференционная картина излучения в дальнем поле ККЛ с активной зоной типа «bound-to-continuum» и волноводом на поверхностных плазмонах с угловым разрешением в 1.5 градуса. Интерференционная картина показала, что в «проволочном» лазере расходимость пучка может быть достаточно малой.

Интерференционная картина позволяет также судить о реальной структуре лазерного резонатора. В данном случае лазер состоит из двух резонаторов: активного (собственно, лазера) и пассивного, образованного металлическим контактными слоем и подложкой.

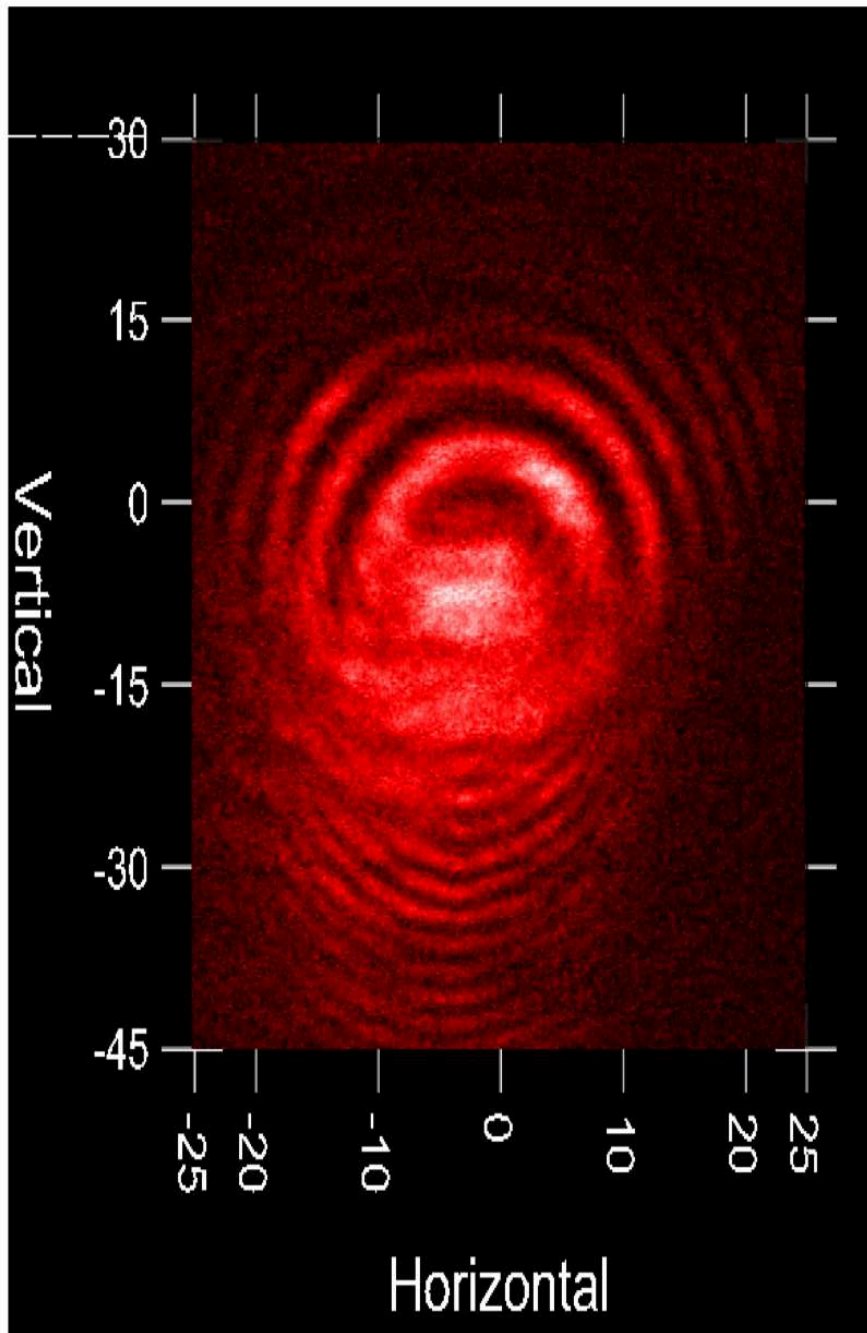


Рис. 4.16. Диаграмма направленности излучения квантово-каскадного лазера с волноводом на поверхностных плазмонах.

Заключение

В результате проведённых исследований:

1. Продемонстрировано, что изучение кинетики тока одноосно деформированного p-Ge даёт возможность прямого определения характерных времён рекомбинации и ионизации носителей полем.
2. Экспериментально определены полевые зависимости характерного времени ударной ионизации мелкой примеси (Ga) в p-Ge для образцов с компенсациями 10, 35 и 95%. Показано, что вид зависимости характерного времени развития пробоя примеси от электрического поля не зависит от степени компенсации в широком диапазоне компенсаций.
3. Экспериментально определены зависимости характерного времени рекомбинации свободных дырок на ионизованные примесные центры (Ga) от электрического поля для различных давлений и степени компенсации. Обнаружено, что эти зависимости резко немонотонны. Показано, что появление максимумов на этих зависимостях вызвано влиянием на захват ударной ионизации примесей в предпробойных полях. Насыщение времени рекомбинации при полях выше пробойных связывается с релаксацией токового шнура.
4. Обнаружено, что в сильно компенсированных образцах вид полевой зависимости времени рекомбинации отражает изменения в механизмах разогрева свободных носителей, что позволяет, в частности, определить поле перехода от диффузионного разогрева к баллистическому.
5. Обнаружено, что в сильно компенсированных образцах существенную роль в ионизации мелких примесей играет эффект Френкеля-Пула как в статическом режиме, так и в кинетике.
6. Исследовано влияние инжекции из контактов на возбуждение стимулированного ТГц излучения в структурах Si/SiGe/Si с одиночной квантовой ямой p-SiGe. Обнаружены следующие явления, обусловленные инжекцией: возникновение затухающих осцилляций, появление отрицательного тока в начале импульса напряжения, задержка возбуждения ТГц излучения во времени, зависящая от величины приложенного напряжения, а также срыв генерации при увеличении длительности фронта импульса. Эти явления связываются с нестационарной инжекцией электронов в подложке n-Si и возбуждением волн пространственного заряда.
7. С помощью зондовых измерений обнаружено возникновение пакета инжектированных носителей, который движется от катода к аноду со скоростью дрейфа электронов.
8. Предложена модель возникновения инверсии заселенности резонансного состояния акцептора в слое SiGe, которая состоит из двух этапов: увеличения концентрации электронов в

подложке за счет нестационарной инжекции из контакта и компенсации ими изначально некомпенсированных акцепторов в p-SiGe. В результате, возникновение инверсии в слое SiGe оказывается аналогичным возникающей в высокоомном p-Ge в результате ударной ионизации акцепторов электрическим полем.

9. В CP InAs/AlSb обнаружено возникновение отрицательной дифференциальной проводимости при комнатной температуре. Обнаруженная ОДП возникла по механизму Есаки-Тсу в режиме минизонной проводимости при перекрытии размерно-квантованных состояний в периодической системе квантовых ям.

10. В режиме нерезонансного туннелирования обнаружено возникновение эквидистантных максимумов на вольт-амперной характеристике этих сверхрешеток, которые связываются с влиянием резонатора за счёт эффекта Пёрселла - увеличением интенсивности спонтанного излучения на резонансной частоте и подавлением его вдали от резонанса.

11. В CP GaAs/AlAs обнаружено влияние ТГц оптического резонатора на транспорт в режиме резонансного туннелирования, которое связывается с возбуждением ТГц резонатора за счёт отрицательной динамической проводимости CP с доменами.

12. Была измерена интерференционная картина излучения в дальнем поле ККЛ с активной зоной типа «bound-to-continuum» и волноводом на поверхностных плазмонах с угловым разрешением в 1.5 градуса. Интерференционная картина показала, что в «проволочном» лазере расходимость пучка может быть достаточно малой.

13. Интерференционная картина позволила также судить о реальной структуре лазерного резонатора. В данном случае лазер состоит из двух резонаторов: активного (собственно, лазера) и пассивного, образованного металлическим контактными слоем и подложкой.

Публикации автора по теме диссертации

- A1.** Алтухов И.В. Влияние ТГц резонатора на туннельную проводимость короткопериодных сверхрешеток / Алтухов И.В., Каган М.С., Папроцкий С.К., Буравлев А.Д., Васильев А.П., Ильинская Н.Д., Усикова А.А., Устинов В.М. // XII Российская конференция по физике полупроводников «Полупроводники-2015», Звенигород Московской области, 21-25 сентября 2015 г., тезисы.
- A2.** Kagan M.S. THz Cavity Effect on Transport in Short-Period Superlattices / Kagan M.S., Altukhov I.V., Paprotskiy S.K., Baranov A.N., Teissier R., Il'inskaya N.D., Usikova A.A., Zadiranov Yu.M., Buravlev A.D., Vasil'iev A.P., Ustinov V.M. // Proc. 4th Russia-Japan-USA Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies (RJUS TeraTech-2015), Chernogolovka, Russia, 2015, p.78.
- A3.** Папроцкий С.К. Нерезонансное туннелирование в сверхрешётках InAs/AlSb с оптическим резонатором / Папроцкий С.К., Алтухов И.В., Каган М.С. // Нелинейный мир, 2015, № 2, с. 38-40.
- A4.** Kagan M.S. Short-Period GaAs/AlAs Superlattices in THz optical cavities / Kagan M.S., Altukhov I.V., Paprotskiy S.K., Il'inskaya N.D., Usikova A.A., Zadiranov Yu.M., Vasil'iev A.P., Buravlev A.D. and Ustinov V.M. // Proc. 23rd Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology, St. Petersburg, Russia, 2015.
- A5.** Kagan M.S. Nonresonant Tunneling in Short-Period Superlattices with optical cavities / Kagan M.S., Altukhov I.V., Paprotskiy S.K., Baranov A.N., Teissier R., Il'inskaya N.D., Usikova A.A., Buravlev A.D., Ustinov V.M. // Lithuanian Journal of Physics, 2014, Vol. 54, No. 1, pp. 50–53.
- A6.** Kagan M.S. Optical Cavity Effect on Transport in Superlattices / Kagan M.S., Altukhov I.V., Paprotskiy S.K., Baranov A.N., Teissier R., Il'inskaya N.D., Usikova A.A., Buravlev A.D., Ustinov V.M., Ray S.K. // Optics InfoBase, OSA's Digital Library, 2014.
- A7.** Каган М.С. Проявление эффекта Пёрселла в проводимости короткопериодных сверхрешеток InAs/AlSb / Каган М.С., Алтухов И.В., Баранов А.Н., Ильинская Н.Д., Папроцкий С.К., Тесье Р., Усикова А.А. // Труды 17 Симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Н.Новгород, 2013, с. 456.
- A8.** Каган М.С. Проявление эффекта Пёрселла в проводимости короткопериодных сверхрешеток InAs/AlSb / Каган М.С., Алтухов И.В., Баранов А.Н., Ильинская Н.Д., Папроцкий С.К., Тесье Р., Усикова А.А. // ФТП, 2013, т. 47, вып. 11, стр. 1489-1492

- A9.** Altukhov I.V. Purcell Effect in Nonresonant Tunneling in Short-Period Superlattices / Altukhov I.V., Baranov A.N., Il'inskaya N.D., Khazanova S.V., Paprotskiy S.K., Teissier R. and Usikova A.A. // Proc. 21 International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", St.Petersburg, 2013, P. 133.
- A10.** Altukhov I.V. Purcell effect apparent in vertical transport in short-period superlattices / Altukhov I.V., Baranov A.N., Il'inskaya N.D., Kagan M.S., Khazanova S.V., Paprotskiy S.K., Teissier R., Usikova A.A. // 37th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2012.
- A11.** Каган М.С. Проводимость по состояниям Ванье-Штарка в сверхрешетках InAs/AlSb / Каган М.С., Алтухов И.В., Баранов А.Н., Ильинская Н.Д., Папроцкий С.К., Синис В.П., Тесье Р., Усикова А.А. // Материалы XVI Международного симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», Н. Новгород, 2012.
- A12.** Kagan M.S. Negative Differential Conductivity in InAs/AlSb Superlattices / Kagan M.S., Altukhov I.V., Baranov A.N., Il'inskaya N.D., Paprotskiy S.K., Sinis V.P., Teissier R. and Usikova A.A. // Acta Physica Polonica A, 2011, 119, 210.
- A13.** Папоцкий С.К. Кинетика пробоя и рекомбинация мелких акцепторов в p-Ge / Папоцкий С.К., Алтухов И.В., Синис В.П., Каган М.С. // Нелинейный мир, 2010, т. 8, №2.
- A14.** Kagan M.S. Negative Differential Conductivity in InAs/AlSb Superlattices / Kagan M.S., Altukhov I.V., Baranov A.N., Il'inskaya N.D., Paprotskiy S.K., Sinis V.P., Teissier R. and Usikova A.A. // 14th Int. Symp. on Ultrafast Phenomena in Semiconductors (UFPS-14), Vilnius, Lithuania, 2010.
- A15.** Kagan M.S. Vertical transport in InAs/AlSb superlattices / Kagan M.S., Altukhov I.V., Baranov A.N., Il'inskaya N.D., Paprotskiy S.K., Sinis V.P. and Usikova A.A. // Proc. 18th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", 2010, p. 267.
- A16.** Paprotskiy S.K. Kinetics of shallow acceptor impact ionization and recombination in p-Ge / Paprotskiy S.K., Altukhov I.V., Sinis V.P., Kagan M.S. // Proc. 17th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", Minsk, 2009, p. 216-217.
- A17.** Алтухов И.В. Кинетика ударной ионизации и рекомбинации для мелких акцепторов в Ge / Алтухов И.В., Каган М.С., Папроцкий С.К., Синис В.П. // Материалы XIII Симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника", Н. Новгород, 2009.

- A18.** Altukhov I.V. Kinetics of shallow acceptor impact ionization and recombination in p-Ge / Altukhov I.V., Kagan, M.S., Sinis, V.P., Paprotskiy S.K. // International Workshop Terahertz and Mid Infrared Radiation: Basic Research and Practical Applications, 2009, p. 57–58.
- A19.** Kagan M.S. Kinetics of shallow acceptor impact ionization and recombination in p-Ge / Kagan M.S., Altukhov I.V., Sinis V.P., Paprotskiy S.K. // Journal of Physics: Conference Series, 2009, 193.
- A20.** Gu X. High angular resolution far-field beam pattern of a surface-plasmon THz quantum cascade laser / Gu X., Paprotskiy S.K., Hovenier J.N., Gao J.R., Orlova E.E., Klapwijk T.M., Khosropana P., Barbieri S., Dhillon S., Filloux P., and Sirtori C. // Proc. 19th Int. Symposium on Space Terahertz Technology, ISSTT 2008.
- A21.** Hovenier J.N. Beam patterns of distributed feedback surface-plasmon THz quantum cascade lasers / Hovenier J.N., Paprotskiy S., Gao J.R., Khosropanah P., Klapwijk T.M., Ajili L., Ines M.A., and Faist J. // Proc. 18th Int. Symposium on Space Terahertz Technology, ISSTT 2007, p. 74.
- A22.** Kagan M.S. Carrier injection as a cause of THz lasing excitation in SiGe/Si QW structures / Kagan M.S., Altukhov I.V., Sinis V.P., Paprotskiy S.K., Yassievich I.N. and Kolodzey J. // Phys.St.Sol. B, 2007, 244, pp. 192-196.
- A23.** Kagan M.S. Transient characteristics of SiGe/Si QW structures at THz lasing / Kagan M.S., Altukhov I.V., Sinis V.P., Paprotskiy S.K., Yassievich I.N., Kolodzey J. // International Journal of Nanoscience, 2007, Vol. 06, No. 03n04, pp. 279-282.
- A24.** Kagan M.S. Stimulated THz Emission of Strained p-Ge and SiGe/Si Quantum-Well Structures Doped with Shallow Acceptors / Kagan M.S., Altukhov I. V., Sinis V. P., Chirkova E. G., Paprotskiy S. K., Yassievich I.N., Odnoblyudov M. A., Prokofiev A.A. and Kolodzey J. // ECS Trans., 2006, 3, pp. 745-757.
- A25.** Kagan M.S. Transient Characteristics of SiGe/Si QW Structures at THz Lasing / Kagan M.S., Altukhov I.V., Chirkova E.G., Paprotskiy S.K., Sinis V.P., Yassievich I.N., Kolodzey J. // Proc. 13th Int. Symp. “Nanostructures: Physics and Technology”, St. Petersburg, 2005, p. 242.
- A26.** Каган М.С. Переходные характеристики SiGe/Si квантовых структур при терагерцовой генерации / Каган М.С., Алтухов И.В., Чиркова Е.Г., Папроцкий С.К., Синис В.П., Яссиевич И.Н., Колодзей Д. // Труды 13 Симпозиума “Нанопфизика и наноплектроника“, Н. Новгород, ИФМ РАН, 2005, 328.

Список цитируемой литературы

1. Tonouchi M. Cutting-edge terahertz technology // *Nature photonics*, 2007, V. 1, 97-105.
2. Lang P.T. Generation of widely tunable intense far-infrared radiation pulses by stimulated Raman transitions in methylfluoride gas /Lang P.T., Sessler F., Werling U., Renk K.F. // *Appl. Phys. Lett.*, 1989, V. 55, 2576.
3. Lewen F. A Quasi-Optical Multiplier for Terahertz Spectroscopy /Lewen F., Belov S.P., Maiwald F., Klaus T., and Winnewisser G. // *Z. Naturforsch.*, 1995, V.50a, N. 12, 1182.
4. Andronov A.A. Hot electrons in semiconductors and submillimeter waves // *Sov. Phys. Semicond.*, 1987, 21, 701.
5. Gornik E. Far-Infrared Semiconductor Lasers /Gornik E., Andronov A.A. // *Optical Quant. Electronics*, 1991, V. 23.
6. Gauthier-Lafaye O. Investigation of mid-infrared intersubband stimulated gain under optical pumping in GaAs/AlGaAs quantum wells /Gauthier-Lafaye O., Sauvage S., Boucaud P., Julien F.H., F.Glotin, Prazeres R., Ortega J.-M., Thierry-Mieg V., Planel R. // *J. Appl. Phys.*, 1998, V. 83, 2920.
7. Auston D.H. Picosecond photoconducting Hertzian dipoles /Auston D.H., Cheung K. P., Smith P.R. // *Appl. Phys. Lett.*, 1984, V.45, 284.
8. Hangyo M. Terahertz radiation from superconducting YBa₂Cu₃O_{7- δ} thin films excited by femtosecond optical pulses /Hangyo M., Tomozawa S., Murakami Y., Tonouchi M., Tani M., Wang Z., Sakai K., Nakashima S. // *Appl. Phys. Lett.*, 1996, V.69, 2122.
9. Evenson K.M. Tunable far-infrared spectroscopy /Evenson K.M., Jennings D.A., Petersen F.R. // *Appl. Phys. Lett.*, 1984, V.44, 576.
10. Verghese S. Optical and terahertz power limits in the low-temperature-grown GaAs photomixers / Verghese S., McIntosh K.A., Brown E.R. // *Appl. Phys. Lett.*, 1997, V.71, 2743.
11. Sirtori C. Long wavelength infrared ($\lambda=11 \mu\text{m}$) quantum cascade lasers /Sirtori C., Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Hutchinson A. L., Cho A.Y. // *Appl. Phys. Lett.*, 1996, V.69, 2810.
12. Ulrich J. Terahertz quantum cascade structures: Intra- versus interwell transition /Ulrich J., Zobl R., Schrenk W., Strasser G., Unterrainer K., Gornik E. // *Appl. Phys. Lett.*, 2000, V.77, 25.
13. Köhler R. Terahertz semiconductor-heterostructure laser / Köhler R., Tredicucci A., Beltram F., Beere H.E., Linfield E.H., Davies A.G., Ritchie D.A., Iotti R.C., Rossi F. // *Nature*, 2002, 417, 156.
14. Kumar S. Terahertz quantum cascade lasers with double-resonant-phonon depopulation / Kumar S., Williams B.S., Qing Hu and Reno J.L., *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 88, 261101.

15. Scaliari G. Electrically switchable, two-color quantum cascade laser emitting at 1.39 and 2.3THz / Scaliari G., Walther C., Faist J., Beere H., Ritchie D. // *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 88, 141102.
16. Andronov A.A. Spectroscopy of Nonequilibrium Electrons and Phonons / Andronov A.A., Editors C.V.Shank, B.P.Zakharchenya // *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, North Holland, Amsterdam, 1992, V. 35, 169.
17. Алтухов И.В. Межзонное излучение горячих дырок в Ge при одноосном сжатии / Алтухов И.В., Каган М.С., Синис В.П. // *Письма в ЖЭТФ*, 1988, т. 47, вып. 3, 136.
18. Altukhov I.V. Spontaneous and stimulated emission of radiation from hot holes from uniaxially stressed germanium / Altukhov I.V., Kagan M.S., Sinis V.P. // *Optical and Quantum Electronics*, 1991, V.23, S211.
19. Altukhov I.V. Towards Si_{1-x}Ge_x quantum-well resonant-state terahertz laser / Altukhov I.V., Chirkova E.G., Sinis V.P., Kagan M.S., Gousev Yu.P., Thomas S.G., Wang K.L., Odnoblyudov M.A., and Yassievich I.N. // *Applied Phys. Lett.*, 2001, 79, 3909.
20. М.С. Каган Стимулированное излучение терагерцового диапазона из напряжённых p-Ge и структур SiGe/Si / М.С. Каган, Алтухов И.В., Синис В.П., Чиркова Е.Г., Яссиевич И.Н., Колодзей Дж. // *Радиотехника и электроника*, 2003, 48, 1137.
21. Odnoblyudov M.A. Resonant States in Strained Semiconductors / Odnoblyudov M.A., Chistyakov V.M., Yassievich I.N., and Kagan M.S. // *Phys. Status Solidi (b)*, 1998, 210, 873.
22. Odnoblyudov M.A. Population Inversion Induced by Resonant States in Semiconductors / Odnoblyudov M.A., Yassievich I.N., Kagan M.S., Galperin Yu.M., and Chao K.A. // *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83, 644.
23. Odnoblyudov M.A. Towards Si_{1-x}Ge_x quantum-well resonant-state terahertz laser / Odnoblyudov M.A., Yassievich I.N., Kagan M.S. and Chao K.A. // *Phys. Rev. B*, 2000, 62, 15291.
24. Altukhov I. V. Towards Si_{1-x}Ge_x quantum-well resonant-state terahertz laser / Altukhov I.V., Chirkova E.G., Sinis V.P., Kagan M.S., Gousev Yu.P., Thomas S.G., Wang K.L., Odnoblyudov M.A. and Yassievich I.N. // *Appl. Phys. Lett.*, 2001, 79, 3909.
25. Odnoblyudov M.A. Hot carrier effect on resonant state THz laser operation / Odnoblyudov M.A., Prokofiev A.A., Yassievich I.N., Altukhov I.V., Sinis V.P., Kagan M.S. // *Semicond. Sci. Technol.*, 2004, 19, S84.
26. Aleshkin V.Ya. Impurity photoconductivity in SiGe/Si: B multi-quantum well heterostructures / Aleshkin V.Ya, Antonov A.V., Gavrilenko V.I., Kozlov D.V., Krasilnik Z.F., Lobanov D.N., Novikov A.V. // *Physica B*, 2004, 340-342, pp. 1065-1068.

27. Aleshkin V.Ya. Shallow acceptors in Si/SiGe quantum well heterostructures / Aleshkin V.Ya., Gavrilenko V.I., Kozlov D.V. // *Phys. Stat. Sol. (c)*, 2003, No 2, 687.
28. Gousev Yu.P. Widely tunable continuous-wave THz laser / Gousev Yu.P., Altukhov I.V., Chirkova E.G., Kagan M.S., Korolev K.A., Sinis V.P., Haller E.E., Odnoblyudov M.A., Yassievich I.N. and Chao K.-A. // *Appl.Phys.Lett.*, 1999, 75, 757.
29. Altukhov I.V. Hot-hole far-IR emission from uniaxially compressed germanium / Altukhov I.V., Kagan M.S., Korolev K.A., Sinis V.P., F.A. Smirnov // *JETP*, 1992, V. 74, No. 2, p. 404.
30. Kastal'skiy A.A., Ryvkin S.M., *Sov. Phys. Semiconductors*, 1967, 1, 622.
31. Smith J.E. Jr. Bulk Current Instabilities in Uniaxially Strained Germanium / Smith J.E. Jr., McGroddy J.C., Nathan M.I. // *Phys. Rev. B*, 1969, 186, 727.
32. Gram N.O. High-frequency current oscillations in stressed p-type Germanium / Gram N.O., N.I. Meyer // *Phys. Stat. Sol. (A)*, 1970, v. 1, 237.
33. Altukhov I.V. Gunn domains and stimulated far-infrared radiation in p-Ge under uniaxial deformation / Altukhov I.V., Kagan M.S., Korolev K.A., et al. // *Phys. Lett. A*, 1993, 176, 133.
34. Altukhov I.V. Electrical domains and far-IR emission in uniaxially deformed p-Ge / Altukhov I.V., Kagan M.S., Korolev K.A., Sinis V.P. // *JETP*, 1993, v. 76, No. 5, p. 903.
35. Козлов Д.В. Резонансные состояния мелких акцепторов в одноосно-деформированном германии / Козлов Д.В., Алешкин В.Я., Гавриленко В.И. // *ЖЭТФ*, 2001, т. 120, н. 6, с. 1495.
36. Aleshkin V.Ya. Localised and resonant states of shallow acceptors in Ge/Ge_{1-x}Si_x multiple-quantum well heterostructures / Aleshkin V.Ya., Andreev B.A., Gavrilenko V.I., et al. // *Physica E*, 2002, 13, 317.
37. Одноблюдов М.А. Резонансные акцепторные состояния в одноосно-деформированных полупроводниках / Одноблюдов М.А., Пахомов А.А., Чистяков В.М., Яссиевич И.Н. // *Semiconductors*, 1997, т. 31, № 10, с. 1180.
38. Odnoblyudov M.A. Resonant states induced by shallow acceptors in uniaxially strained semiconductors / Odnoblyudov M.A., Chistyakov V.M., Yassievich I.N., Chao K.A. // *Phys. Rev. B.*, 2000, 62, 2486.
39. Одноблюдов М.А. Резонансные акцепторные состояния в одноосно-деформированных полупроводниках / Одноблюдов М.А., Прокофьев А.А., Яссиевич И.Н. // *ЖЭТФ*, 2002, т. 121, н. 3, с. 692.
40. Aleshkin V.Ya. On the impurity photoconductivity of uniaxially stressed p-Ge / Aleshkin V.Ya., Gavrilenko L.V., Gavrilenko V.I., Kozlov D.V., Dalakjan A.T., Tulupenko V.N. // *Phys. Stat. Sol. (c)*, 2003, 235, 680.

41. Алтухов И.В. Резонансные состояния акцепторов и стимулированное излучение терагерцового диапазона в одноосно деформированном Ge / Алтухов И.В., Каган М.С., Королев К.А., Одоблюдов М.А., Синис В.П., Чиркова Е.Г., Ясиевич И.Н. // ЖЭТФ, 1999, т. 115, н. 1, с. 89.
42. Quade W. Monte Carlo simulation of the nonequilibrium phase transition in p-type Ge at impurity breakdown / Quade W., Hupper G., Schöll E., and Kahn T. // Phys. Rev. B, 1994, 49, 13408.
43. Odnoblyudov M.A. Theory of a strained p-Ge resonant-state terahertz laser / Odnoblyudov M.A., Prokofiev A.A., Yassievich I.N., and Chao K.A. // Phys. Rev. B, 2004, 70, 115209.
44. Ramdas A.K. Spectroscopy of the solid-state analogues of the hydrogen atom: donors and acceptors in semiconductors / Ramdas A.K., Rodriguez S. // Rep. Prog. Phys., 1981, 44, 1297.
45. Jain S.C. Germanium-Silicon Strained Layers and Heterostructures // Advances in Electronics and Electron Physics, Suppl. 24, Academic Press, 1994.
46. Schmalz K. Localized-state band induced by B δ -doping in Si/Si_{1-x}Ge_x/Si quantum wells / Schmalz K., Yassievich I.N., Wang K.L., and Thomas S.G. // Phys. Rev. B, 1998, 57, 6579.
47. Blom A. Mechanism of terahertz lasing in SiGe/Si quantum wells / Blom A., Odnoblyudov M.A., Cheng H.H, Yassievich I.N. and K.A. Chao, Appl. Phys. Lett., 2001, 79, 713.
48. Kagan M.S. Lateral Transport in Strained SiGe Quantum Wells Doped with Boron / Kagan M.S., Altukhov I.V., Korolev K.A., et al. // Physica Status Solidi (b), 1999, 211, 495.
49. Bloch F. Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern / Z. Phys., 1928, 52, 555.
50. Zener C. // Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, 1934, 145, 523.
51. Wannier G. H. Wave Functions and Effective Hamiltonian for Bloch Electrons in an Electric Field / Phys. Rev., 1960, 117, 432.
52. Esaki L. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors / Esaki L., Tsu R. // IBM J. Res. Dev., 1970, 14, 61.
53. Waschke C. Coherent submillimeter-wave emission from Bloch oscillations in a semiconductor superlattice / Waschke C., Roskos H.G., Schwedler R., Leo K., Kurz H., Kohler K. // Phys. Rev. Lett., 1993, 70, 3319.
54. Mendez E.E. Stark Localization in GaAs-GaAlAs Superlattices under an Electric Field / Mendez E.E., Agullo-Rueda F., Hong J.M. // Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 2426.
55. Voisin P. Observation of the Wannier-Stark Quantization in a Semiconductor Superlattice / Voisin P., Bleuse J., Bouche C., Gaillard S., Alibert C., Regreny A. // Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 1639.

56. Андронов А.А. Транспорт в сверхрешётках GaAs/AlxGa1-xAs с узкими запрещёнными мини-зонами: эффекты межминизонного туннелирования / Андронов А.А., Додин Е.П., Зинченко Д.И., Ноздрин Ю.Н. // ФТП, 2009, т. 43, вып. 2, стр. 248.
57. Wacker A. Semiconductor superlattices: a model system for nonlinear transport // Phys. Reports, 2002, 357, 1.
58. Klappenberger F. Ultrafast creation and annihilation of space-charge domains in a semiconductor superlattice observed by use of Terahertz fields / Klappenberger F., Alekseev K.N., Renk K.F., Scheuerer R., Schomburg E., Allen S.J., Ramian G.R., Skott J.S.S., Kovsh A., Ustinov V., Zhukov A. // Eur. Phys. J. B, 2004, 39, 483.
59. Ландау Л.Д. Квантовая механика, нерелятивистская теория / Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. // М., «Наука», 1989.
60. Suzuki S. Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature / Suzuki S., Asada M., Teranishi A. et al. // Appl. Phys. Lett., 2010, v. 97, No. 24, 242102.
61. Feiginov M. Resonant-tunnelling-diode oscillators operating at frequencies above 1.1 THz / Feiginov M., Sydlo C., Cojocari O., and Meissner P. // Appl. Phys. Lett., 2011, v. 99, No. 23, 233506.
62. Шик А.Я. Физика низкоразмерных систем / Шик А.Я., Бакуева Л.Г., Мусихин С.Ф., Рыков С.А. // С.-П., «Наука», 2001.
63. Rochat M. Low-threshold terahertz quantum-cascade lasers / Rochat M., Ajili L., Willenberg H., Faist J., Beere H.E., Linfield E.H., Davies A.G., Ritchie D.A. // Appl. Phys. Lett., 2002, v. 81, pp. 1381 – 1383.
64. Казаринов Р.Ф. и Сурис Р.А. // ФТП, 1971, т. 5, с. 797.
65. West L.C. First observation of an extremely large-dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well / West L.C., Eglash S.J. // Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, pp. 1257–1260.
66. Helm M. Intersubband emission from semiconductor superlattices excited by sequential resonant tunneling / Helm M., England P., Colas E., DeRosa F., and Allen S.J. // Phys. Rev.Lett., 1989, v.63, pp. 74 –77.
67. Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А. // ФТП, 1972, т. 6, вып. 1, с. 148-162.
68. Faist J. Quantum cascade laser/ Faist J., Capasso E, Sivco D. // Science, 1994, Vol. 264, p. 553.
69. Zhang D. Mid-infrared interband cascade lasers with quantum efficiencies 200% / Zhang D., Yang R.Q., Lin C.-H. et al. // Appl. Phys. Lett., 1998, Vol. 72, No 18. P. 2220-2222.
70. Zegrya G.G. Mid-Infrared Strained Diode Lasers / Antimonide Related Strained Layer Heterostructures / Ed. by Mamasreh M.O. // Amsterdam: Gordon and Breach, 1997, v. 3.p. 510.

71. Gmachl C. High-power $\lambda \approx 8 \mu\text{m}$ quantum cascade lasers with near optimum performance / Gmachl C., Tredicucci A., Capasso F. et al. // *Appl. Phys. Lett.*, 1998, Vol. 72, No 24. P. 3130-3132.
72. Андронов А.А. Новые источники и приёмники ИК и терагерцового диапазона / Андронов А.А., Захаров Н.Г., Маругин А.В., Савикин А.П. // *И.-Н.*, 2007, стр. 35-46.
73. Williams B.S. 3.4-THz quantum cascade laser based on longitudinal-optical-phonon scattering for depopulation / Williams B.S., Callebaut H., Kumar S., and Hu Q. // *Appl. Phys. Lett.*, 2003, v. 82, N 7, pp. 1015 – 1017.
74. Capasso F. Quantum cascade lasers: ultrahigh-speed operation, optical wireless communication, narrow linewidth, and far-infrared emission / Capasso F., Paiella R., Martini R., Colombelli R., Gmachl C. et al // *IEEE Journal QE*, 2002, v. 38, No. 6, pp. 511 –532.
75. Faist J. Bound-to-continuum and two-phonon resonance quantum cascade lasers for high duty cycle, high temperature operation / Faist J., Hofstetter D., Beck M., Aellen T., Rochat M., and Blaser S. // *IEEE Journal QE*, 2002, v 38, N 6, pp 533 –546.
76. Kagan M. S. Towards the first silicon laser / eds. L. Pavesi, S. Gaponenko, and L. Dal. Negro // *NATO Science Series*, (Kluwer Academic Publishers), 2003, 359.
77. Kagan M.S. Terahertz Stimulated Emission from Strained p-Ge and SiGe/Si Structures / Kagan M.S., Altukhov I.V., Sinis V.P., Chirkova E.G., Yassievich I.N., and Kolodzey J. // *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2003, v. 48, No. 9, p. 1047.
78. Kagan M.S. Stimulated THz Emission of Strained p-Ge and SiGe/Si Quantum-Well Structures Doped with Shallow Acceptors / Kagan M.S., Altukhov I. V., Sinis V. P., Chirkova E. G., Paprotskiy S. K., Yassievich I.N., Odnoblyudov M. A., Prokofiev A.A. and Kolodzey J. // *ECS Trans.*, 2006, 3, pp. 745-757.
79. Sclar N., Burstein E., Tunner W.J., Davisson J.W. // *Phys. Rev.*, 1953, 91, 216; 92, 858.
80. Ryder E.J., Ross J.M., Kleiman D.A. // *Phys. Rev.*, 1954, 85, 1342.
81. Keldysh L.V. // *ZhETP (Sov. Phys. JETP)*, 1959, **37**, 713.
82. Vul B.M., Zavaritskaya E.I., Keldysh L.V. // *Proc. USSR Ac. Sci.*, 1960, 135, 1361.
83. Ascarelly G. Recombination of Electrons and Donors in n-Type Germanium / Ascarelly G., Brown S. // *Phys. Rev.*, 1960, 120, 1615.
84. Yamashita J. // *J. Phys. Soc., Japan*, 1961, 16, 720.
85. Zylbersztein A. Theory of Low-Temperature Impact Ionization in High-Purity Germanium // *Phys. Rev.*, 1962, 127, 744.
86. Schoell E. Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors // Springer, 1987.

- 87.** Dargis A. Tunnel ionization of donors in pure germanium / Dargis A., Zhurauskas S., Zhurauskene N. // *Phys. Lett. A*, 1991, 157, 419.
- 88.** Paprotskiy S.K. Kinetics of shallow acceptor impact ionization and recombination in p-Ge / Paprotskiy S.K., Altukhov I.V., Sinis V.P., Kagan M.S. // *Proc. 17th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"*, Minsk, Belarus, 2009, p. 216-217.
- 89.** Altukhov I.V. Kinetics of shallow acceptor impact ionization and recombination in p-Ge / Altukhov I.V., Kagan, M.S., Sinis, V.P., Paprotskiy S.K. // *International Workshop Terahertz and Mid Infrared Radiation: Basic Research and Practical Applications*, 2009, p. 57–58.
- 90.** Kagan M.S. Kinetics of shallow acceptor impact ionization and recombination in p-Ge / Kagan M.S., Altukhov I.V., Sinis V.P., Paprotskiy S.K. // *Journal of Physics: Conference Series*, 2009, 193.
- 91.** Румянцев В.В. Особенности релаксации примесной фотопроводимости в кремнии легированном бором / Румянцев В.В., Морозов С.В., Кудрявцев К.Е., Гавриленко В.И., Козлов Д.В. // *ФТП*, 2012, том 46, вып. 11, стр. 1414-1418.
- 92.** Румянцев В.В. Кинетика релаксации примесной фотопроводимости в p-Si с различным уровнем легирования и степенью компенсации в сильных электрических полях / Румянцев В.В., Морозов С.В., Кудрявцев К.Е., Гавриленко В.И., Козлов Д.В. // *ФТП*, 2013, том 47, вып. 11, стр. 1472-1475.
- 93.** Морозов С.В. Кинетика терагерцовой фотопроводимости в p-Ge в условиях примесного пробоя / Морозов С.В., Маремьянин К.В., Ерофеева И.В., Яблонский А.Н., Антонов А.В., Гавриленко Л.В., Румянцев В.В., Гавриленко В.И. // *ФТП*, 2010, т. 44, стр. 1523.
- 94.** Lax M. Cascade Capture of Electrons in Solids // *Phys. Rev.*, 1960, 119, 1502.
- 95.** Abakumov V.N. Nonradiative Recombination in Semiconductors / Abakumov V.N., Perel V.I., Yassievich I.N. edited by Agranovich V.M. and Maradudin A.A. // *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, North-Holland, Amsterdam, 1991, 33.
- 96.** Шкловский Б.И. Электронные свойства легированных полупроводников / Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. // Москва, «Наука», 1979.
- 97.** Schoell E. Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors // Springer, Berlin, 1987.
- 98.** Волков А.Ф. Физические явления в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью / Волков А.Ф., Коган Ш.М. // *УФН*, 1968, т. 96, стр. 633.
- 99.** Ламперт М. Инжекционные токи в твердых телах / Ламперт М., Марк П. // Москва, «Мир», 1973.
- 100.** Сурис Р.А., Фукс Б.И. // *ФТП*, 1980, 14, 1507.

- 101.** Жданова Н.Г., Каган М.С., Сурис Р.А., Фукс Б.И. // ФТП, 1980, 14, 1518.
- 102.** Zhdanova N.G. Dynamic Negative Conductivity Due to Nonlinearity of the Current Voltage Characteristic and to the Finite Electric-conductivity Relaxation Time / Zhdanova N.G., Zilberman P.E., Kagan M.S., Kalashnikov S.G. // JETP Lett., 1972, 16 (5), 196.
- 103.** Altukhov I.V., Vasil'ev N.A., Kagan M.S., et al. // Sov. Phys. Semicond., 1979, 13, 1148.
- 104.** Altukhov I.V., Kagan M.S., Kalashnikov S.G., et al. // Sov. Phys. Semicond., 1979, 13 1356.
- 105.** Kagan M.S. Optical Cavity Effect on Transport in Superlattices / Kagan M.S., Altukhov I.V., Paprotskiy S.K., Baranov A.N., Teissier R., Il'inskaya N.D., Usikova A.A., Buravlev A.D., Ustinov V.M., Ray S.K. // Optics InfoBase, OSA's Digital Library, 2014.
- 106.** Kagan M.S. Negative Differential Conductivity in InAs/AlSb Superlattices / Kagan M.S., Altukhov I.V., Baranov A.N., Il'inskaya N.D., Paprotskiy S.K., Sinis V.P., Teissier R. and Usikova A.A. // Acta Physica Polonica A, 2011, 119, 210.
- 107.** Purcell E.M. // Phys. Rev., 1946, 69, 681.
- 108.** Tobing L. Fundamental Principles of Operation and Notes on Fabrication of Photonic Microresonators / Tobing L. and Dumon P. // Photonic Microresonator Research and Applications, 2010, 156, 1-27.
- 109.** Knight B.W. Theory of the Gunn Effect / Knight B.W., Peterson G.A. // Phys. Rev., 1967, 155, 393.
- 110.** Altukhov I.V., Kagan M.S., Kalashnikov S.G., et al. // Sov. Phys. Semicond., 1978, 12, 299.
- 111.** Gao J.R. Terahertz heterodyne receiver based on a quantum cascade laser and a superconducting bolometer / Gao J.R., Hovenier J.N., Yang Z.Q., Baselmans J.J.A., Baryshev A., Hajenius M., Klapwijk T.M., Adam A.J.L., Klaassen T.O., Williams B.S., Kumar S., Hu Q., and Reno J.L. // Appl. Phys. Lett., 2005, 86, 244104.
- 112.** Hübers H.-W. Terahertz quantum cascade laser as local oscillator in a heterodyne receiver / Hübers H.-W., Pavlov S.G., Semenov A.D., Köhler R., Mahler L., Tredicucci A., Beere H.E., Ritchie D.A., and Linfield E.H. // Opt. exp., 2005, 13, 5890.
- 113.** Hajenius M. Surface Plasmon quantum cascade lasers as terahertz local oscillators / Hajenius M., Khosropanah P., Hovenier J.N., Gao J.R., Klapwijk T.M., Barbieri S., Dhillon S., Filloux P., Sirtori C., Ritchie D.A., and Beere H.E. // Opt. Lett, 2008, 33, 312.
- 114.** Orlova E.E. Antenna model for wire lasers / Orlova E.E., Hovenier J.N., Klaassen T.O., Kašalynas I., Adam A.J.L., Gao J.R., Klapwijk T.M., Williams B.S., Kumar S., Hu Q., and Reno J.L. // Phys. Rev. Lett., 2006, 96, 173904.

- 115.** Adam A.J.L. Beam pattern of Terahertz quantum cascade lasers with sub-wavelength cavity dimensions / Adam A.J.L.,Kašalynas I., Hovenier J.N., Klaassen T.O., Gao J.R., Orlova E.E., Williams B.S., Kumar S., Hu Q., and Reno J.L. // *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 88, 151105.
- 116.** Hovenier J.N. Beam patterns of distributed feedback surface-plasmon THz quantum cascade lasers / Hovenier J.N., Paprotskiy S.K., Gao J.R., Khosropanah P., T.M. Klapwijk, L. Ajili, M.A. Ines, and J. Faist // *Proc. 18th Int. Symposium on Space Terahertz Technology, Pasadena, California, USA, 2007*, p. 74.
- 117.** Barbieri S. 2.9 THz quantum cascade lasers operating up to 70 K in continuous wave / Barbieri S., Alton J., Beere H.E., Fowler J., Linfield E.H., and Ritchie D.A. // *Appl. Phys. Lett.*, 2004, 85, 1674.