

На правах рукописи

МОРОЗОВ Сергей Вячеславович

**Стимулированное излучение в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах
в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe**

2.2.2 — Электронная компонентная база микро- и нанoeлектроники,
квантовых устройств

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород – 2022

Работа выполнена в Институте физики микроструктур РАН — филиале Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» (ИФМ РАН, г. Нижний Новгород)

Научный консультант

Гавриленко Владимир Изяславович
доктор физико-математических наук,
профессор, зам. директора ИФМ РАН
по научной работе

Официальные оппоненты:

Жуков Алексей Евгеньевич
доктор физико-математических наук,
член-корреспондент РАН,
НИУ ВШЭ Санкт-Петербург,
профессор департамента физики
зам. декана по научной работе

Хохлов Дмитрий Ремович
доктор физико-математических наук,
профессор, член-корреспондент РАН,
Московский государственный
университет им. М.В.Ломоносова,
заведующий кафедрой

Фирсов Дмитрий Анатольевич, доктор
физико-математических наук,
профессор, Санкт-Петербургский
политехнический университет
Петра Великого, профессор

Ведущая организация:

Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н.Лебедева
Российской академии наук

Защита состоится 10 ноября 2022 г. в 14-00 часов на заседании диссертационного совета 24.1.238.02 при Федеральном государственном бюджетном научном учреждении «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» по адресу: 603087, Нижегородская область, Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7, ауд. 237

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФМ РАН и на сайте http://ipmras.ru/UserFiles/Diss/2022_MorozovSV/diss_MorozovSV.pdf

Автореферат разослан «__» октября 2022 г.

Ученый секретарь диссертационного совета 24.1.238.02
д. ф.-м.н., профессор РАН

_____ Д.Ю. Водолазов

Общая характеристика работы

Актуальность и степень разработанности темы исследования

Реализация компактных источников излучения для среднего ИК диапазона остается востребованной в ряде фундаментальных исследовательских и прикладных задач, связанных со спектроскопией газов и твердых тел, в частности для мониторинга окружающей среды или медицинской диагностики. В задачах мониторинга окружающей среды наиболее важными являются длины волн, соответствующие окнам прозрачности атмосферы; в частности диапазон 3 – 5 мкм, содержащий линии поглощения многих газов-загрязнителей, например метана [1]. С другой стороны, для некоторых исследовательских задач в длинноволновом диапазоне, ориентированных на изучение тонкой структуры линий вращательных и колебательных переходов различных молекул в астрофизике и медицине [2], мелких примесей в полупроводниках [3], межзонных переходов и фотоотклика двуслойного графена и пр., могут оказаться весьма полезными лазеры с рабочей длиной волны более 20 мкм, выбор которых сейчас достаточно ограничен [4]. Газовые лазеры доступны лишь для отдельных длин волн и достаточно громоздки. Среди полупроводниковых лазеров в данный момент наилучшие характеристики практически во всем среднем ИК диапазоне демонстрируют каскадные лазеры (ККЛ), которые традиционно изготавливаются на основе соединений АЗВ5, что приводит к сложностям при продвижении в диапазон длин волн 20 – 60 мкм из-за сильного фонованого поглощения в этих материалах. На данный момент ККЛ в диапазоне от 20 до 30 мкм продемонстрированы лишь для отдельных длин волн, соответствующих минимумам решеточного поглощения, наибольшая из которых ~ 28 мкм [5]. В конференционной публикации [6] сообщалось о ККЛ на основе GaN/AlGaIn, работающем на длине волны ~ 40 мкм (7 ТГц), однако этот результат не получил дальнейшего подтверждения.

Единственными полупроводниковыми источниками когерентного излучения в диапазоне 30-50 мкм являются лазеры на межзонных переходах на основе объемных халькогенидов свинца-олова. Частоты оптических фононов в материалах типа PbSnSe и PbSnTe существенно ниже, чем в упомянутых ранее полупроводниках АЗВ5, что позволило создать лазерные диоды с рабочей длиной волны до 50 мкм [7, 8]. Фундаментальной физической основой для реализации межзонного усиления в этих узкозонных материалах (как и в структурах на основе КЯ HgCdTe/CdHgTe) является подавление безызлучательной оже-рекомбинации за счет симметричного квазирелятивистского закона дисперсии носителей. Несмотря на достигнутые успехи, дальнейшего развития это направление практически не получило из-за большой, 10^{17} - 10^{19} см⁻³, концентрации электрически активных дефектов в этих материалах.

В то же время, симметричный квазирелятивистский закон дисперсии носителей, способствующий подавлению оже-рекомбинации, может быть реализован и в гетероструктурах

с квантовыми ямами (КЯ) HgCdTe/CdHgTe [9]. В КЯ нанометровой толщины помимо «графеноподобного» закона дисперсии с безмассовыми дираковскими фермионами можно естественным образом (изменяя толщину КЯ или температуру) получить и квазидираковский закон дисперсии носителей с ненулевой массой. Это оказывается важным для устойчивости эффекта подавления оже-процессов относительно малых возмущений зонного спектра. Отметим, что, несмотря на многочисленные усилия многих групп, непосредственно генерация излучения в графеновых структурах пока получена только вблизи 5 ТГц при температуре 100 К [10].

Твердые растворы HgCdTe исследуются уже более 50 лет и на данный момент объемные пленки HgCdTe являются основным материалом для ИК фотоприемников и фотоприемных матриц. Прогресс в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии привел к возрождению интереса к экстремально узкозонным и бесщелевым составам HgCdTe, а также к структурам с КЯ с малой шириной запрещенной зоны, в том числе в связи с бурным ростом числа работ по топологическим изоляторам [11]. Это привело к тому, что технология роста таких КЯ к настоящему времени хорошо отработана и качество получаемых структур подтверждено многочисленными исследованиями многих независимых групп. За счет изменения ширины и состава КЯ, возможно в широких пределах управлять энергией межзонных переходов, делая её соответствующей квантам среднего и дальнего инфракрасного диапазонов. При этом фононные частоты в HgCdTe сдвинуты в низкочастотную область [12] по сравнению материалами АЗВ5, из которых изготавливаются ККЛ.

Зонная структура КЯ HgTe/CdHgTe перестраивается от нормальной (CdTe-подобной) до инвертированной при увеличении ширины КЯ HgTe [9]. При критической ширине КЯ $d_c \sim 6.3$ нм зона проводимости и валентная зона смыкаются, а закон дисперсии носителей заряда становится линейным (безмассовые дираковские фермионы), как в графене (в более поздних работах показано, что с учетом поправок, возникающих из-за эффектов понижения симметрии, ширина запрещенной зоны остается конечной). Исследования структур с КЯ в основном сосредоточены вокруг новых фундаментальных эффектов, связанных с топологически защищенными краевыми состояниями в структурах с инвертированным зонным спектром.

Уникальные свойства наноразмерных гетероструктур на основе HgCdTe делают их привлекательными и для создания излучателей ИК диапазона. Благодаря возможности гибкой перестройки энергии межзонных переходов в широкой спектральной области (фактически полностью покрывающей весь ИК диапазон) при одновременном подавлении оже-рекомбинации за счет квазирелятивистского закона дисперсии электронов и дырок (см. подробнее ниже) структуры с КЯ на основе HgCdTe могут быть использованы и для создания источников излучения ИК диапазона. Особенно привлекательными представляются диапазон

длин волн от 3 до 5 мкм, соответствующий окну прозрачности атмосферы, а также длинноволновая область 20 – 40 мкм, где межзонные лазеры на основе наногетероструктур HgCdTe могут оказаться конкурентноспособными, поскольку частоты оптических фононов в этих полупроводниках ниже, чем в АЗВ5 материалах, использующихся в длинноволновых ККЛ. Важность параметров КЯ для эффективного получения межзонного усиления отмечалась еще в ранних теоретических работах других групп (см., например, [13]), однако только к настоящему моменту получила твердое экспериментальное подтверждение и теоретическое обоснование. В настоящей работе показано, что именно в узких КЯ с небольшим содержанием кадмия реализуется максимальный энергетический порог для различных процессов оже-рекомбинации за счет симметричных квазигиперболических законов дисперсии для электронов и дырок и сильного размерного квантования в КЯ. В широких КЯ из твердого раствора HgCdTe, которые использовались в предыдущих работах по лазерной генерации при той же ширине запрещенной зоны, эффект подавления оже-рекомбинации отсутствует.

В окне прозрачности атмосферы 3-5 мкм более эффективными по сравнению с ККЛ являются так называемые межзонные каскадные лазеры (МКЛ) на основе InAs/GaInSb/AlSb, представляющие собой в некотором смысле гибрид ККЛ и классических диодных лазеров. МКЛ способны работать в непрерывном режиме при комнатной температуре во всем диапазоне длин волн от 3 до 5 мкм [14]. Основным их преимуществом перед ККЛ является существенно меньшая пороговая плотность тока, которая позволяет добиваться большей эффективности в задачах, в которых выходная мощность не так важна. В то же время МКЛ обладают теми же недостатками, что и ККЛ, а именно, относительной сложностью производства (в частности, в России МКЛ не изготавливаются), высокой стоимостью и относительно малой, по сравнению с межзонными полупроводниковыми лазерами, возможностью перестройки.

Экспериментальные исследования стимулированного излучения среднего инфракрасного диапазона в структурах на основе HgCdTe ранее проводились исключительно в коротковолновой его части. В работе [15] выполнен краткий обзор работ по созданию лазеров среднего ИК диапазона (до 1999 года) на основе гетероструктур HgCdTe, отражающий состояние дел в этом направлении к моменту начала исследований, выполненных в данной диссертационной работе. Наиболее длинноволновая генерация соответствовала длине волны 5.3 мкм и была достигнута в инжекционном лазере с активной областью из «объемного» КРТ, при этом рабочие температуры не превышали температуры жидкого азота [16]. За исключением работ автора, в структурах HgCdTe на длинах волн более 5.3 мкм систематически были выполнены только исследования фотолюминесценции (ФЛ). В отличие от широкозонных твердых растворов HgCdTe, в которых хорошо заметны линии ФЛ, обусловленные свободными и локализованными экситонами (см., например, [17]), в более узкозонных материалах из-за

малой энергии связи экситона наблюдаются лишь межзонная излучательная рекомбинация и переходы на уровни примесей/дефектов [18]. В узкозонных твердых растворах исследования проводились в основном при непрерывном возбуждении и были нацелены на идентификацию уровней примесей, дефектов и их комплексов, а также характеризацию материала, в частности исследование степени его неоднородности [19]. В ряде работ сообщалось о наблюдении ФЛ вплоть до длин волн 18 мкм, однако спектры излучения не приводились.

К настоящему моменту среди работ, относящихся к генерации излучения в диапазоне 3 – 5 мкм в материалах на основе HgTe/CdTe, можно выделить уже упоминавшиеся работы периода 1990 – 2000 гг. [15, 16] и более свежие работы (см, например, [20]), в которых в качестве активной области использовались квазиобъемные слои и рабочая температура лазеров не превышала 150 К.

В настоящей работе использование узких КЯ и детальный анализ безызлучательных механизмов рекомбинации позволили поднять максимальную температуру генерации на межзонных переходах в диапазоне прозрачности атмосферы 3 – 4 мкм в структурах на основе HgCdTe выше 200 К, а при более низких температурах достичь недоступной для существующих ККЛ длины волны 31 мкм. Таким образом, выполненное диссертационное исследование является актуальным, оригинальным, соответствуют современным тенденциям развития оптоэлектроники среднего ИК диапазона и определяет мировой уровень в направлении генерации когерентного излучения в материалах на основе HgCdTe.

Цели и задачи исследования

Целью диссертационной работы является исследование процессов излучательной и безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда в объемных пленках и гетероструктурах с квантовыми ямами на основе твердых растворов кадмий-ртуть-теллур для реализации источников излучения в среднем инфракрасном диапазоне. Это включает в себя решение следующих задач:

1. Исследование межзонных фотолюминесценции и фотопроводимости объемных слоев и гетероструктур с квантовыми ямами в длинноволновой части среднего инфракрасного диапазона.
2. Исследование особенностей спектров примесно-дефектной фотолюминесценции и фотопроводимости узкозонных пленок и гетероструктур с квантовыми ямами.
3. Исследование времен жизни неравновесных носителей в этих структурах с использованием измерений кинетики фотолюминесценции и фотопроводимости, а также их эволюции с температурой и интенсивностью оптического возбуждения.

4. Проектирование волноводных гетероструктур для получения стимулированного излучения в среднем инфракрасном диапазоне
5. Анализ спектров стимулированного излучения и их зависимости от температуры и параметров накачки в гетероструктурах с различными дизайнами.

Научная новизна диссертационной работы может быть кратко сформулирована следующим образом:

1. Впервые экспериментально продемонстрирована достоверность псевдорелятивистского описания электронов и легких дырок - фермионов Кейна и возможность перестройки зонного спектра в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ от инвертированного к бесщелевому и нормальному варьированием температуры.
2. Экспериментально продемонстрирована возможность полного подавления оже-рекомбинации в структурах с КЯ HgTe , когда релаксация неравновесных носителей полностью определяется излучательными процессами, на примере структуры с $E_g = 120 - 140$ мэВ при $T = 77$ К.
3. Впервые исследована динамика пропускания структуры КЯ с шириной запрещенной зоны $E_g = 20$ мэВ методом накачка-зондирование с временным разрешением ~ 10 пс, что позволило оценить плотность мощности, требуемую для получения инверсии населенностей как 10 кВт/см².
4. Показано, что линии, наблюдающиеся около 10 и 20 мэВ в спектрах фотопроводимости (ФП) объемных слоев $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.19 - 0.295$) обусловлены переходами с основного на мелкие возбужденные состояния акцептора с большим матричным элементом с последующей термической ионизацией, а не переходами дырок непосредственно в континуум валентной зоны.
5. Впервые исследована температурная зависимость акцепторной ФП в отожженных слоях КРТ p -типа, и показано, что интенсивность линии ФП, возникающей из-за отрыва второй дырки от вакансии ртути убывает с температурой медленнее, чем интенсивность линии ФП, связанной с отрывом первой дырки, из-за большей энергии связи возбужденного состояния однократно ионизованного центра, с которого происходит термическая ионизация.
6. Обнаружена ТГц ФЛ, обусловленная оптическими переходами между возбужденными и основными состояниями нейтрального и однократно ионизованного двойного акцептора – вакансии ртути.
7. Впервые предложен дизайн гетероструктур с КЯ на основе твердого раствора CdHgTe выращиваемых на подложке GaAs , с диэлектрическими волноводами, поддерживающими моду TE_0 за счет отражения в окрестности полосы остаточных лучей арсенида галлия (дина

волны 30 – 32 мкм). Впервые в волноводных структурах с множественными КЯ в пучностях моды получено стимулированное излучение с длинами волн 19.5 – 31 мкм. Впервые в волноводных гетероструктурах с узкими КЯ на основе HgCdTe получено стимулированное излучение в диапазоне 2.8 - 3.7 мкм при $T > 240$ К, благодаря подавлению пороговых и беспороговых процессов оже-рекомбинации.

Теоретическая и практическая значимость работы

Развитые методики диагностики однородности и дефектности объемных пленок и гетероструктур с квантовыми ямами, приведенные в разделах 1 и 2, могут быть использованы для совершенствования технологии эпитаксии структур на основе КРТ как для фундаментальных исследований, так и для практических применений. Развитая в работе методика измерения спектров фотолюминесценции и фотопроводимости в среднем и дальнем ИК диапазонах в условиях сильной фоновой засветки позволяет проводить исследования не только структур на основе КРТ, но и других перспективных узкозонных материалов, таких как халькогениды свинца-олова, структуры InAs/AlSb, BiSeIn и др.

Исследования распространенных дефектов в твердых растворах кадмий-ртуть-теллур – вакансий ртути и ассоциируемых с ними линий фотолюминесценции и фотопроводимости, приведенные в Главе 4, имеют практическую значимость для разработки источников и приемников излучения на основе твердых растворов кадмий-ртуть-теллур, поскольку данный тип дефектов в значительной степени определяет скорость рекомбинации неравновесных носителей в условиях слабого возбуждения. Помимо этого, исследования вакансий ртути имеют фундаментальное значение для развития моделей описания двухзарядовых примесей как в соединениях кадмий-ртуть-теллур, так и в других полупроводниковых материалах.

Результаты исследований стимулированного излучения в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами, описанные в Главах 5 и 6, могут быть использованы для создания источников лазерного излучения на межзонных переходах на основе соединений кадмий-ртуть-теллур. Источники на основе кадмий-ртуть-теллур способны работать при температурах близких к комнатной в диапазоне длин волн до 5 мкм, а возможность температурной перестройки спектра позволяет рассматривать возможность их практического применения в приложениях спектроскопии газов. При криогенных температурах генерация излучения в гетероструктурах кадмий-ртуть-теллур возможна на длине волны 31 мкм, которая лежит вне диапазона работы квантово-каскадных лазеров. В спектральном диапазоне 31 – 20 мкм полученные результаты позволяют «перекрыть» указанный диапазон еще одним типом полупроводниковых лазеров наравне с лазерами на основе халькогенидов свинца-олова. Создание лазеров, работающих при термоэлектрическом охлаждении и обладающих

возможностью перестройки длины волны с температурой, повысят конкурентоспособность источников на основе HgCdTe в диапазоне 3 – 5 мкм. С учетом лидирующей роли HgCdTe в производстве ИК детекторов, реализация длинноволновых источников на основе того же материала создает предпосылки для создания оптопар лазер-приемник, которые могут быть использованы для простейших компактных спектрометров среднего ИК диапазона. Фундаментальные результаты, сосредоточенные в основном вокруг проблемы разогрева носителей и сопутствующей «активации» оже-рекомбинации при различных режимах накачки, будут интересны широкому кругу исследователей, занимающихся развитием полупроводниковых лазеров. С учетом того, что КЯ HgCdTe/CdHgTe являются одной из немногих систем, в которой можно добиться графеноподобного закона дисперсии, представляется, что значительную ценность полученные результаты будут иметь для разработки излучающих структур на основе графена, в котором проблема разогрева носителей является критическим фактором, ограничивающим возможность усиления.

Методы исследования

В работе использовались хорошо зарекомендовавшие себя апробированные экспериментальные методики исследования, отработанные за долгие годы проведения измерений в среднем и дальнем ИК диапазоне. Экспериментальные исследования сопровождались теоретическим анализом.

Для исследования оптических свойств объемных пленок и гетероструктур на основе КРТ использовалась комбинация методик фурье-спектроскопии фотолюминесценции и фотопроводимости. Для изучения процессов рекомбинации применялась прямая методика измерения кинетики релаксации фотопроводимости. Для создания неравновесной концентрации электрон-дырочных пар применялось возбуждение импульсным параметрическим генератором инфракрасного диапазона с перестраиваемой длиной волны и длительностью импульса 10 нс. Для исследования времен меньших 10 нс применялась методика накачка-зондирование (pump-probe) с использованием лазера на свободных электронах FELBE в HZDR (Дрезден, Германия).

Положения, выносимые на защиту

1. Объемные слои твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.17 - 0.23$), выращиваемые методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках GaAs(013), характеризуются высоким структурным совершенством, проявляющимся в близкой к теоретическому пределу 1.8кВТ ширине линии ФЛ при $T > 70\text{ К}$ и малой величине энергии Урбаха, описывающей уширение красной границы межзонной фотопроводимости. Температурная зависимость энергии Урбаха указывает на доминирующую роль фундаментального механизма уширения

края поглощения, обусловленного тепловыми колебаниями решетки, в то время как нарушения кристаллического совершенства материала дают пренебрежимо малый вклад в энергию Урбаха.

2. В твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x < 0.29$) и КЯ $\text{HgCdTe}/\text{CdHgTe}$ вакансии ртути являются двойными акцепторами с характерными энергиями ионизации ~ 10 мэВ для нейтрального акцептора (отрыв первой дырки) и ~ 20 мэВ для однократно ионизованного акцептора (отрыв второй дырки), проявляющихся в спектрах ФП в виде линий, обусловленных переходами в возбужденные состояния с малой энергией ионизации, а в КЯ в виде более широких полос из-за дисперсии энергии связи центров. В спектрах ФЛ наблюдаются линии с тем же спектральным положением, соответствующие процессам захвата дырок на состояния двухзарядного акцептора.

3. Квазирелятивистский закон дисперсии электронов и дырок в КЯ с малой ($x < 0.1$) долей кадмия и малой шириной запрещенной зоны $E_g < 140$ мэВ приводит к подавлению трехчастичного ССН-С процесса безызлучательной оже-рекомбинации и позволяет получить стимулированное излучение (СИ) на межзонных переходах в структурах с диэлектрическим волноводом.

4. Рост коэффициента отражения при приближении к границе области остаточных лучей в арсениде галлия (длина волны 33.9 мкм) с коротковолновой стороны позволяет добиться локализации волноводной моды для длин волн 30 – 32 мкм в гетероструктурах на основе HgCdTe , выращиваемых на GaAs подложке, при технологически достижимых в методе МЛЭ толщинах.

5. Инженерия зонного спектра КЯ на основе HgCdTe позволяет получить в гетероструктурах с диэлектрическим волноводом СИ в диапазоне длин волн 3 – 4 мкм (окно прозрачности атмосферы) при $T > 200$ К, достижимой с помощью термоэлектрического охлаждения.

Степень достоверности и апробация работы

Все результаты, полученные в данной работе, имеют высокую степень достоверности, которая подтверждается использованием апробированных методик, хорошим согласием между экспериментальными и теоретическими данными (в том числе в тех случаях, когда теоретический анализ предшествовал эксперименту), согласием между результатами, полученными в рамках различных экспериментальных методик, а также сопоставлением полученных результатов с данными, найденными в литературе.

Диссертация выполнена в Институте физики микроструктур РАН (ИФМ РАН) в период с 2012 по 2021 гг. Основные результаты диссертации опубликованы в 43 статьях, список которых приведен в конце автореферата [А1-А43]. Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на семинарах в ИФМ РАН, ИПФ РАН, и были представлены на различных российских и международных конференциях, таких как XXII Международная

научно-техническая конференция по фотоэлектронике и приборам ночного видения (Москва, 2012 г.), XI Российская конференция по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2013 г.), XIII Российская конференция по физике полупроводников (Екатеринбург, 2017 г.), XVIII – XXIV Международные симпозиумы «Нанозфизика и нанозлектроника» (Нижний Новгород 2014–2020 г.), а также на международных конференциях, проводимых за рубежом: 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (Copenhagen, Denmark, 2016 г.), 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (Paris, France, 2019 г.), International Conference on Mid-Infrared Optoelectronics: Materials and Devices (Beijing, China 2016 г.), 5th Russia-Japan-USA-EuropeSymp. On Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies (Sendai, Japan 2016 г.), 5th EOS Topical Meeting on Terahertz Science and technology (Pecs, Hungary 2016 г.), 4th Int. Conf. “Nanostructures: physics and technologies”, (Санкт-Петербург, Россия, 2016 г.) и др. соискателем лично или в рамках докладов соавторов.

Личный вклад автора

Все основные результаты получены автором лично, либо при его непосредственном участии или руководстве. Постановка задач и интерпретация результатов проводилась непосредственно диссертантом, либо его вклад был определяющим. Экспериментальные результаты получены автором лично, либо под его руководством. Вклад автора диссертации в теоретические исследования состоит в постановке задач и сопоставлении полученных результатов с экспериментом.

Основное содержание работы

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, списка работ, опубликованных автором по теме диссертации и списка цитируемой литературы, который включает в себя 201 наименований. Общий объем диссертации составляет 238 страницы, включая 65 рисунков.

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследования и представлена ее разработанность, изложены цели и задачи работы, методы исследования, показана научная новизна работы, ее теоретическая и практическая значимость, сформулированы положения, выносимые на защиту, и отражен личный вклад автора в получение результатов.

Первая глава диссертация посвящена обзору литературы. **Во вступительном разделе 1.1** дается общая информация о твердых растворах HgCdTe, их использовании для создания ИК фотоприемников, квантовых ямах (КЯ) HgTe/CdHgTe, их зонной структуре и уникальных свойствах, таких как фазовый топологический переход при изменении ширины КЯ, состояние двумерного топологического изолятора и гигантского спинового расщепления Рашбы в структурах с инвертированным зонным спектром и перекрытия валентной зоны и зоны проводимости в широких КЯ (двумерный полуметалл). **Раздел 1.2** посвящен оптическим свойствам объемных твердых растворов HgCdTe и КЯ на их основе, выращиваемых методом

МЛЭ. Долгое время считалось, что продвижению приборов, в первую очередь фоторезисторов и матриц на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, в область длин волн более 20 мкм препятствуют флуктуации состава твердого раствора x , приводящие к недопустимо большим вариациям ширины запрещенной зоны E_g по образцу [21]. Современные методы МЛЭ позволяют проводить рост слоев HgCdTe высокого качества, однако межзонные ФП и ФЛ в объемных твердых растворах с долей Cd меньше 20 % были изучены относительно слабо. В книге [22] представлены неопубликованные измеренные и рассчитанные спектры поглощения в твердом растворе HgCdTe с малым содержанием кадмия $x = 0.2$, из которых следует, что зависимость коэффициента поглощения от частоты является очень плавной (в отличие от приведенной на том же графике зависимости для сверхрешетки $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ с приблизительно такой же шириной запрещенной зоны). Размытие края поглощения связывается как с пологой зависимостью межзонной плотности состояний от частоты в объемном материале, так и с флуктуациями состава твердого раствора. Среди недавних работ в этом направлении можно указать кандидатскую диссертацию В.В. Румянцева [23], в которой однородность структур была оценена лишь качественно.

Высокое качество современных структур на основе HgCdTe позволило поставить вопрос создания на их основе не только приемников, но и источников излучения. Экспериментальные исследования стимулированного излучения (СИ) в структурах на основе HgCdTe ранее проводились исключительно в коротковолновой части среднего инфракрасного диапазона [15]. Наиболее длинноволновая генерация соответствует длине волны 5.3 мкм и достигнута в инжекционном лазере с активной областью из «объемного» HgCdTe , при этом рабочие температуры не превышали температуры жидкого азота [16]. Был сделан вывод, что межзонные лазеры на основе HgCdTe неконкурентноспособны по сравнению с униполярными ККЛ среднего ИК диапазона из-за усиления безызлучательной оже-рекомбинации с уменьшением ширины запрещенной зоны. В то же время в работе [13] указывалось на возможность подавления оже-рекомбинации в КЯ HgCdTe (по сравнению с объемным материалом с той же шириной запрещенной зоны). Эффект подавления оже-рекомбинации отмечался ранее в узкозонных халькогенидах свинца и связывался с «симметрией» законов дисперсии зоны проводимости и валентной зоны.

До начала настоящей работы в узкозонных твердых растворах HgCdTe на длинах волн более 5.3 мкм исследовалось только спонтанное излучение (фотолюминесценции, ФЛ), которые были нацелены преимущественно на идентификацию уровней примесей, дефектов и их комплексов, а также на характеризацию материала. Более подробный обзор результатов этих работ приведен в **разделе 1.4**, посвященном примесно-дефектным центрам. В ряде работ

сообщалось о наблюдении межзонной ФЛ вплоть до длин волн 18 мкм, однако спектры излучения не приводились.

В «коротковолновой» части среднего ИК диапазона, который является чрезвычайно важным для разнообразных применений, выполнено достаточно много исследований лазеров на основе HgCdTe. Рассматривались как традиционные полосковые лазеры [16], так и вертикально излучающие лазеры [24]. Излучение на длинах волн 1.5 – 2.2 мкм было получено при оптической накачке при комнатной температуре, а на длинах волн от 2.5 до 3.5 мкм - при температурах ниже 200 К [24]. В недавней работе [25] сообщалось о стимулированном излучении с длиной волны 2.5 мкм в объемном структуре HgCdTe при комнатной температуре. Также в ряде работ в окрестности длины волны 3 мкм наблюдалось спонтанное (при температуре 300 К) и лазерное (при температуре ниже 160 К) излучение при токовой накачке. Тем не менее, потенциал материалов HgCdTe представляется не исчерпанным и в этой части среднего ИК диапазона. Так, теоретические исследования показывают возможность лазерной генерации при температурах вблизи комнатной на длине волны 4 мкм в структурах с КЯ из чистого HgTe [13].

В разделе 1.3 дается обзор исследований времен жизни неравновесных носителей в структурах на основе HgCdTe. Рассматриваются три основных механизма межзонной рекомбинации: излучательная рекомбинация, безызлучательная рекомбинация и рекомбинация Шокли-Рида-Холла через состояния примесей и дефектов в запрещенной зоне. Полученное в работе [26] аналитическое выражение показывает, что вероятность излучательной рекомбинации зависит от многих параметров, таких как концентрация равновесных носителей, эффективные массы электронов и дырок и др. При высоком уровне оптического возбуждения она пропорциональна концентрации неравновесных носителей и убывает приблизительно пропорциональна ширине запрещенной зоны.

Рекомбинацию по механизму Шокли-Рида-Холла (ШРХ) можно рассматривать как поочередный захват электрона и дырки на одно и то же локализованное состояние в запрещенной зоне полупроводника. Общепринятой моделью описания безызлучательной рекомбинации данного типа является модель Шокли и Рида [26], в которой предполагается малое число ловушек, что позволяет ввести единое время жизни электрон-дырочной пары. Поскольку данные состояния, как правило, обусловлены дефектами и примесями в кристаллической структуре материала, вклад механизма рекомбинации ШРХ в общее время жизни может быть исключен с улучшением кристаллического совершенства и чистоты материала. Таким образом, в то время как ШРХ может быть основным механизмом, отвечающим за наблюдаемое в эксперименте время жизни при условиях близких к равновесным, т.е. при малой концентрации неравновесных носителей, с увеличением

неравновесной концентрации его роль уменьшается относительно излучательной и оже-рекомбинации.

Считается, что наиболее важным безызлучательным процессом рекомбинации при высоких концентрациях носителей (характерных для лазеров) является оже-рекомбинация. Энергия, выделяющаяся при рекомбинации электрон-дырочной пары, в случае оже-процесса передается третьему носителю. Так как в оже-процессе участвуют три частицы, его вероятность пропорциональна квадрату (а темп, соответственно, кубу) неравновесной концентрации Δn (в случае, например, оптической накачки структур, когда $\Delta n = \Delta p$ и эти величины значительно превышают темновую концентрацию как электронов, так и дырок). Таким образом, можно ожидать, что темп оже-рекомбинации при увеличении концентрации носителей растет быстрее, чем темп излучательной рекомбинации. Необходимость выполнения законов сохранения энергии и квазиимпульса при оже-процессе приводит к возникновению энергетического порога для оже-рекомбинации. Пороговая энергия определяется как минимальная суммарная кинетическая энергия трех частиц, при которой возможен оже-процесс, не нарушающий законы сохранения. В простейшем случае полупроводника с параболическими законами дисперсии величину порога оже-рекомбинации легко оценить как $E_{th} = E_g m_e / (m_e + m_h)$ [27]. В объемных твердых растворах HgCdTe $m_h \gg m_e$, поэтому в материалах n -типа доминирующим является оже-процесс, в котором принимают участие два электрона и тяжелая дырка, т.к. пороговая энергия для него оказывается минимальной.

При рассмотрении эффективности оже-рекомбинации помимо энергетического порога необходимо принимать во внимание и матричные элементы переходов носителей, принимающих участие в оже-процессе [28]. Помимо многочисленных параметров, входящих в выражения для вероятности процесса [13], которые можно определить из эксперимента, последняя зависит и от интегралов перекрытия блоховских функций взаимодействующих носителей, а также от безразмерного интеграла, описывающего экранировку кулоновского взаимодействия между частицами, которые, как правило, рассматриваются как константы или подгоночные параметры. Трудность в точном вычислении времени оже-рекомбинации связана и с тем, что участвующие в оже-процессе частицы находятся далеко от экстремумов своих зон, что накладывает серьезные требования на точность энергетических спектров и волновых функций носителей, используемых при расчетах. Таким образом, окончательный вывод может быть сделан только после детальных экспериментальных исследований.

Раздел 1.4 посвящен влиянию примесей и дефектов на оптические свойства структур на основе HgCdTe. Точечные дефекты проявляют себя не только как источник дискретных уровней, участвующих в поглощении и излучении света, но и как канал безызлучательной рекомбинации ШРХ. Хорошо известной особенностью материала является слабость

химической связи Hg-Te, из-за которой атомы ртути и теллура могут оказываться вне «надлежащих» позиций кристаллической решетки [29]. Это приводит к появлению различных дефектов, наиболее распространенным из которых является вакансия ртути, являющаяся двухзарядным акцептором. Помимо вакансии ртути исследователи рассматривали такие точечные дефекты как антиструктурный теллур и междоузельные атомы металла. Имеющиеся в литературе сведения о мелких примесях «водородоподобных» в твердых растворах HgCdTe относятся почти исключительно к акцепторам, так как вследствие малой величины эффективной массы электронов энергии связи мелких доноров составляют доли мэВ. Что же касается акцепторов, их энергия связи варьируется от единиц до десятков мэВ (например, [30]).

Глубокие центры в сравнительно широкозонных материалах HgCdTe ($x > 0.2$) представляют отдельный интерес для изучения, т.к. являются эффективными ловушками для электронов и дырок и существенно влияют на времена жизни носителей. В обзорных статьях (см., например, [31]) приведены сводные данные о зависимости энергии глубоких центров от состава $x=0.2-0.4$. Такие центры могут возникать не только благодаря отдельным примесям или дефектам, но также и при образовании примесно-дефектных комплексов, однако определенного заключения о дефектах, формирующих эти состояния сделано не было.

Во **второй главе** диссертации представлены результаты исследования межзонной фотопроводимости (ФП) и фотолюминесценции (ФЛ) узкозонных объемных твердых растворов HgCdTe и магнитопоглощения в широком спектральном диапазоне (длина волны от 2 до 36 мкм). Целью этих исследований было изучение оптических свойств материала, полученного методом низкотемпературной МЛЭ на полуизолирующих подложках GaAs(013) – методики роста, использованной впоследствии для роста квантовых ям (КЯ) $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$, которые являются основным объектом исследования диссертационной работы.

Основные трудности применения спектроскопии межзонной ФЛ для исследования узкозонных материалов связаны с уменьшением вероятности излучательной рекомбинации и увеличением эффективности безызлучательных процессов при уменьшении ширины запрещенной зоны, а также со сложностью отстройки или подавления сигнала теплового фона, который в диапазоне энергий кванта меньше 300 мэВ приводит к наличию в спектре широкой и мощной «подставки» планковского излучения с температурой 300 К. В настоящей работе развита методика измерения спектров ФЛ в среднем и дальнем ИК диапазонах при непрерывном возбуждении и импульсном возбуждении с большой скважностью в условиях сильной фоновой засветки методом фурье-спектроскопии с пошаговым перемещением зеркала спектрометра (режим «step-scan»). Методика основана на регистрации сигнала с фотоприемника с определенной задержкой после перемещения зеркала фурье-спектрометра, что позволяет избежать модуляции сигнала фонового (теплового) излучения и выделить на его

фоне слабый сигнал ФЛ. Величина задержки должна превышать несколько постоянных времени фотоприемника и/или время выхода из насыщения измерительной схемы, возникающего вследствие модуляции фонового излучения при перемещении подвижного зеркала интерферометра фурье-спектрометра [A1, A5, A32, A33, A35].

Исследованные эпитаксиальные слои HgCdTe выращивались методом МЛЭ на полуизолирующей подложке GaAs (013) [32] (раздел 2.1). Структуры обладали электронным типом проводимости с концентрацией в диапазоне от $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Раздел 2.2 посвящен методике измерений спектров ФП методом фурье-спектроскопии. При характеристике объемных пленок HgCdTe методом спектроскопии ФП (раздел 2.3) первостепенными являются исследования положения и профиля красной границы межзонного фотоотклика. Край фундаментального поглощения в твердых растворах HgCdTe не описывается функцией, возрастающей от нуля по «корневому» закону при превышении энергией фотонов ширины запрещенной зоны E_g . Во многих работах показано, что длинноволновый участок спектра поглощения твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ начинается с энергий кванта $< E_g$ и подчиняется так называемому «правилу Урбаха» $\alpha = \alpha_0 \exp\{(\hbar\omega - E_0)/W\}$, т.е. нарастает экспоненциально, что приводит к ненулевому коэффициенту поглощения при $\hbar\omega = E_g \approx E_0$ (Рисунок 1 (а)).

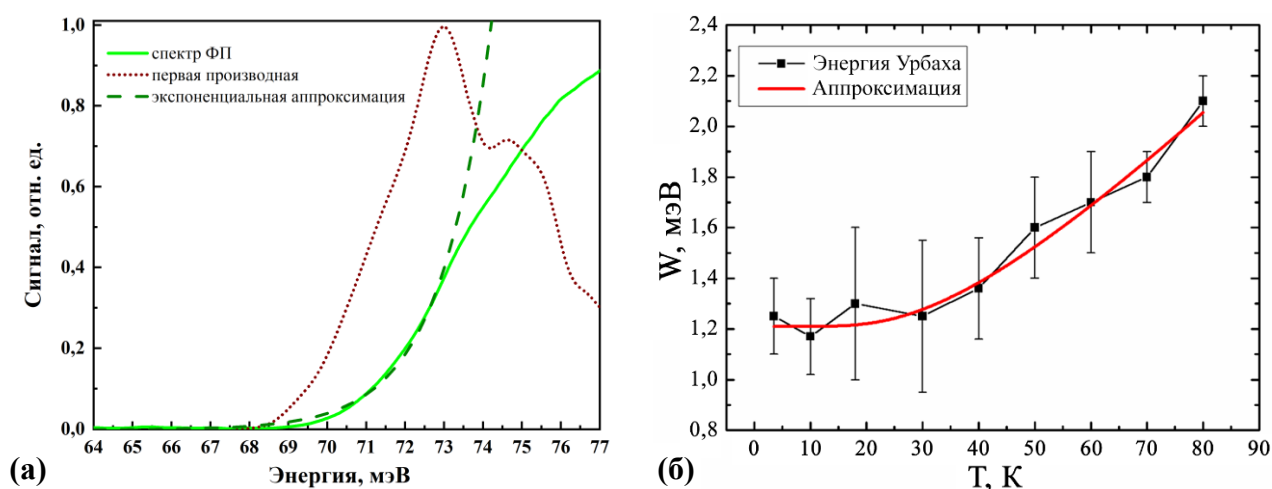


Рисунок 1 - (а) Типичный вид края фундаментального поглощения исследуемых образцов, его первая производная, используемая для определения начала участка Урбаха, и экспоненциальная аппроксимация участка Урбаха образца № 120626 (доля Cd $x=0.21$) при температуре 4.2 К; (б) Зависимость энергии Урбаха от температуры и ее аппроксимация модельной зависимостью Коди образца № 120210 (доля Cd $x=0.191$)

В наиболее широко используемой модели Коди [33], энергия Урбаха W , описывающая характерный масштаб «размытия» красной границы, складывается из члена, обусловленного неоднородностью структуры и статическими дефектами ее решетки, который не зависит от температуры, и температурно-зависимого члена, обусловленного фундаментальным электрон-фононным взаимодействием. Для исследованных в данной работе образцов эпитаксиальных

пленок HgCdTe получены значения энергии Урбаха при температуре 4.2 К в диапазоне от 1 до 2 мэВ [A2], что на порядок меньше данных предшествующих работ, относящихся к структурам, выращенным МЛЭ [34] и по порядку величины соответствует лучшим образцам GaAs. С ростом температуры энергия Урбаха увеличивается. Результаты аппроксимации соответствующей температурной зависимости (Рисунок 1 (б)) свидетельствуют о преобладающей роли «динамического» уширения края поглощения, связанного с электрон-фононным взаимодействием, а не с кристаллическим несовершенством структур.

При исследовании спектров ФП в наиболее узкозонных образцах (с составом твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ $x < 0.18$) длинноволновая область спектра ФП приобретает сложную форму из-за особенностей в области 8 – 25 мэВ, связанных, как будет показано в главе 4, с фотовозбуждением вакансий ртути. В этом случае для определения положения красной границы межзонной ФП использовались два подхода к управлению шириной запрещенной зоны: с помощью изменения температуры и с помощью магнитного поля [A3] (раздел 2.4). Повышение температуры приводит к уширению края межзонного поглощения и падению отношения сигнал-шум, что ограничивает применимость такого подхода. Измерения в магнитном поле позволяют «отстроиться» от особенностей ФП, связанных с присутствием остаточных акцепторов уже в небольших полях < 3 Тл за счет сильного квантования электронов с малой эффективной массой, приводящей к увеличению ширины запрещенной зоны и сдвигу красной границы спектров ФП. Для определения ширины запрещенной зоны необходимо производить экстраполяцию результатов измерений к нулевому магнитному полю, для чего из-за сильной непараболичности закона дисперсии в зоне проводимости требуется прибегать к помощи численных расчетов уровней Ландау. В этом смысле такая методика не имеет значительных преимуществ перед исследованиями магнитопоглощения, которые дают более детальную картину переходов между уровнями Ландау, однако служит полезным дополнением в малых магнитных полях (до 1 Тл), когда «видность» особенностей на магнитооптических спектрах снижается.

Спектроскопия магнитопоглощения была успешно использована для характеристики структур в авторской работе [A4], где прослежена зависимость энергий межзонных переходов (переходов между уровнями Ландау, возникающих в валентной зоне и зоне проводимости) от магнитного поля в широком диапазоне (до 16 Тл) при различных температурах. Состояния акцепторов из-за большой эффективной массы в валентной зоне практически не испытывают влияния магнитного поля, и спектральное положение особенностей, связанных с ними, сохраняется. Подбирая температуру измерений, удалось продемонстрировать корневую зависимость энергии перехода от магнитного поля, характерную для безмассовых псевдорелятивистских фермионов Кейна, т.е. определить температуру перехода

от инвертированной к нормальной зонной структуре в материале с нулевой щелью и установить таким образом достоверность псевдорелятивистского описания электронов и легких дырок – фермионов.

В разделе 2.5 описана методика исследований спектров и кинетики ФЛ объемных пленок HgCdTe в диапазоне длин волн от 8 до 30 мкм. Исследуемый образец располагался внутри криостата замкнутого цикла с возможностью изменения температуры в пределах от 8 до 300 К. Излучение ФЛ заводилось в фурье-спектрометр с помощью эллиптического зеркала или с помощью специальной волноводной вставки, герметично соединяющей криостат замкнутого цикла и фурье-спектрометр. На входном окне спектрометра устанавливался оптический фильтр, отсекающий рассеянное излучение возбуждающего лазера. Для времяразрешенных измерений спектров ФЛ при импульсном возбуждении на каждом «шаге» сканирования зеркала Фурье-спектрометра проводилось измерение кинетики сигнала для соответствующей точки интерферограммы с запуском по синхронизирующему импульсу, что позволяло после фурье-преобразования получить кинетику для каждой точки спектра, т.е. реализовать разрешенную по времени спектроскопию ФЛ [A5].

Раздел 2.6 посвящен исследованиям ФЛ при непрерывном оптическом возбуждении. Для «идеального» полупроводника с корневой зависимостью комбинированной плотности состояний существует теоретический предел для ширины линии ФЛ $FWHM(T) = 1.8k_B T$. На рисунке 2 показана эволюция спектров ФЛ одного из исследованных образцов и ширины линии ФЛ при повышении температуры. При высоких температурах ширина линии ФЛ практически достигает своего теоретического предела, что указывает на малый вклад «паразитных» механизмов уширения, в том числе за счет неоднородности состава. Оценить величину такой неоднородности можно при низких температурах, когда с хорошей точностью можно считать, что ширина спектра ФЛ полностью определяется разбросом параметров структуры. Типичная ширина спектра составляет ~ 7 мэВ, что в пересчете на долю Cd дает величину разброса $\Delta x \sim 0.0004$, хорошо согласующуюся с данными технологов.

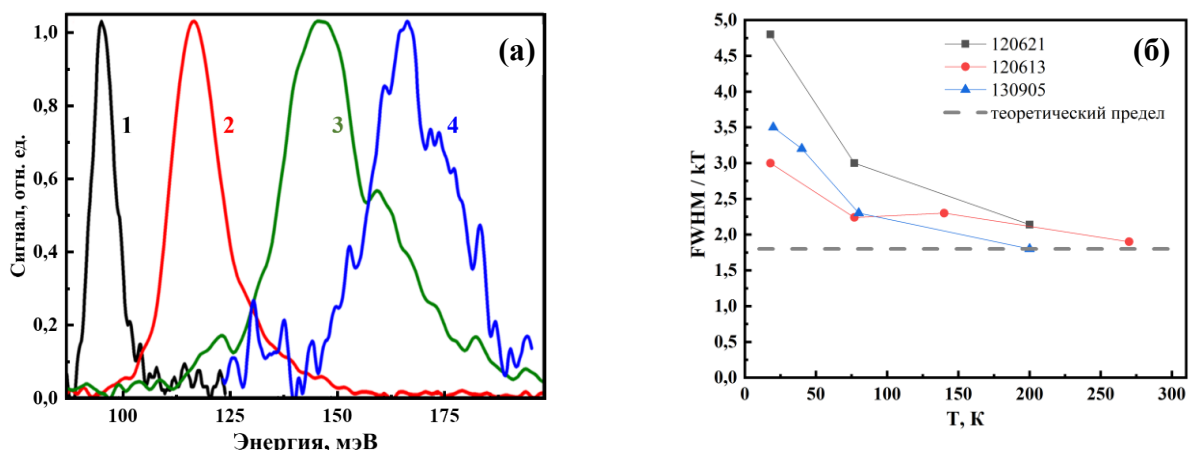


Рисунок 2 - (а) Спектры ФЛ эпитаксиального слоя № 120613 (доля Cd $x = 0.22$) при

различных температурах: 1 – 18 К, 2 – 70 К, 3 – 140 К, 4 – 200 К; (б) Зависимость полуширины линии ФЛ от температуры для ряда исследованных образцов

Таким образом, исследования ФЛ в целом подтверждают выводы о высокой однородности структур и возможности получения межзонной эмиссии в эпитаксиальном HgCdTe, выращенным методом МЛЭ на GaAs подложках, вплоть до температуры достижимой при термоэлектрическом охлаждении. Развитая методика измерений ФЛ позволила перейти к исследованию эмиссии из квантовых ям в условиях интенсивного импульсного возбуждения, что в конечном счете необходимо для получения СИ.

Глава 3 посвящена экспериментальному исследованию оптических свойств гетероструктур с КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ (описанными в **разделе 3.1**) при различных температурах с помощью спектроскопии ФП и ФЛ (в том числе разрешенных по времени) в среднем и дальнем ИК диапазонах. Основное внимание уделено «волноводным» структурам, которые содержат массив КЯ, выращенных внутри широкозонных слоев CdHgTe (подробнее см. Главу 5), формирующих диэлектрический волновод. Данные структуры были специально сконструированы и выращены для получения стимулированного излучения (главы 5, 6). Методы расчета зонного спектра КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ представлены в **разделе 3.2**.

В разделе 3.3 представлены результаты исследований спектров ФП и ФЛ структур с КЯ на основе HgCdTe. Переход от объемного материала к КЯ, требуемых для создания активной среды для лазеров, приводит к перестройке энергетического спектра носителей. Благодаря инвертированному зонному спектру составов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x < 0.168$, одинаковую ширину запрещенной зоны можно получить в структурах с различным дизайном. Важно подчеркнуть, что небольшие различия в параметрах структур приводят к существенной разнице в их оптических свойствах, в первую очередь эффективности межзонной эмиссии, что связано с тем, что основные механизмы рекомбинации и внутренних потерь в структуре заметно отличаются из-за различий в законе дисперсии носителей. Таким образом, детальная характеристика структур является принципиально важной для интерпретации наблюдаемых времен жизни и поиска путей оптимизации дизайна активной области. Как показали предварительные исследования, в выращиваемых КЯ из номинально бинарного HgTe наблюдалось наличие остаточного кадмия. Для однозначного определения параметров структуры (в первую очередь ширины КЯ и концентрации кадмия в ней) был применен комплекс методов, включающих просвечивающую электронную микроскопию [А6], вторично-ионную масс спектроскопию, рентгеноструктурный анализ, спектроскопию ФП и ФЛ [А6, А8, А9] и магнитопоглощения [А6] при различных температурах. Результаты показали, что, несмотря на удовлетворительное согласие параметров структур, определяемых из первых трех методов, требуемую точность характеристики обеспечивают только оптические методы, в основном спектроскопия ФП в

сочетании с исследованиями магнитопоглощения в сильных магнитных полях. Основным выводом является хорошее соответствие ширины КЯ данным *in situ* эллипсометрии, в то время как поправка к содержанию кадмия может составлять до 10 % [А6].

Во всех структурах полоса межзонных переходов на спектрах ФП характеризуется менее резким длинноволновым краем, чем в спектрах ФП объемных пленок. Введенная по аналогии с объемным случаем, энергия Урбаха, описывающая резкость края, составляет 1.5 – 6.5 мэВ и имеет тенденцию к увеличению с уменьшением ширины КЯ [А2].

Возможность использования спектроскопии ФЛ при высоких температурах является следствием крайне слабого температурного гашения ФЛ [А7, А8], которое отмечается и другими группами [35] в структурах с КЯ на основе HgCdTe, выращенных методом МЛЭ. Ширина спектра ФЛ даже в одиночных ямах значительно превышает теоретический предел для двумерного случая [А7-А9], который составляет $0.7k_B T$ за счет более резкого роста плотности состояний в КЯ по сравнению с объемным материалом.

В целом можно заключить, что степень неоднородности параметров структур КЯ больше, чем у объемных пленок, что связывается с флуктуациями ширины КЯ. В лучших образцах ширина линии межзонной ФЛ составляет около 4 мэВ при температуре 8 – 20 К, типичное значение соответствует величинам 6 – 8 мэВ. Таким образом, оцениваемый сверху масштаб неоднородного уширения энергии межзонного перехода составляет не более 8 мэВ, что меньше типичных значений энергии квазиуровней Ферми (15 – 20 мэВ), при которых возникает усиление на межзонных переходах. Последнее позволяет рассчитывать на умеренное влияние неоднородности структур на величину пороговой интенсивности накачки для генерации излучения. В этой связи основным фактором, ответственным за возможность генерации, становятся времена жизни носителей, определяющие пороговую плотность возбуждения для получения инверсии населенностей.

Раздел 3.4 посвящен исследованию времен жизни носителей в КЯ на основе HgCdTe. Изучение временной динамики неравновесной концентрации носителей заряда было выполнено с помощью прямых измерений кинетики ФП после импульсного возбуждения. Подобные измерения позволяют восстановить зависимость мгновенного времени жизни носителей от их концентрации даже в случае сложной неэкспоненциальной кинетики фотоотклика. При исследованиях кинетики ФП образец располагался в транспортном сосуде Дьюара, и сигнал фотоотклика по коаксиальному кабелю поступал на вход широкополосного усилителя и далее на 50-омный вход цифрового осциллографа [А3]. Для оптического возбуждения структур использовался генератор разностной гармоник параметрического генератора света (ПГС) «SolarOPO» (длина волны 11 – 17 мкм). Использование ПГС с возможностью выбора длины волны возбуждения, близкой к краю фундаментального поглощения, позволяло создавать

неравновесные носители с малой кинетической энергией и минимизировать влияние разогрева носителей, с одной стороны, а с другой, добиться высокой однородности возбуждения по глубине структуры [A10].

Наиболее сложен для анализа, из-за большого количества различных вариантов формы кривой фотоотклика, механизм Шокли-Рида-Холла (ШРХ), обусловленный поочередным захватом дырки и электрона на уровни ловушек в запрещенной зоне. Ситуация кардинально упрощается в случае высокого структурного совершенства и чистоты материала при высоком уровне оптического возбуждения, приводящего к «насыщению» канала рекомбинации ШРХ. Признаки «замедления» рекомбинации по механизму ШРХ при высокой концентрации носителей, систематически наблюдались в КЯ на основе HgCdTe при исследованиях ФЛ и ФП [A7]. Применительно к КЯ на основе HgCdTe, исследуемым в данной работе, при высокой концентрации неравновесных носителей данный канал можно считать насыщенным, и основная «конкуренция» возникает между процессами излучательной и оже-рекомбинации.

Темп излучательной рекомбинации при высоком уровне возбуждения пропорционален квадрату неравновесной концентрации из-за участия двух частиц в акте излучения фотона. Для времени излучательной рекомбинации можно записать $\tau_{RR} = B/(n_0 + p_0 + \Delta n)$, где n_0, p_0 – равновесные «темновые» концентрации электронов и дырок, а B – константа, не зависящая от концентрации. Решая уравнение $dn/dt = -\Delta n/\tau_{RR}$, получаем

$$\Delta n(t) = \frac{\Delta n(0)(n_0 + p_0)}{(n_0 + p_0 + \Delta n(0))\exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) - \Delta n(0)} \quad 1$$

где $\tau_0 = B/(n_0 + p_0)$ – излучательное время в режиме слабого возбуждения $\Delta n \ll n_0, p_0$. Видно, что в данном случае простой экспоненциальной функцией описывается динамика концентрации в минус первой степени.

Наиболее важным безызлучательным процессом рекомбинации при высоких концентрациях носителей является оже-рекомбинация. Энергия, выделяющаяся при рекомбинации электрон-дырочной пары в случае оже-процесса, передается третьему носителю. Так как в оже-процессе участвуют три частицы, его темп пропорционален кубу неравновесной концентрации Δn в случае, когда $\Delta n = \Delta p$ (например, при оптической накачке структуры), и Δn значительно превышает темновую концентрацию носителей. Таким образом, можно ожидать, что темп оже-рекомбинации при увеличении концентрации носителей растет быстрее, чем скорость излучательной рекомбинации. Тем не менее, необходимость выполнения законов сохранения энергии и квазиимпульса при оже-процессе приводит к возникновению энергетического порога (минимальная суммарная кинетическая энергия трех участвующих частиц) для оже-рекомбинации. Для параболических зон электронов и дырок с эффективными массами m_e и m_h соответственно пороговая энергия составляет [27] $E_{th} = E_g m_e / (m_e + m_h)$.

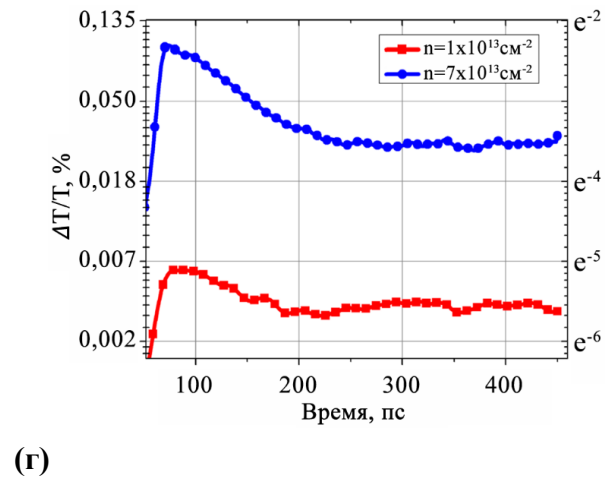
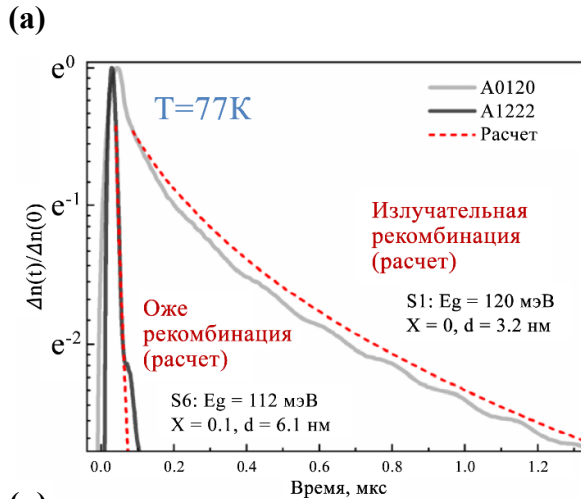
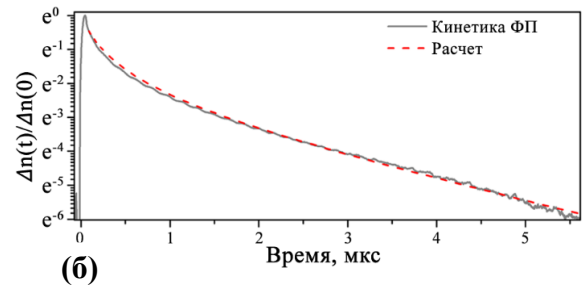
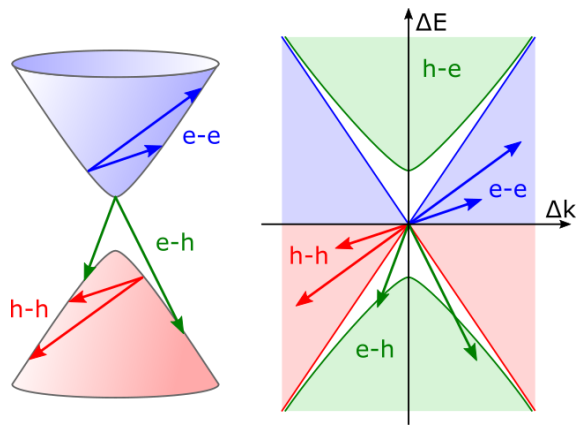


Рисунок 3 - (а) Иллюстрация невозможности выполнения законов сохранения энергии-квазиимпульса при релятивистском законе дисперсии электронов и дырок: в координатах $(\Delta k, \Delta E)$ не существует пары из межзонного перехода (всевозможные переходы обозначены зеленой областью) и внутризонного перехода (красная область для дырок и синяя для электронов), удовлетворяющей требованию антиколлинеарности, которое следует из законов сохранения энергии и квазиимпульса (отсутствуют пересечения зеленой области с красной или синей); (б) Кинетика ФП структуры № 150120 (доля Cd в КЯ $x = 0$, $d_{QW} = 3.2$ нм) в логарифмическом масштабе в сравнении с результатами расчетов динамики неравновесной концентрации за счет излучательной рекомбинации; (в) Сравнение кинетик ФП структур № 161222 (доля Cd в КЯ $x = 0.108$, $d_{QW} = 6.1$ нм) и № 150120 и соответствующие результаты расчетов динамики неравновесной концентрации за счет оже- и излучательной рекомбинации, соответственно; (г) Кинетика пропускания структуры с одиночной КЯ с шириной запрещенной зоны 20 мэВ при 5.5 К, полученной методом накачка-зондирование; длина волны возбуждающего излучения 42 мкм. На вставке указано число фотонов на единицу площади в падающем на образец импульсе излучения

За счет «симметризации» энергетического спектра в структурах с КЯ ожидается значительное увеличение порога оже-рекомбинации по сравнению с объемным материалом вплоть до величины $E_g/2$. С этим, в том числе, связывается и более слабое температурное гашение ФЛ в КЯ по сравнению с объемными слоями [A7]. Однако следует подчеркнуть, что для подавления оже-рекомбинации важна не только симметричность законов дисперсии электронов и дырок, но и их сильная непараболичность. В исследуемых КЯ реализуется

квазирелятивистский закон дисперсии с гиперболической зависимостью энергии частиц от квазиимпульса. Для чисто релятивистского закона оже-рекомбинация полностью запрещена законами сохранения энергии-импульса, что легко качественно понять из геометрического построения множества межзонных и внутризонных переходов (Рисунок 3(а)).

В относительно широкозонных структурах с КЯ, благодаря насыщению рекомбинации ШРХ и подавлению оже-рекомбинации, удалось непосредственно продемонстрировать, что релаксация носителей заряда практически полностью определяется излучательной рекомбинацией, другими словами, почти все неравновесные носители в КЯ рекомбинируют с испусканием фотона. На рисунке 3 (б) показана кинетика релаксации ФП структуры № 150120 при температуре 77 К. Видно, что осциллограмма фотоотклика не спрямляется в логарифмическом масштабе, так как начальная концентрация носителей $1.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ значительно превышает темновую $\sim 1.2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ (определена по измерениям эффекта Холла). При этом зависимость концентрации от времени близка к предсказываемой для излучательной рекомбинации выражением (1). На рисунке 3 (б) пунктиром показан результат точного расчета динамики спада неравновесной концентрации по механизму излучательной рекомбинации, выполненный Алешкиным В. Я. без подгоночных параметров. С увеличением начальной концентрации такая зависимость сохраняется вплоть до возникновения стимулированного излучения (СИ) [A10, A11].

Увеличение концентрации кадмия в КЯ приводит к резкому изменению динамики носителей заряда. На рисунке 3 (в) приведены кинетики ФП структур № 161222 и № 150120 с близкой шириной запрещенной зоны. Изменение параметров структуры приводит к смене доминирующего канала рекомбинации с излучательного на оже-процесс с соответствующим укорочением времени жизни носителей [A6, A8]. Как будет показано далее, это связано с уменьшением пороговой энергии оже-рекомбинации из-за поднятия боковых максимумов в первой валентной подзоне с увеличением концентрации кадмия в КЯ.

В КЯ с меньшей шириной запрещенной зоны время жизни носителей ожидаемо уменьшается под влиянием безызлучательных механизмов рекомбинации. Исследования времен жизни в суб-наносекундном диапазоне были выполнены методом «накачка-зондирование» (pump-probe) в ТГц диапазоне с использованием лазера на свободных электронах (ЛСЭ; длительность импульса излучения 10 пс). Динамика пропускания образца измерялась за счет изменения временной задержки между импульсами накачки и зондирующим импульсом. В условиях интенсивного возбуждения, когда зона проводимости и валентная зона заполнены неравновесными носителями, скорость межзонной рекомбинации можно оценить по временной динамике пропускания на длине волны немного короче края фундаментального поглощения. Результаты исследования структуре № 100708-1 представлены на рисунке 3 (г).

Структура содержит одну КЯ $\text{Hg}_{0.83}\text{Cd}_{0.17}\text{Te}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$ толщиной 30 нм. Кинетика пропускания имеет два характерных временных масштаба - начальный участок быстрого спада и сменяющее его медленное затухание. Время медленного затухания превосходит максимально доступное время задержки, однако измерения релаксации ФП позволяют оценить его как величину порядка 10 нс. Минимальное время, наблюдаемое в условиях данного эксперимента на участке быстрого начального спада, составляет 100 пс [A12]. Несмотря на то, что эта величина на несколько порядков ниже, чем в структурах с большей шириной запрещенной зоны, падающую на образец интенсивность оптического возбуждения с длиной волны 1 мкм для достижения требуемой для межзонного усиления концентрации можно оценить на уровне 10 кВт/см^2 .

Четвертая глава диссертации посвящена исследованию состояний акцепторов, наблюдаемых в спектрах ФП и ФЛ как в эпитаксиальных пленках твердого раствора HgCdTe , так и в гетероструктурах с КЯ. Универсальность наблюдаемых в спектрах особенностей (их наличие в образцах *p*-типа и *n*-типа, эпитаксиальных слоях и КЯ) и их наличие в образцах, не легированных намеренно, позволила связать их с вакансиями ртути – двойными акцепторами, которые всегда присутствуют в HgCdTe из-за слабости связи Hg-Te. В наиболее узкозонных структурах энергия связи мелкого акцептора сравнима с шириной запрещенной зоны, а может и превосходить ее. В последнем случае состояние акцептора попадает в континуум зоны проводимости и становится резонансным.

В разделе 4.1 приведены результаты исследований объемных эпитаксиальных слоев HgCdTe методом ФП. Структуры выращивались методом МЛЭ на подложках GaAs и Si. Структуры не были намеренно легированы. Все образцы были исходно *n*-типа, но затем отжигались в атмосфере инертного газа. В результате такого отжига за счет выхода ртути из структуры была создана избыточная концентрация акцепторов (вакансий ртути) над донорной примесью.

В спектрах ФП объемных структур HgCdTe после конвертации в *p*-тип проводимости были обнаружены 4 спектральные особенности: 1 – полоса около 6 – 12 мэВ, наблюдается в спектрах ФП большинства исследуемых структур; 2 – полоса около 20 мэВ, наблюдается в спектрах ФП всех исследуемых структур; 3 – полоса около 27 мэВ, наблюдается в спектрах ФП половины исследуемых структур; 4 – узкая линия около 36 мэВ, наблюдающаяся в спектрах ФП некоторых структур, выращенных на подложке GaAs, но отсутствующая в спектрах структур, выращенных на подложке Si. Линия 4 по положению в спектре и ширине совпадает с полосой остаточных лучей в подложке GaAs и связана с «резонансным» усилением сигнала ФП в структуре за счет почти полного отражения возбуждающего излучения от подложки.

В работе [A13] показано, что особенности 1 и 2 связаны с фотовозбуждением вакансии ртути – двухзарядного (двойного) акцептора (в некотором смысле аналога атома гелия). В материале *p*-типа при низкой температуре двойные акцепторы могут находиться в двух зарядовых состояниях – нейтральном (A_2^0 центр) и однократно ионизованном (A_2^{-1} центр), при этом независимо от степени компенсации в материале всегда имеются однократно ионизованные центры. ФП возникает либо при непосредственном переходе дырки с центра в валентную зону (фотоионизации), либо при ее переходе на мелкий возбужденный уровень с последующей термической ионизацией. Очевидно, что энергия отрыва 1-ой дырки от двойного акцептора меньше, чем энергия отрыва 2-ой дырки от однократно ионизованного центра. Поэтому было естественно связать особенность 1 с возбуждением нейтрального, а особенность 2 (наблюдаемую в спектрах ФП всех исследованных образцов) – с фотовозбуждением однократно ионизованного центра.

Расчет состояний двухвалентного акцептора в HgCdTe был выполнен Козловым Д.В. [A13, A14]. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчета показало наличие существенного отрицательного «химического сдвига», уменьшающего энергию ионизации вакансий относительно значения в модели эффективной массы, причем параметры «потенциала центральной ячейки», полученные из сопоставления расчетов с наблюдаемыми энергиями переходов, оказались одинаковыми как для A_2^0 , так и для A_2^{-1} центров. Из-за сжатия кристаллической решетки вокруг вакансии возникает дополнительный отталкивающий потенциал для дырок, уменьшающий энергию ионизации центра. Расчеты волновых функций дырок показали наличие возбужденных состояний, сформированных преимущественно состояниями легких дырок и обладающих малой энергией ионизации: 0.4 мэВ для A_2^0 и 1.1 мэВ для A_2^{-1} центров. Оптическим переходам в такие состояния с основных состояний акцепторов соответствуют большие (по сравнению с переходами на соседние возбужденные уровни, сформированные преимущественно состояниями тяжелых дырок) значения матричных элементов. При качественном анализе эти уровни можно рассматривать как одни из нижних уровней акцепторов (т.е. состояний с большим матричным элементом перехода с основного состояния), связанных с подзоной легких дырок при всей условности такого рассмотрения акцептора в вырожденной валентной зоне [A14]. Это позволяет связать обнаруженные линии ФП 1 и 2 с термической ионизацией носителей с данных состояний. Такая интерпретация согласуется с относительно малой шириной наблюдаемых линий ФП (в случае прямой фотоионизации должна наблюдаться «ступенчатая» форма спектральной особенности) и позволяет объяснить изменение соотношения интенсивностей линий 1 и 2 с ростом температуры разной энергией связи возбужденных состояний, с которых происходит ионизация [A14]. Отметим также, что HgCdTe является, насколько известно автору, единственным

твердым раствором, в котором удается наблюдать переходы на возбужденные состояния мелких «примесей». Так, например, добавление 1 % Ge в твердый раствор с Si:V приводит к полному исчезновению линейчатой структуры спектра примесной ФП, обусловленной переходами дырок на мелкие возбужденные состояния акцептора [36].

Что касается линия 3, наблюдаемой в спектрах ФП вблизи 27 мэВ, ее положение хорошо согласуется с энергией ионизации нейтральной вакансии ртути, рассчитанной без учета химического сдвига, т.е. когда сжатия решетки вокруг этого акцептора не происходит. Возможно, это объясняется встраиванием на место атома ртути атомов с очень высокой электронейтральностью (например, кислород).

В структурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe полосы дефектов в спектрах ФП наблюдаются примерно в той же области длин волн, что и в объемных пленках (раздел 4.2). Они не меняют своего спектрального положения с температурой и чувствительны к подсветке образца коротковолновым излучением, что позволило связать их также с состояниями акцепторов. Очевидно, что по сравнению с объемным материалом, полосы, обусловленные переходами между состояниями вакансий ртути, должны быть значительно «уширены» вследствие дисперсии энергии связи из-за различного положения вакансии в КЯ и в барьере. Тем не менее, благодаря эффекту остаточной ФП, можно непосредственно экспериментально продемонстрировать, что наблюдаемые особенности связаны именно с двухзарядным центром, а не двумя одновалентными акцепторами [A15]. Результаты сравнения экспериментальных данных с расчетами, выполненными для КЯ, можно найти в публикациях [37, A41]. В структурах с КЯ основной интерес представляют исследования ФЛ с участием акцепторов, позволяющие оценить перспективность таких структур для создания излучателей (раздел 4.3).

На рисунке 4 приведены спектры ФЛ объемного слоя Hg_{0.81}Cd_{0.19}Te при $T = 18-100$ К. Во всех спектрах присутствует линия 1, соответствующая энергиям квантов излучения от 5 мэВ до 12 мэВ, а также линия 2 (16–25 мэВ). Спектральное положение перечисленных линий совпадает с положением особенностей, обусловленных фотовозбуждением вакансий ртути в спектрах ФП слоя HgCdTe того же состава.

Рассматриваемая ФЛ возникает вследствие излучательных переходов дырок, захваченных на мелкие возбужденные уровни на основные состояния акцепторов. Результаты измерений ФЛ позволяют судить, насколько эффективно неравновесные носители захватываются на центры безызлучательной рекомбинации в исследуемых структурах, т.е. фактически «визуализируют» механизм рекомбинации ШРХ. Интересно в этой связи проследить за изменениями в спектрах ФЛ с увеличением мощности накачки в структурах с КЯ, которые могут быть использованы в качестве активной среды для генерации излучения на межзонных переходах. На рисунке 4 (б) представлен спектр ФЛ структуры с КЯ,

измеренный при разных мощностях возбуждающего излучения. Видны длинноволновые полосы ФЛ, связываемые с состояниями акцепторов, и коротковолновая полоса, обусловленная межзонными переходами. Межзонная ФЛ появляется только при увеличении мощности накачки до 100 мВт, при низкой мощности возбуждения эта особенность в спектре отсутствует, в то время как амплитуда длинноволновой полосы ФЛ растет с ростом мощности накачки как раз до 100 мВт, а затем снижается [A9]. Таким образом, при малых мощностях возбуждения доминирующим каналом рекомбинации является механизм ШРХ, и в спектрах ФЛ видна только полоса, связанная с захватом дырок на возбужденные состояния вакансий ртути. Однако интенсивность этой полосы с ростом накачки начинает падать при появлении линии ФЛ, связанной с межзонными переходами, что указывает на насыщение канала рекомбинации ШРХ.

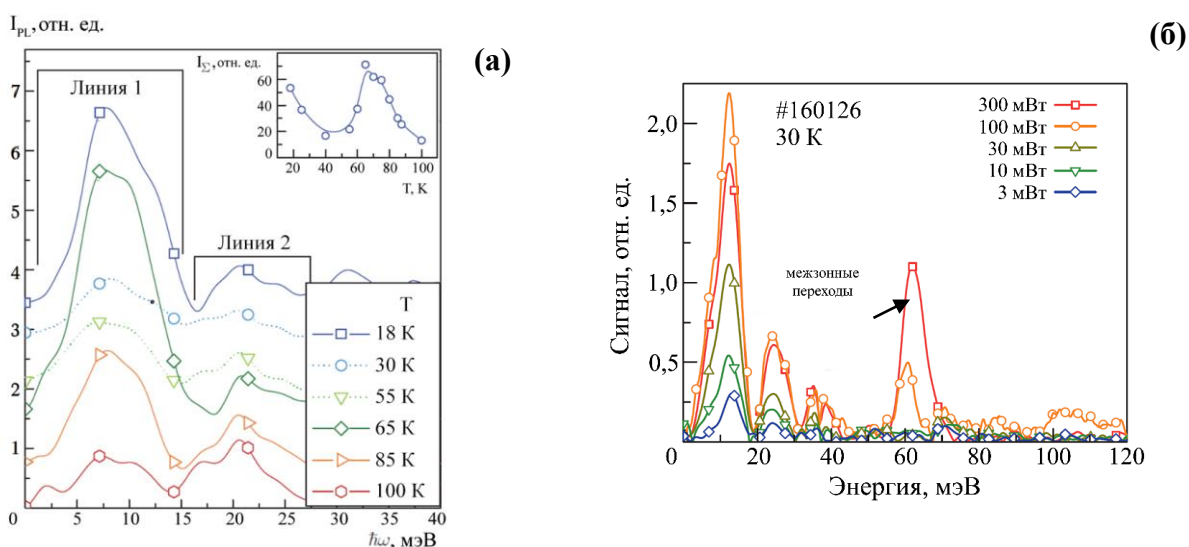
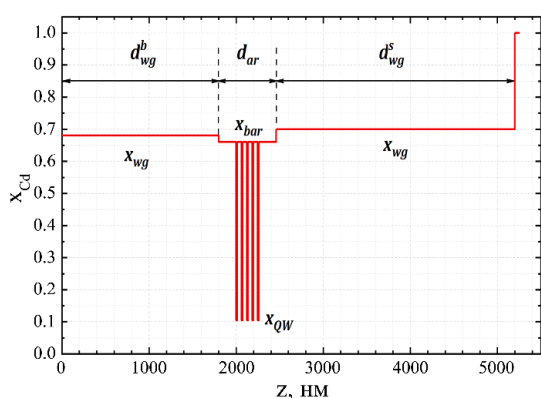


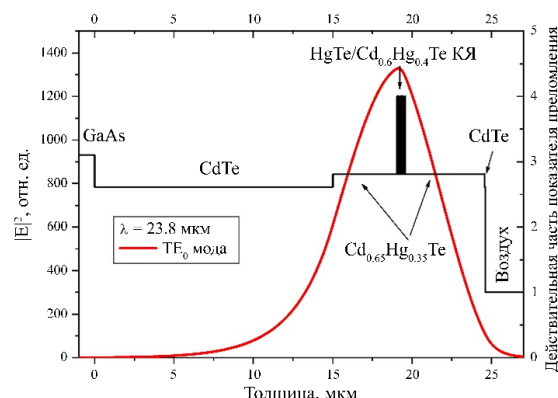
Рисунок 4 - (а) Спектры ФЛ объемного слоя $\text{Hg}_{0.81}\text{Cd}_{0.19}\text{Te}$, измеренные при различных температурах. На вставке показана зависимость интегральной интенсивности ФЛ линии 1 от температуры; (б) Спектры ФЛ структуры с КЯ $\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.24}\text{Cd}_{0.76}\text{Te}$ толщиной 4.8 нм, измеренные при температуре 30 К при мощности накачки от 3 до 300 мВт

Пятая глава диссертации посвящена исследованиям стимулированного излучения (СИ) в гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe в диапазоне длин волн от 4 – 5 мкм (где СИ было получено достаточно давно) до 25 – 31 мкм, в котором СИ впервые получено в данной работе. Основные факторы, препятствующие получению СИ в узкозонных полупроводниковых материалах, сводятся к возрастанию скорости (вероятности) оже-рекомбинации при уменьшении ширины запрещенной зоны, а также падению вероятности излучательной рекомбинации с увеличением длины волны излучения и сложности реализации оптического ограничения и усиления для больших длин волн. В **разделе 5.1** описаны исследуемые структуры и особенности методики измерений спектров СИ. При подборе ширины запрещенной зоны для первых структур в качестве отправной точки была выбрана длина волны ~ 4 мкм, как близкая к предельным (по длине волны) результатам, полученным в других группах [15, 16]. Далее выполнялся подбор параметров диэлектрического волновода для длин

волн, соответствующих энергиям межзонных переходов в соответствующих КЯ (Рисунок 5). Подробные расчеты локализации излучения в фундаментальной TE_0 моде были выполнены А.А. Дубиновым методом матрицы переноса.



(а)



(б)

Рисунок 5 - (а) Типичная ростовая схема основной части (выращиваемой на буфере CdTe) волноводной структуры с обозначениями: d_{wg}^s – толщина поверхностного волноводного слоя; d_{ar} – толщина «активной» области структуры; x_{wg} – содержание Cd в волноводных слоях (определяется как x в $Hg_{1-x}Cd_xTe$); x_{bar} – содержание Cd в барьерных слоях, разделяющих одиночные КЯ; n_{QW} – число КЯ в активной области структуры; d_{QW} – толщина одной КЯ; x_{QW} – содержание Cd в КЯ; (б) Пример результата расчета распределения электрического поля TE_0 моды в одной из исследуемых структур

Методика исследования спектров СИ была аналогична используемой при измерениях ФЛ с той лишь разницей, что сбор излучения производился с «торца» образца. Исследуемые образцы типичного размера 4×8 мм² выкальвались из выращенной структуры диаметром 3 дюйма. Из-за специфического направления роста (013) «естественные» сколы на гранях образца не приводят к формированию резонатора Фабри-Перо. Таким образом, СИ наблюдалось на счет усиления на одном проходе.

В разделе 5.2 представлены результаты исследования СИ в области 4 – 18 мкм. Первая серия исследованных структур включала 2 образца, излучающих вблизи $\lambda = 4$ мкм, и структуру, в которой было получено СИ на длине волны ~ 10 мкм [A17] при $T = 18$ К. Полная ширина на половине максимума (FWHM) измеренных линий СИ составляла 2–4 мэВ при 18 К, в то время как FWHM спонтанного излучения превышала 10 мэВ. Переход от спонтанного излучения к стимулированному идентифицировался по сверхлинейной зависимости интегральной мощности излучения от накачки и по резкому обужению спектра излучения. С увеличением температуры положение линии СИ сдвигается в область больших энергий кванта, а интенсивность уменьшается. При этом было установлено, что структура с более узкой КЯ (с меньшей долей Cd) позволяет получить СИ при более высоких температурах и при

меньших уровнях возбуждения [A11]. Также было установлено, что использование накачки с большей длиной волны (т.е. переход к «подбарьерному» возбуждению) приводит к уменьшению порога возникновения СИ (в том числе в пересчете на поток фотонов накачки). Это представляется контринтуитивным результатом, особенно в случае узких КЯ, где поглощение происходит на переходах из одной валентной подзону в одну подзону зоны проводимости, так как за счет практически полного поглощения излучения накачки в барьерах можно получить максимально возможную при данном уровне накачки концентрацию неравновесных носителей для инжекции в КЯ. При «внутриямном» возбуждении, когда одна КЯ поглощает не более $\sim 1\%$ излучения, максимальная концентрация неравновесных носителей определяется количеством КЯ, выращенных в активной области лазерной структуры. Малая эффективность инжекции из барьеров может быть связано с захватом носителей на глубокие центры-ловушки в барьерах и излучательной рекомбинацией в барьерах.

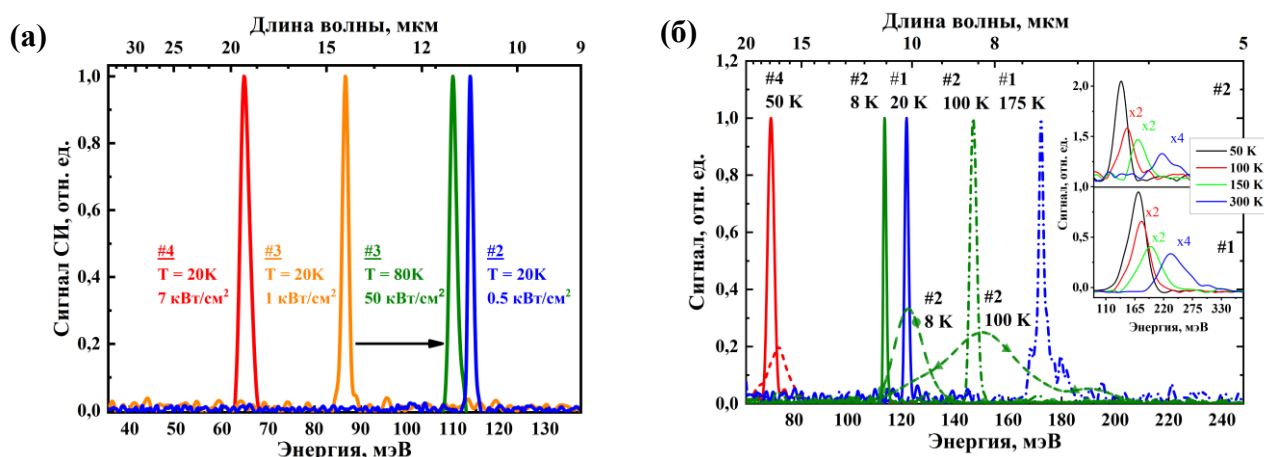


Рисунок 6 - Спектры СИ в диапазоне длин волн от 7 до 20 мкм в серии исследованных структур при различных температурах

Так как сравнительный анализ спектров СИ в исследованных волноводных структурах показал, что структуры с несколькими узкими КЯ более предпочтительны, для получения СИ в диапазоне длин волн 10 – 20 мкм (по сравнению со структурами с широкой КЯ) были сконструированы структуры, содержащие КЯ толщиной менее 10 нм. Во всех исследованных структурах было получено СИ на расчетных длинах волн (Рисунок 6) [A18].

Раздел 5.3 посвящен анализу различных типов оже-процессов в КЯ на основе HgCdTe. Известно 10 типов оже-процессов в объемном материале, для каждого из которых характерна своя величина пороговой энергии [26]. В структурах с КЯ наличие гетерограницы снимает часть ограничений на процессы электрон-электронного рассеяния из-за снятия закона сохранения для компоненты квазиимпульса, перпендикулярной гетерогранице. Поэтому возможны оже-процессы, при которых носитель меняет подзону размерного квантования или выбрасывается в барьер. При этом пороговая энергия таких процессов может быть равной нулю.

В работе [38] был выполнен анализ пороговых энергий оже-рекомбинации в квантовых ямах гетероструктур HgTe/CdHgTe, ширина запрещенной зоны которых лежит в интервале 30-70 мэВ. Качественно основные результаты справедливы и для более широкозонных КЯ нанометровой толщины. Наименьшую пороговую энергию при оже-рекомбинации, в котором в начальном состоянии было два электрона и одна дырка, а в конечном – электрон в зоне проводимости (СН-С процесс), обеспечивает конфигурация, когда в начальном состоянии дырка находится в верхней валентной подзоне.

Наиболее оптимальными с точки зрения максимальной пороговой энергии оже-рекомбинации являются структуры с долей Cd в барьерах 0.6-0.7, что благоприятным образом согласуется с возможностями технологии МЛЭ. Для КЯ с такими барьерами характерное значение пороговой энергии СН-С процессов составляет около 20 - 30 мэВ (что близко к энергетическому зазору между вершиной верхней валентной подзоны при $k = 0$ и «боковыми максимумами» в ней). Результаты экспериментального исследования оже-процессов и их влияния на СИ представлены в **разделе 5.4**. В работах [A11, A21, A31] было установлено, что максимальная температура, при которой удается наблюдать СИ, коррелирует с пороговой энергией СН-С процесса ($kT_{\max} \sim E_{th}/2$). Беспороговая оже-рекомбинация имеет место в том случае, когда ширина запрещенной зоны становится (например, при изменении температуры) равной разнице энергий при $k = 0$ между верхней валентной подзоной и возбужденной валентной подзоной, в которую переходит дырка, уносящая энергию.

В **разделе 5.5** обсуждаются эффекты разогрева неравновесных носителей заряда на СИ. В случае мощной накачки, необходимой для достижения генерации при высоких температурах, перегрев носителей становится неизбежным, поскольку фотоны накачки несут много избыточной энергии в сравнении с шириной запрещенной зоны, которая рассеивается непосредственно в КЯ, и возрастает роль разогрева носителей за счет оже-процессов. В диссертации эффективная температура носителей в КЯ в зависимости от мощности накачки была оценена по коротковолновому крылу в спектрах ФЛ (Рисунок 7).

Эффекты, связанные с разогревом, не наблюдались до интенсивностей накачки порядка 50 кВт/см². Помимо прямых измерений электронной температуры по спектрам спонтанной ФЛ (вставка (1) на рисунке 7 (а)), дополнительные данные могут быть восстановлены и из измерений порога СИ, если предположить, что за повышение порога СИ при температурах выше 180 К отвечает исключительно перегрев носителей. Соответствующая «проекция», показывающая различие между температурами носителей и решетки, представлена на вставке (2) к рисунку 7 (а). Данные как прямых, так и косвенных измерений хорошо согласуются в результирующей кривой на рисунке 7 (а). На основе этих данных, построена диаграмма температурной «стабильности» СИ для исследуемых КЯ на рисунке 7 (б). Сплошная линия

(T_{SE}^{max}) показывает максимальную температуру генерации в зависимости от мощности возбуждения; расчет этой величины основан на балансе генерации и рекомбинации носителей для достижения в КЯ концентрации носителей, соответствующей межзонной прозрачности.

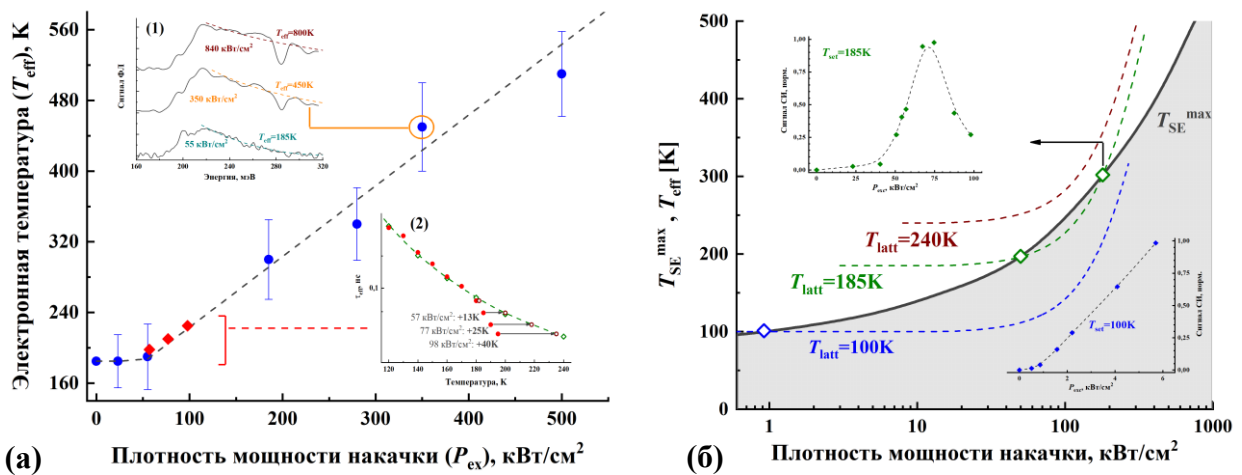


Рисунок 7 - (а) Оценка температуры носителей в КЯ в зависимости от плотности мощности возбуждения при температуре решетки $T_{latt} = 185$ К для структуры № 161110 (доля Cd в КЯ $x = 0.07$, $d_{QW} = 4.3$ нм). На вставках: (1) спектры ФЛ, измеренные при различной мощности накачки (сплошные линии), и соответствующие модельные кривые, дающие оценки электронных температур (пунктир); (2) оценка величины разогрева носителей на пороге возникновения СИ в соответствии с рассматриваемой в работе моделью в предположении единственного процесса оже-рекомбинации типа ССН-С; (б) "Разогревные" ограничения на достижение СИ в КЯ HgCdTe, рассматриваемой в данном подразделе. Сплошная линия (T_{SE}^{max}) представляет собой (электронную) температуру, соответствующую точке прозрачности КЯ при данной мощности возбуждения; генерация возможна ниже этой линии. Штриховыми линиями показаны эффективные электронные температуры в зависимости от мощности возбуждения. На вставках: зависимости интегральной интенсивности СИ от мощности возбуждения, измеренные при $T = 100$ К (внизу справа) и $T = 185$ К (вверху слева)

Заштрихованная область на рисунке 7 (б) соответствует условиям, в которых возможна инверсия населенностей. Отметим, что при этом предполагается, что время жизни носителей определяется ССН-С рекомбинацией, и пренебрегается возможным вкладом конкурирующих оже-процессов, а также не учитываются потери (поглощение свободными носителями и фононами, а также дифракционные потери в волноводе). Таким образом, получаемые значения T_{SE}^{max} являются оценкой сверху. Эти значения следует сравнивать с эффективными электронными температурами T_{eff} (штриховые линии на рисунке 7 (б)), рассчитанными как $T_{eff} = T_{latt} + \delta T_e(P_{ex})$ с учетом температуры решетки T_{latt} и зависящего от возбуждения "разогревного" слагаемого $\delta T_e(P_{ex})$, взятого из данных на рисунке 7 (а). При построении графика $T_{eff}(P_{ex})$ для различных значений T_{latt} на рисунке 7 (б) принимается, что величина $\delta T_e(P_{ex})$ слабо зависит от температуры образца.

В области низких температур ($T = 100\text{K}$) СИ легко достигается при пороговых мощностях накачки на уровне порядка 1 кВт/см^2 , и в этих условиях разогрев носителей практически не оказывает влияния на характеристики генерации. При этом линейная зависимость интенсивности СИ от мощности возбуждения после достижения порога P_{th} наблюдается по крайней мере до уровней накачки P_{ex} порядка $\sim 10 \times P_{th}$. Однако при более высоких температурах ($T = 185\text{ K}$) для достижения СИ доступен лишь относительно узкий интервал значений P_{ex} : при пороге генерации на уровне десятков кВт/см^2 , уже при $100\text{--}150\text{ кВт/см}^2$ имеет место сильный разогрев электронного газа, приводящий к гашению СИ (аналогичный эффект гашения СИ наблюдался в [A18]). В результате наблюдается колоколообразная зависимость интенсивности СИ от мощности накачки P_{ex} , в которой возникновение и гашение СИ примерно соответствуют «критическим» интенсивностям накачки, отмеченным символами на рисунке 7 (б). Наконец, при еще более высоких температурах ($T = 240\text{ K}$) величина T_{eff} всегда выше T_{SE}^{max} , и в этих условиях СИ не достигается. С увеличением мощности возбуждения T_{eff} растет быстрее, чем T_{SE}^{max} , поэтому оказывается невозможным достичь генерации за счет дальнейшего увеличения интенсивности накачки.

В работах [A23, A24] показано, что переход к более длинноволновой накачке для снижения влияния разогрева позволяет увеличить квантовую эффективность излучения и уменьшить пороговую интенсивность накачки в пересчете на поток фотонов. Оптическое возбуждение со стороны верхней части структуры осуществлялось импульсным (10 нс) оптическим параметрическим осциллятором ближнего ИК-диапазона с Nd:YAG накачкой (Solar LS LP601), который позволяет перестраивать длину волны от 1 до 1.8 мкм.

Раздел 5.6 посвящен эффекту локализации излучения в структурах с диэлектрическим волноводом вблизи области остаточных лучей в подложке GaAs и СИ в диапазоне длин волн 20 – 31 мкм в структурах с КЯ HgCdTe. Основными факторами, ограничивающими возможность получения СИ при длине волны генерации свыше 20 мкм, являются все более «неблагоприятное» соотношение между скоростью безызлучательных и излучательных процессов, возрастающее решеточное поглощение при приближении к длине волны $\sim 33\text{ мкм}$, соответствующей максимуму двухфононного (2-ТО) поглощения в CdTe, и, наконец, ограниченная возможность роста толстых волноводных слоев методом МЛЭ для получения требуемого фактора оптического ограничения.

В работе с учетом ограничений на общую толщину структуры удалось реализовать дизайн диэлектрического волновода, который обеспечивает близкую степень локализации TE_0 моды на длинах волн 20 – 25 мкм и 31 – 33 мкм за счет резкого скачка диэлектрической проницаемости в области фононного поглощения в подложке GaAs (см. рисунок 8 (а)). На

основе рассчитанного фактора оптического ограничения и модовых потерь с учетом мультифононного поглощения и поглощения на свободных носителях (Рисунок 8 (б)) было определено необходимое число КЯ и концентрации неравновесных носителей для получения СИ. Дизайн КЯ был оптимизирован с учетом результатов работы [A25], где показано, что при концентрации неравновесных носителей $> 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ наилучшее соотношение между темпами оже-рекомбинации и излучательной рекомбинации реализуется в КЯ с долей кадмия $x \sim 0.065$ за счет более эффективной экранировки электрон-электронного взаимодействия при оже-рекомбинации вследствие увеличения эффективной массы дырок.

В соответствии с рассчитанными дизайнами была выращена структуры № 190410 и № 190419 (доля Cd в КЯ $x = 0.065$, d_{QW} 7.4 и 7.9 нм соответственно). Исследования СИ в данных структурах подтвердили все ожидаемые из теории результаты (Рисунок 8 (в), (г)) [A11].

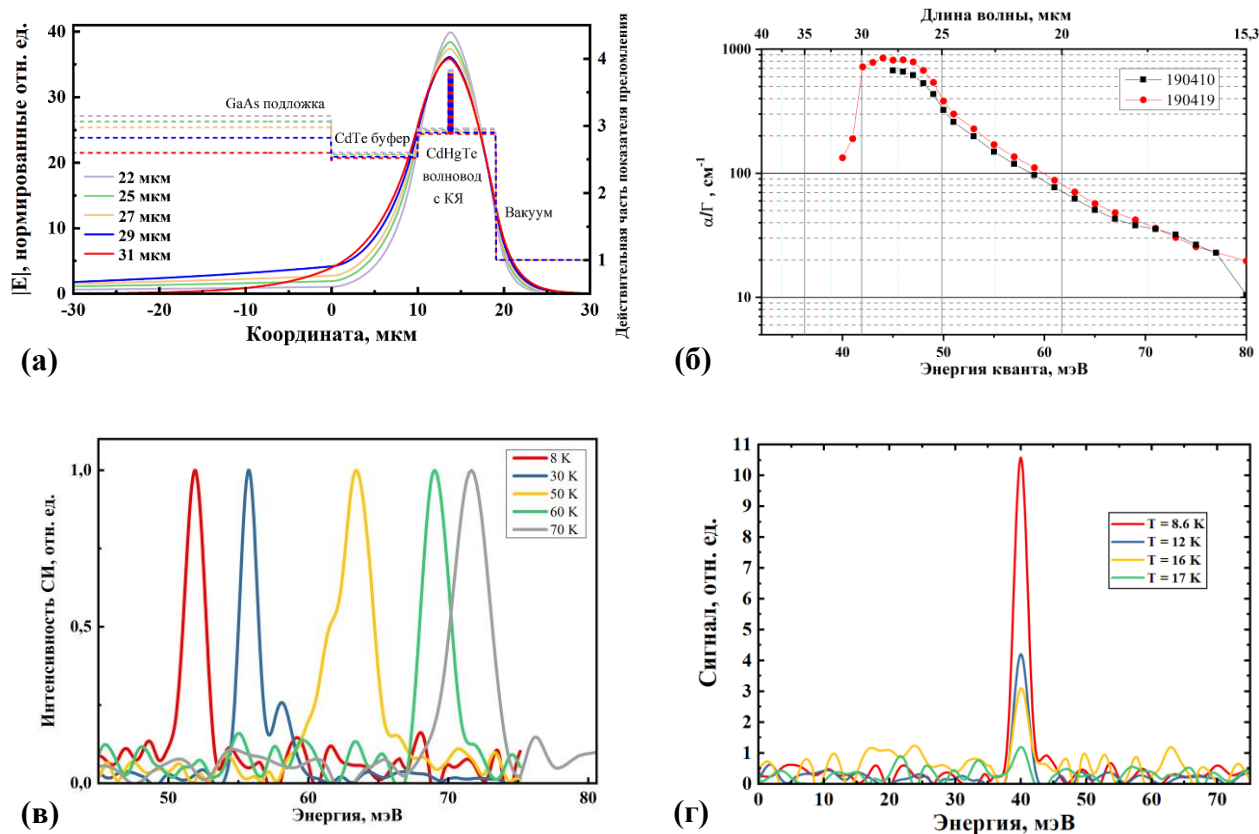


Рисунок 8 - (а) Распределение действительной части показателя преломления (пунктир) в структуре № 190419 и рассчитанная локализация TE₀ моды (сплошные линии) для длин волн в диапазоне 22 – 31 мкм; (б) Зависимость модовых потерь в структурах № 190410 и № 190419 от энергии кванта излучения; (в) Спектры СИ образца № 190410 при разных температурах; (г) Спектры СИ образца № 190419 при разных температурах

Для структур с указанным содержанием кадмия удалось достичь более высоких температур, при которых удается наблюдать СИ в области длин волн $\sim 20 \text{ мкм}$ (Рисунок 8 (в)) и увеличить максимальную длину волны генерации до 31 мкм, что связывается с увеличением

пороговой энергии оже-рекомбинации. В структуре № 190419 с пороговой энергией оже-рекомбинации 20 мэВ при интенсивности накачки 5 кВт/см² возникает линия СИ, сохраняющаяся до 17 К (Рисунок 8 (г)). В последнем случае с ростом температуры не наблюдается сдвига линии СИ в коротковолновую область, так как в промежутке между длинами волн от 31 до 25 мкм гашение СИ имеет место драматическое ухудшение локализации TE₀ моды [A11] (ср. с рисунком 8 (б)). Таким образом, в гетероструктурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe впервые была получена генерация когерентного излучения на межзонных переходах в области длин волн 20 – 31 мкм, плохо «перекрытой» ККЛ на основе полупроводников АЗВ5.

Глава 6 посвящена исследованиям СИ на межзонных переходах в гетероструктурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe в диапазоне 3 – 4 мкм (в окне прозрачности атмосферы). В работе были сконструированы структуры, в которых, как и в структурах, рассчитанных на генерацию в длинноволновой области спектра обсуждаемых в **Главе 5**, удалось существенно ослабить влияние оже-процессов на рекомбинацию носителей и увеличить максимальную температуру наблюдения СИ до 200-270 К, т.е до температур достижимых с помощью термоэлектрического охлаждения. **Раздел 6.1** посвящен обзору известных полупроводниковых источников излучения в окне прозрачности атмосферы 3-5 мкм.

Результаты исследования СИ в области длин волн 2.8 – 3.7 мкм при термоэлектрическом охлаждении представлены в **разделе 6.2**. Для энергий межзонных переходов в диапазоне 300 – 400 мэВ при 300 К в структурах с содержанием Cd 65 % в барьерных слоях целевые толщины КЯ из чистого HgTe составляют менее 2 нм. Как показала *ex situ* характеристика структур, в режиме роста методом МЛЭ, используемого для волноводных структур, технологически достижимым пределом является толщина 2.7 нм, ниже которой возникает нежелательный резкий рост остаточной концентрации кадмия в КЯ. При толщине КЯ 2.7 нм остаточную концентрацию кадмия в КЯ удавалось снизить до 6 – 8 %.

На рисунке 9 представлены спектры СИ структур № 170321 (доля Cd в КЯ $x = 0.14$, $d_{QW} = 3.2$ нм) и № 170201 (доля Cd в КЯ $x = 0.18$, $d_{QW} = 2.7$ нм), зависимость интенсивности СИ от мощности накачки, а также зависимости пороговой плотности мощности возбуждения от температуры [A26]. При низких температурах в спектрах наблюдается только узкая линия СИ. Ширина линии на полувысоте составляет приблизительно 10 мэВ и не изменяется в широком диапазоне температур. Бóльшая ширина линии СИ относительно образцов, исследованных в предыдущих разделах, может быть связана с разбросом по площади параметров структуры с узкими КЯ. Аналогичным образом и линия спонтанной ФЛ оказывается очень широкой – не менее 70 мэВ, как это видно на рисунках 9 (а), (б). Положение и температурный сдвиг линии СИ хорошо согласуются с результатами измерений спектров ФП, выполненными для

характеристики образцов при температурах 77 К и 300 К. Вблизи критической температуры, когда происходит гашение СИ, люкс-ваттные зависимости на рисунке 9 (в) лишаются участка сверхлинейного роста и приближаются к линейным. Изменение люкс-ваттных зависимостей сопровождается увеличением доли спонтанного излучения в интегральном сигнале (см. спектры на рисунке 9 (б)). Трансформация спектра с температурой показывает, что узкий пик, наблюдаемый в спектрах при температурах вплоть до 300 К, связан с усиленным излучением, а не с проявлением неоднородности структуры в спектре ФЛ. В пользу этого свидетельствует сильная зависимость его интенсивности (по сравнению с широкой линией ФЛ) от мощности накачки. Таким образом, по положению этого пика можно судить о длине волны лазерной генерации, которая может быть получена в образце с резонатором при более высоких температурах. При 200 К возникновение СИ происходит при плотности мощности ≈ 20 кВт/см² для структуры № 170201 (энергия межзонных переходов 428 мэВ) и ≈ 80 кВт/см² для структуры № 170321 (энергия межзонных переходов 348 мэВ). Пороговая интенсивность возбуждения растет с ростом длины волны СИ и температуры, и для структуры № 170321 максимальная температура наблюдения СИ находится вблизи границы, доступной для термоэлектрического охлаждения 210 К. Таким образом, максимальная температура, при которой удастся наблюдать СИ, более чем на 50 К улучшает результаты предыдущих работ в области длин волн 3 – 4 мкм и позволяет рассчитывать на создание лазеров, работающих в диапазоне температур, достижимых многокаскадными элементами Пельтье. Максимальная температура во всех исследованных структурах коррелирует с пороговой энергией процесса ССН-С оже-рекомбинации, что указывает на важность подавления данного оже-процесса, как и в случае структур, исследованных в **Главе 5**. Однако, помимо порогового механизма оже-рекомбинации ССН-С, в исследованных структурах существует и возможность беспорогового оже-процесса при «выбросе» носителей из КЯ в континуумы валентной зоны и зоны проводимости из-за увеличения энергии межзонного перехода. В длинноволновых волноводных структурах с КЯ HgTe/CdHgTe, описанных в **Главе 5**, вероятность этого мала из-за большой по сравнению с энергией межзонного перехода глубины залегания основных электронных и дырочных подзон в КЯ.

Анализу беспороговой оже-рекомбинации в волноводных структурах с квантовыми ямами посвящен **раздел 6.3**. Как уже отмечалось, в гетероструктурах с КЯ имеют место специфические «беспороговые» оже-процессы, включающие переход электронов или дырок с уровня размерного квантования КЯ в континуум зоны проводимости или валентной зоны в барьерах, учет которых важен для генерации коротковолнового излучения. Для увеличения максимальной температуры генерации необходимо оптимизировать КЯ HgCdTe/CdHgTe для подавления как обычной оже-рекомбинации, так и беспороговой.

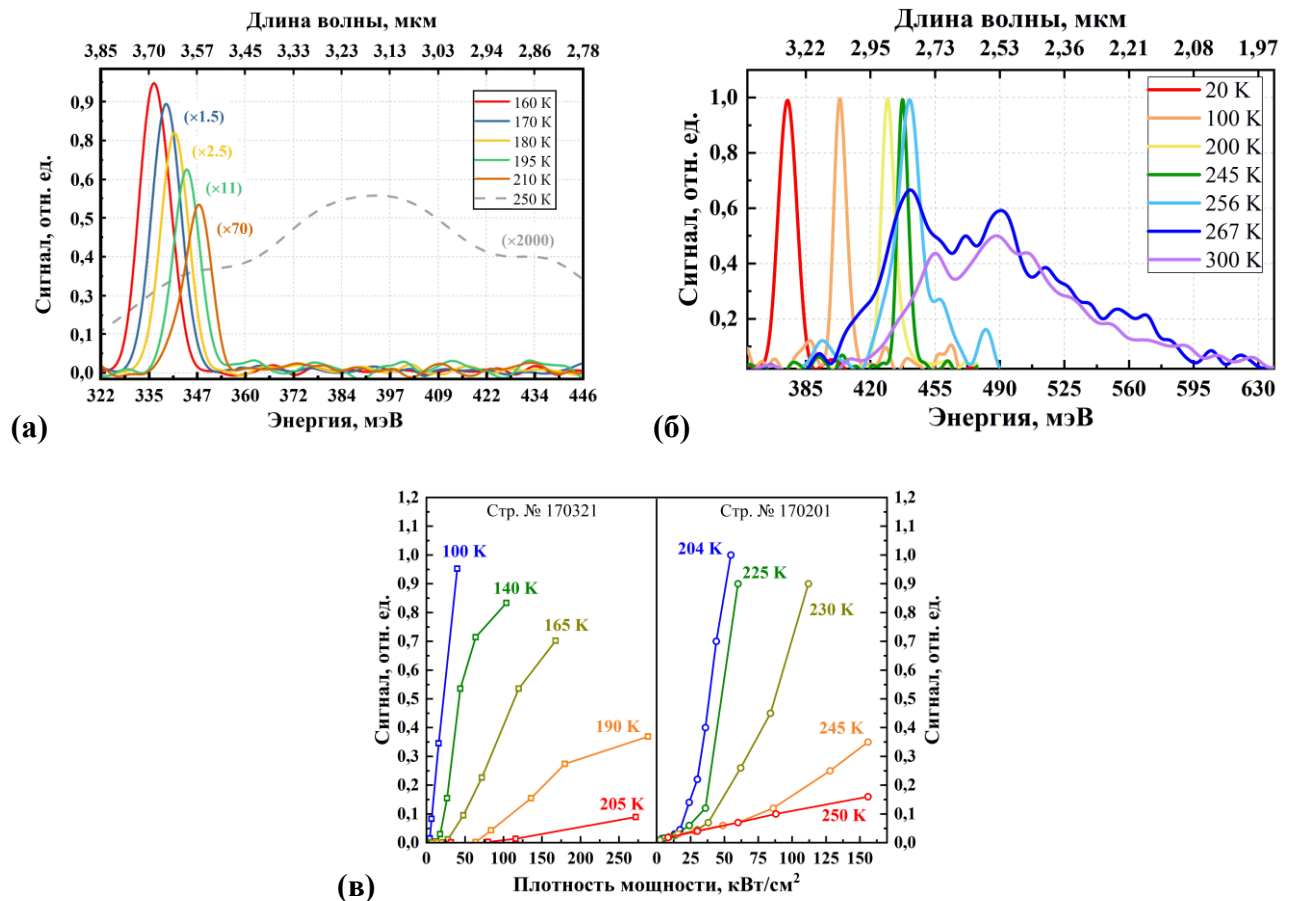


Рисунок 9 - (а) Спектры СИ структуры № 170321 при различных температурах при накачке излучением с длиной волны 1.6 мкм с плотностью мощности 250 кВт/см². Пунктиром показан спектр ФЛ структуры при 250 К; (б) Спектры излучения структуры № 170201 при различных температурах: спектры при температурах 20 – 200 К получены с использованием криостата замкнутого цикла, спектры при температурах выше 200 К получены при термоэлектрическом охлаждении. Спектры СИ отнормированы; (в) Зависимость интегральной интенсивности излучения из структур № 170321 и № 170201 от плотности мощности импульсной накачки при различных температурах

Очевидно, что в последнем случае требуется увеличение высоты барьеров, которое ограничено особенностями ростовых режимов в использованной технологии: с увеличением содержания Cd выше 80 % возрастает дефектность барьерных слоев. В структуре № 190422 (доля Cd в КЯ $x = 0.063$, $d_{QW} = 2.7$ нм) удалось увеличить долю кадмия в барьерах до 75 %, что позволило подавить беспороговый оже-процесс, связанный с выбросом электронов в континуум зоны проводимости в барьерах, при температурах ниже 250 К (для дырок это не реализуется ни при каких температурах). На основе рассчитанного зонного спектра структуры № 190422 были вычислены пороговая энергия оже-рекомбинации для процессов типа ССН-С (58 мэВ) и СНН-Н (210 мэВ). Исследования температурного гашения ФЛ [A27] дали характерную энергию активации 55 мэВ, что хорошо согласуется с вычисленной пороговой энергией ССН-С-процесса и указывает на его доминирующую роль в оже-рекомбинации. Спектры излучения структуры № 190422, измеренные при импульсном оптическом возбуждении при различных температурах,

представлены на рисунке 10. Типичная полуширина линии СИ составляет около 5 мэВ; для сравнения, полуширина линии спонтанного излучения составляет около 30 мэВ (спектр ФЛ при $T = 100$ К также показан на рисунке 10). С повышением температуры линия СИ смещается в сторону более высоких энергий, что характерно для КЯ на основе HgCdTe, и порог возникновения СИ увеличивается при приближении к $T = 240$ К. Максимальная температура наблюдения СИ ($T_{max} = 240$ К) заметно выше, чем в структуре № 170321 ($T_{max} = 210$ К) при меньшей E_g .

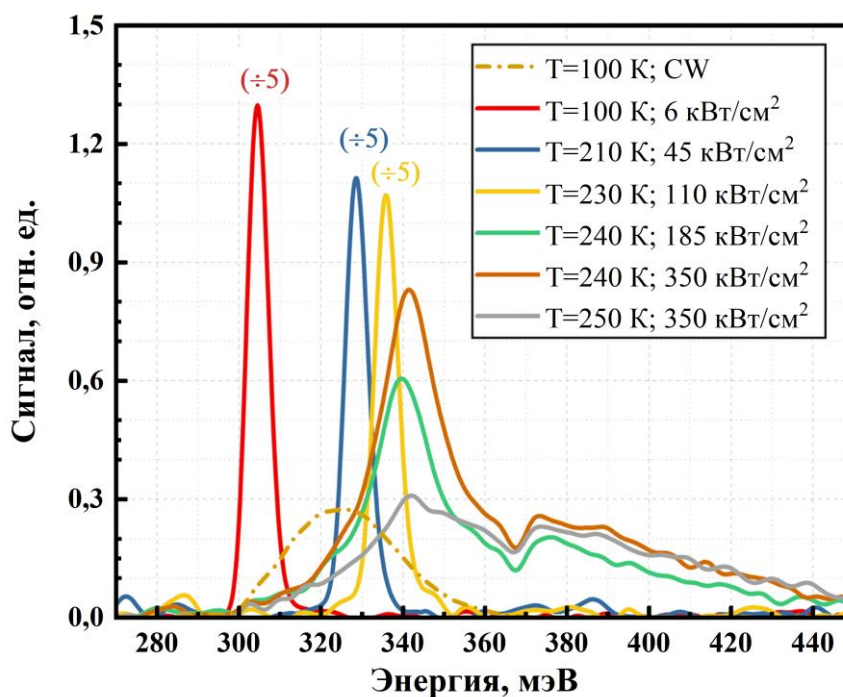


Рисунок 10 - Спектры СИ и ФЛ структуры № 190422, измеренные при различных температурах и интенсивностях накачки. Пунктиром показан спектр ФЛ структуры при 100 К и накачке непрерывным диодным лазером с длиной волны 808 нм

Из рисунка 10 видно, что при критической температуре $T_{max} = 240$ К интенсивность люминесценции насыщается по мере увеличения мощности возбуждения в два раза, как для стимулированного, так и для спонтанного (длинноволновое крыло линии) излучения, что свидетельствует о доминировании безызлучательной межзонной рекомбинации носителей над излучательной рекомбинацией. Так как температура гашения СИ у всех исследованных структур коррелирует с пороговой энергией ССН-С процесса, можно заключить, что беспороговый оже-процесс с выбросом электрона в континуум барьеров является не определяющим.

В **Заключении** сформулированы основные результаты работы.

1. Развита методика измерения спектров фотолюминесценции в среднем и дальнем ИК диапазонах при непрерывном возбуждении и импульсном возбуждении с большой

скважностью в условиях сильной фоновой засветки методом фурье-спектроскопии с пошаговым перемещением зеркала спектрометра («step-scan mode»). Методика основана на регистрации сигнала с фотоприемника с определенной задержкой после перемещения зеркала фурье-спектрометра, что позволяет избежать модуляции сигнала фонового (теплового) излучения и выделить на его фоне слабый сигнал ФЛ. Величина задержки должна превышать несколько постоянных времени фотоприемника и/или время выхода из насыщения измерительной схемы, возникающего вследствие модуляции фонового излучения при перемещении подвижного зеркала интерферометра фурье-спектрометра. [A1, A5, A20, A28, A32, A33, A35]

2. Исследованы спектры фотопроводимости и поглощения твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x < 0.2$) с нормальной и инвертированной зонной структурой в широком интервале температур (2 – 120 К) и магнитных полей (до 16 Т) и прослежено изменение ширины запрещенной зоны с температурой и магнитным полем, что позволяет установить достоверность псевдорелятивистского описания электронов и легких дырок - фермионов Кейна. [A3, A4, A19]

3. Экспериментально исследована температурная зависимость энергии Урбаха в эпитаксиальных пленках твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), и показано, что она находится в удовлетворительном согласии с известными феноменологическими моделями, описывающими уширение края межзонного поглощения за счет взаимодействия носителей с фононами. Вклад температурного члена в энергию Урбаха находится в хорошем согласии с результатами работ, опубликованных ранее, а вклад, связанный с несовершенством материала, пренебрежимо мал. [A2]

4. Экспериментально исследована температурная трансформация спектров ФЛ для эпитаксиальных пленок твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x < 0.2$) и обнаружено, что ширина линии межзонной ФЛ на полувысоте превышает теоретический минимум, соответствующий отсутствию неоднородного уширения, менее чем на 20 % при температуре выше 70 К. [A1]

5. Исследования методами спектроскопии ФП, ФЛ, магнитопротекания и просвечивающей электронной микроскопии показали, что качество структур с КЯ HgCdTe в отношении однородности уступает объемным слоям и выражается в значительном уширении линии ФЛ выше теоретического предела $0.7k_B T$ как в структурах с массивом КЯ, так и в одиночных КЯ, что связывается с флуктуациями ширины КЯ. Тем не менее, характерный масштаб размыва длинноволнового края фундаментального поглощения («энергия Урбаха») остается значительно меньше пороговой энергии оже-рекомбинации и энергий квазиуровней

Ферми, отсчитываемых от краев зон, при возникновении усиления на межзонных переходах. [A2, A7, A8, A20, A42]

6. Исследования динамики неравновесной концентрации носителей по релаксации межзонной ФП показывают, что при 77 К в КЯ HgTe с $E_g = 120 - 140$ мэВ доминирующим процессом рекомбинации носителей является излучательная рекомбинация, в то время как с увеличением концентрации кадмия в КЯ до 10 % преобладающим механизмом рекомбинации становится оже-процесс. [A6, A8, A10, A11, A28]

7. Исследования методом накачка-зондирование с временным разрешением 10 пс свидетельствуют, что времена жизни носителей в КЯ с шириной запрещенной зоны 20 мэВ не опускаются ниже 100 пс, что позволяет оценить падающую на образец плотность мощности, требуемую для получения инверсии населенностей в КЯ с $E_g=20$ мэВ как 10 кВт/см² при длине волны накачки 1 мкм. [A12, A34]

8. В спектрах ТГц ФП и ФЛ объемных слоев $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.19 - 0.295$) обнаружены характерные линии, обусловленные оптическими переходами между основными и возбужденными состояниями нейтрального и однократно ионизованного двойного акцептора вакансии ртути. Сопоставлением с результатами расчетов спектров и волновых функций состояний показано, что линии ФП обусловлены переходами с основного на мелкие возбужденные состояния акцептора с большим матричным элементом с последующей термической ионизацией, а не непосредственно в континуум валентной зоны. [A13, A14, A16, A40]

9. В спектрах ТГц ФП и ФЛ структур с КЯ HgCdTe/CdHgTe, как и в объемных структурах, наблюдаются линии, обусловленные переходами между состояниями вакансий ртути, которые «уширены» вследствие зависимости энергии связи от положения вакансии в КЯ и в барьере. Показано, что с ростом мощности фотовозбуждения интенсивность линии межзонной ФЛ растет по отношению к интенсивности линий ФЛ, обусловленных захватом дырок на вакансии ртути, что свидетельствует о насыщении межзонной рекомбинации Шокли-Рида-Холла с ростом накачки вследствие конечного числа ловушек – вакансий ртути. [A9, A15, A16, A40, A41]

10. Предложены дизайны гетероструктур на основе твердого раствора CdHgTe выращиваемых на подложке GaAs, с диэлектрическими волноводами, поддерживающими моду TE₀, и множественными КЯ в пучности моды, для генерации длинноволнового ИК излучения (длина волны более 20 мкм). В выращенных методом МЛЭ гетероструктурах при оптической накачке получено стимулированное излучение (СИ) с длинами волн 19.5 – 31 мкм. Показано, что для рекордно большой длины волны 31 мкм (недоступной для существующих квантовых каскадных лазеров) локализация волноводной моды обеспечивается за счет ограничения ее

проникновения в подложку вблизи области остаточных лучей арсенида галлия. [А6, А8, А11, А29, А36, А42]

11. Экспериментально продемонстрировано, что в волноводных структурах с КЯ с одинаковой шириной запрещенной зоны (E_g от 120 до 300 мэВ) пороговый уровень оптического возбуждения для возникновения СИ ниже, а максимальная температура наблюдения СИ соответственно выше для структур с меньшей долей кадмия в КЯ, что объясняется более высокой пороговой энергией включения оже-процесса в КЯ с меньшей долей кадмия с участием одной дырки и двух электронов (ССН-С). [А17, А29]

12. В КЯ с $E_g < 200$ мэВ максимальная температура, при которой наблюдается СИ, увеличивается с ростом пороговой энергии оже-рекомбинации с участием одной дырки и двух электронов и определяется законом дисперсии в первой валентной подзоне НН1, что обусловлено увеличением с ростом температуры концентрации дырок, для которых законы сохранения энергии и импульса не запрещают участие в оже-процессе ССН-С. [А11, А18, А21, А25, А29, А30, А31, А36, А43]

13. В КЯ с E_g от 200 до 500 мэВ пороговая мощность для возникновения СИ и максимальная температура наблюдения СИ в значительной мере определяются разогревом носителей заряда относительно температуры кристаллической решетки, что проявляется в зависимости порога возникновения СИ от длины волны возбуждения и в немонотонной зависимости интенсивности СИ от мощности накачки вблизи температур гашения СИ. [А18, А22, А23, А24, А30]

14. Экспериментально подтверждена эффективность использования экстремально узких КЯ на основе HgCdTe для генерации когерентного излучения в коротковолновой части среднего диапазона, в том числе в области прозрачности атмосферы 3 – 4 мкм. В частности, в волноводных гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe получено СИ на длине волны 2.8 мкм при $T = 267$ К и 3.7 мкм при $T = 240$ К благодаря подавлению процессов оже-рекомбинации. [А26, А27, А38]

Таким образом, результаты диссертационной работы открывают новые возможности создания полупроводниковых лазеров в широкой области ИК диапазона. В частности, исследования эффектов электронного разогрева, показавшие возможность получения стимулированного излучения в диапазоне длин волн 3-4 мкм при коротковолновом оптическом возбуждении, позволяют рассчитывать на реализацию в этом практически значимом диапазоне лазеров с *p-n*-переходом с инжекцией носителей в КЯ из барьерных слоев при $T > 200$ К, работающих при термоэлектрическом охлаждении. В длинноволновой части среднего ИК диапазона (длина волны > 20 мкм), где практически нет коммерчески доступных полупроводниковых источников излучения, лазеры на основе структур с КЯ HgCdTe, как показывают результаты работы, могут быть реализованы как конверторы более

коротковолновых источников (например, компактных квантовых каскадных лазеров диапазона 8-10 мкм). Достоинством лазеров на основе КЯ HgCdTe является возможность плавной перестройки частоты излучения при изменении рабочей температуры, что особенно важно для их спектроскопических приложений.

Список публикаций автора по теме диссертации

A1. Morozov, S. V. Efficient long wavelength interband photoluminescence from HgCdTe epitaxial films at wavelengths up to 26 μm / S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.V. Antonov [et al.] // Appl. Phys. Lett. - 2014. - V. 104, № 7. - P. 072102.

A2. Rumyantsev, V. Urbach tail and nonuniformity probe of HgCdTe thin films and quantum well heterostructures grown by molecular beam epitaxy / V. Rumyantsev, A. Razova, M. Fadeev [et al.] // Optical Engineering. - 2020. - V. 60, № 8. - P. 082007.

A3. Rumyantsev, V. V. Spectra and kinetics of THz photoconductivity in narrow-gap Hg_{1-x}Cd_xTe (x < 0.2) epitaxial films / V. V. Rumyantsev, S. V. Morozov, A. V. Antonov [et al.] // Semicond. Sci. Technol. - 2013. - V. 28, № 12. - P. 125007.

A4. Teppe, F. Temperature-driven massless Kane fermions in HgCdTe crystals / F. Teppe, M. Marcinkiewicz, S.S. Krishtopenko [et al.] // Nature communications. - 2016. - V. 7. - P. 12576.

A5. Morozov, S. V. Long wavelength superluminescence from narrow gap HgCdTe epilayer at 100 K / S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. A. Dubinov [et al.] // Appl. Phys. Lett. - 2015. - V. 107, № 4. - P. 042105.

A6. Rumyantsev, V. V. Optical Studies and Transmission Electron Microscopy of HgCdTe Quantum Well Heterostructures for Very Long Wavelength Lasers / V. V. Rumyantsev, A. A. Razova, L. S. Bovkun [et al.] // Nanomaterials. - 2021. - V. 11, № 7. - P. 1855.

A7. Morozov, S. V. Time resolved photoluminescence spectroscopy of narrow gap Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te quantum well heterostructures / S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. V. Antonov [et al.] // Appl. Phys. Lett. - 2014. - V. 105, № 2. - P. 022102.

A8. Rumyantsev, V. Carrier Recombination, Long-Wavelength Photoluminescence, and Stimulated Emission in HgCdTe Quantum Well Heterostructures / V. Rumyantsev, M. Fadeev, V. Aleshkin [et al.] // phys. stat. sol. (b). - 2019. - V. 256, № 6. – P. 1800546.

A9. Козлов, Д. В. Особенности фотолюминесценции двойных акцепторов в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами в терагерцовом диапазоне / Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, А. М. Кадыков [и др.] // Письма в ЖЭТФ. - 2019. - Т. 109, № 10. - С. 679-684.

A10. Aleshkin, V. Y. Radiative recombination in narrow gap HgTe/CdHgTe quantum well heterostructures for laser applications / V. Y. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. V. Rumyantsev [et al.] // J. of Phys.: Cond. Matter. - 2018. - V. 30, № 49. - P. 495301.

A11. Morozov, S. V. Coherent Emission in the Vicinity of 10 THz due to Auger-Suppressed Recombination of Dirac Fermions in HgCdTe Quantum Wells / S. V. Morozov, V. V. Romyantsev, M. S. Zholudev [et al.] // ACS Photonics. - 2021. - V. 8, № 12. - P. 3526-3535.

A12. Ruffenach, S. HgCdTe-based heterostructures for terahertz photonics / S. Ruffenach, A. Kadykov, V. V. Romyantsev [et al.] // APL Materials. - 2017. - V. 5, № 3. - P. 035503-1-035503-8.

A13. Romyantsev, V. V. Terahertz photoconductivity of double acceptors in narrow gap HgCdTe epitaxial films grown by molecular beam epitaxy on GaAs(013) and Si(013) substrates / V. V. Romyantsev, D. V. Kozlov, S. V. Morozov [et al.] // Semicond. Sci. Technol. - 2017. - V. 32, № 9. - P. 095007.

A14. Козлов, Д. В. Фототермическая ионизационная спектроскопия вакансий ртути в эпитаксиальных пленках HgCdTe / Д. В. Козлов, Т. А. Уаман Светикова, А. В. Иконников [и др.] // Письма в ЖЭТФ. - 2021. - Т. 113, № 6. - С. 399-405.

A15. Николаев, И. Д. Зондирование состояний двухзарядного акцептора в гетероструктурах на основе CdHgTe с помощью оптического затвора / И. Д. Николаев, Т. А. Уаман Светикова, В. В. Румянцев [и др.] // Письма в ЖЭТФ. - 2020. - Т. 111, № 10. - С. 682-688.

A16. Козлов, Д. В. Терагерцевая фотолюминесценция двойных акцепторов в объемных эпитаксиальных слоях HgCdTe и гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами / Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов [и др.] // ЖЭТФ. - 2018. - Т. 154, № 6 (12). - С. 1226-1231.

A17. Morozov, S. V. Long wavelength stimulated emission up to 9.5 μm from HgCdTe quantum well heterostructures / S. V. Morozov, V. V. Romyantsev, A. M. Kadykov [et al.] // Appl. Phys. Lett. - 2016. - V. 108. - P. 092104.

A18. Morozov, S. V. Stimulated emission from HgCdTe quantum well heterostructures at wavelengths up to 19.5 μm / S. V. Morozov, V. V. Romyantsev, M. A. Fadeev [et al.] // Appl. Phys. Lett. - 2017. - V. 111, № 19. - P. 192101.

A19. Румянцев, В. В. Особенности спектров и кинетики релаксации длинноволновой фотопроводимости в узкозонных эпитаксиальных пленках и гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe / В. В. Румянцев, А. В. Иконников, А. В. Антонов [и др.] // ФТП. - 2013. - Т. 47, № 11. - С. 1446-1450.

A20. Morozov, S. V. Investigation of possibility of VLWIR lasing in HgCdTe based heterostructures / S. V. Morozov, V. V. Romyantsev, A. M. Kadykov [et al.] // J. of Phys.: Conf. Series. - 2015. - V. 647. - P. 012008.

A21. Utochkin, V. V. Mid-IR stimulated emission in Hg(Cd)Te/CdHgTe quantum well structures up to 200 K due to suppressed Auger recombination / V. V. Utochkin, K. E. Kudryavtsev, M. A. Fadeev [et al.] // Laser Physics. - 2020. - V. 31, № 1. - P. 015801.

A22. Kudryavtsev, K. E. Toward Peltier-cooled mid-infrared HgCdTe lasers: Analyzing the temperature quenching of stimulated emission at $\sim 6 \mu\text{m}$ wavelength from HgCdTe quantum wells / K. E. Kudryavtsev, V. V. Romyantsev, V. V. Utochkin [et al.] // J. Appl. Phys. - 2021. - V. 130, № 21. - P. 214302.

A23. Romyantsev, V. V. Terahertz Emission from HgCdTe QWs under Long-Wavelength Optical Pumping / V. V. Romyantsev, M. A. Fadeev, V. Y. Aleshkin [et al.] // J. of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. - 2020. - V. 41, № 7. - P. 750-757.

A24. Fadeev, M. Mid-infrared stimulated emission in HgCdTe/CdHgTe quantum well heterostructures at room temperature / M. Fadeev, A. Troshkin, A. Dubinov [et al.] // Optical Engineering. - 2020. - V. 60, № 8. - P. 082006.

A25. Aleshkin, V. Y. Auger recombination in narrow gap HgCdTe/CdHgTe quantum well heterostructures / V. Y. Aleshkin, V. V. Romyantsev, K. E. Kudryavtsev [et al.] // J. Appl. Phys. - 2021. - V. 129, № 13. - P. 133106.

A26. Fadeev, M. A. Stimulated emission in the 2.8 - 3.5 μm wavelength range from Peltier cooled HgTe/CdHgTe quantum well heterostructures / M. A. Fadeev, V. V. Romyantsev, A. M. Kadykov [et al.] // Optics Express. - 2018. - V. 26, № 10. - P. 12755-12760.

A27. Kudryavtsev, K. E. Temperature limitations for stimulated emission in 3–4 μm range due to threshold and non-threshold Auger recombination in HgTe/CdHgTe quantum wells / K. E. Kudryavtsev, V. V. Romyantsev, V. Y. Aleshkin [et al.] // Appl. Phys. Lett. - 2020. - V. 117, № 8. - P. 083103.

A28. Румянцев, В. В. Длинноволновое стимулированное излучение и времена жизни носителей в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe / В. В. Румянцев, М. А. Фадеев, С. В. Морозов [и др.] // ФТП. - 2016. - Т. 50, № 12. - С. 1679-1684.

A29. Румянцев, В. В. Исследования волноводных структур с квантовыми ямами на основе HgCdTe для получения длинноволнового стимулированного излучения / В. В. Румянцев, А. М. Кадыков, М. А. Фадеев [и др.] // ФТП. - 2017. - Т. 51, № 12. - С. 1616-1620.

A30. Румянцев, В. В. Влияние особенностей зонного спектра на характеристики стимулированного излучения в узкозонных гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe / В. В. Румянцев, Н. С. Куликов, А. М. Кадыков [и др.] // ФТП. - 2018. - Т. 52, № 11. - С. 1263-1267.

A31. Фадеев, М. А. Влияние содержания Cd в барьерах на пороговую энергию оже-рекомбинации в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te, излучающих на длине волны 18 мкм / М. А. Фадеев, А. А. Дубинов, В. Я. Алешкин [и др.] // Квантовая электроника. - 2019. - Т. 49, № 6. - С. 556-558.

A32. Krishtopenko, S. S. Temperature-dependent terahertz spectroscopy of inverted-band three-layer InAs/GaSb/InAs quantum well / S. S. Krishtopenko, S. Ruffenach, F. Gonzalez-Posada [et al.] // Phys. Rev. B. - 2018. - V. 97, № 24. - P. 245419.

A33. Криштопенко, С. С. Терагерцовая спектроскопия “двумерного полуметалла” в трехслойных квантовых ямах InAs/GaSb/InAs / С. С. Криштопенко, С. Руффенах, Ф. Гонзалез-Посада [и др.] // Письма в ЖЭТФ. - 2019. - Т. 109, № 2. - С. 91-97.

A34. Морозов, С. В. Исследования времен жизни и релаксации фотопроводимости в гетероструктурах с квантовыми ямами $Hg_xCd_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$ / С. В. Морозов, М. С. Жолудев, А. В. Антонов [и др.] // ФТП. - 2012. - Т. 46, № 11. - С. 1388-1392.

A35. Соловьев, В. А. Стимулированное излучение на длине волны 2.86 мкм из метаморфных In(Sb,As)/In(Ga,Al)As/GaAs квантовых ям в условиях оптической накачки / В. А. Соловьев, М. Ю. Чернов, С. В. Морозов [и др.] // Письма в ЖЭТФ. - 2019. - Т. 110, № 5. - С. 297-302.

A36. Уточкин, В. В. Исследование пороговой энергии оже-рекомбинации в волноводных структурах с квантовыми ямами $HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$ в области 14 мкм / В. В. Уточкин, В. Я. Алёшкин, А. А. Дубинов [и др.] // ФТП. - 2019. - Т. 53, № 9. - С. 1178-1181.

A37. Уточкин, В. В. Влияние внутренних оптических потерь на генерацию стимулированного излучения в среднем ИК диапазоне в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами $HgCdTe/CdHgTe$ / В. В. Уточкин, А. А. Дубинов, М. А. Фадеев [и др.] // ФТП. - 2021. - Т. 55, № 10. - С. 922-926.

A38. Кушков, Л. А. Исследование стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами $HgTe/CdHgTe$ в окне прозрачности атмосферы 3–5 мкм / Л. А. Кушков, В. В. Уточкин, В. Я. Алёшкин [и др.] // ФТП. - 2020. - Т. 54, № 10. - С. 1164-1168.

A39. Уточкин, В. В. Непрерывное стимулированное излучение в области 10–14 мкм при оптической накачке в структурах с квантовыми ямами $HgCdTe/CdHgTe$ с квазирелятивистским законом дисперсии / В. В. Уточкин, В. Я. Алёшкин, А. А. Дубинов [и др.] // ФТП. - 2020. - Т. 54, № 10. - С. 1169-1173.

A40. Козлов, Д. В. Примесная фотопроводимость узкозонных структур кадмий-ртуть-теллур / Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов [и др.] // ФТП. - 2015. - Т. 49, № 12. - С. 1654-1659.

A41. Козлов, Д. В. Вакансии ртути как двухвалентные акцепторы в структурах $HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te$ с квантовыми ямами / Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов [и др.] // ФТП. - 2016. - Т. 50, № 12. - С. 1690-1696.

A42. Rumyantsev, V. V. Magneto-optical Studies and Stimulated Emission in Narrow Gap $HgTe/CdHgTe$ Structures in the Very Long Wavelength Infrared Range / V. V. Rumyantsev, L. S. Bovkun, A. M. Kadykov [и др.] // ФТП. - 2018. - Т. 52, № 4. - С. 464.

A43. Gavrilenko, V. I. THz stimulated emission at interband transitions in HgTe/CdHgTe quantum wells / V. I. Gavrilenko, V. V. Romyantsev, A. A. Dubinov [et al.] // EPJ Web of Conferences. - 2018. - V. 195, № 4. - P. 02001.

Список цитируемой литературы

1. Zheng, H. Sub-ppb-level CH₄ detection by exploiting a low-noise differential photoacoustic resonator with a room-temperature interband cascade laser / H. Zheng, Y. Liu, H. Lin [et al.] // Optics Express. - 2020. - V. 28, № 13. - P. 19446-19456.
2. Lamperti, M. Optical frequency metrology in the bending modes region / M. Lamperti, R. Gotti, D. Gatti [et al.] // Communications Physics. - 2020. - V. 3, № 1. - P. 175-1-175-7.
3. Ramdas, A.K. Spectroscopy of the solid-state analogues of the hydrogen atom: donors and acceptors in semiconductors / A.K. Ramdas, S. Rodriguez // Reports on Progress in Physics. - 1981. - V. 44, № 12. - P. 1297-1387.
4. Feng, K. Photonic materials, structures and devices for Reststrahlen optics / K. Feng, W. Streyer, Y. Zhong [et al.] // Optics Express. - 2015. - V. 23, № 24. - P. A1418-A1433.
5. Ohtani, K. Far-Infrared Quantum Cascade Lasers Operating in the AlAs Phonon Reststrahlen Band / K. Ohtani, M. Beck, M. J. Süess [et al.] // ACS Photonics. - 2016. - V. 3, № 12. - P. 2280-2284.
6. Anwar, M.F. GaN-based terahertz quantum cascade lasers / M.F. Anwar, T. W. Crowe, T. Manzur, W. Terashima, H. Hirayama // Proc. SPIE. - 2015. - V. 9483. - P. 948304.
7. Засавицкий, И. И. Инфракрасная люминесценция и характеристики энергетического спектра полупроводников типа А4В6 / И. И. Засавицкий // Труды ФИАН. Оптические и электрические свойства полупроводников. - 1993. - Т. 224. - С. 3-118.
8. Maremyanin, K. V. Terahertz Injection Lasers Based on a PbSnSe Solid Solution with an Emission Wavelength up to 50 μm and Their Application in the Magneto spectroscopy of Semiconductors / K. V. Maremyanin, A. V. Ikonnikov, L. S. Bovkun [et al.] // Semiconductors. - 2018. - V. 52, № 12. - P. 1590-1594.
9. Bernevig, B. A. Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells / B. A. Bernevig, T.L. Hughes, S.C. Zhang // Science. - 2006. - V. 314, № 5806. - P. 1757-1761.
10. Yadav, D. Terahertz light-emitting graphene-channel transistor toward single-mode lasing / D. Yadav, G. Tamamushi, T. Watanabe [et al.] // Nanophotonics. - 2018. - V. 7, № 4. - P. 741-752.
11. Konig, M. Quantum spin hall insulator state in HgTe quantum wells / M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune [et al.] // Science. - 2007. - V. 318, № 5851. - P. 766-770.
12. Talwar, D. N. Vibrational properties of HgCdTe system / D. N. Talwar, M. Vandevyver // Journal of Applied Physics. - 1984. - V. 56, № 6. - P. 1601-1607.

13. Vurgaftman, I. High-temperature HgTe/CdTe multiple-quantum-well lasers / I. Vurgaftman, J.R. Meyer // *Optics Express*. - 1998. - V. 2, № 4. - P. 137-142.
14. Vurgaftman, I. Rebalancing of internally generated carriers for mid-infrared interband cascade lasers with very low power consumption / I. Vurgaftman, W. W. Bewley, C. L. Canedy [et al.] // *Nature Communications*. - 2011. - V. 2, № 1. - P. 585.
15. Bleuse, J. Laser emission in HgCdTe in the 2 – 3.5 μm range / J. Bleuse, J. Bonnet-Gamard, G. Mula [et al.] // *Journal of Crystal Growth*. - 1999. - V. 197, № 3. - P. 529-536.
16. Arias, J. M. HgCdTe infrared diode lasers grown by MBE / J. M. Arias, M. Zandian, R. Zucca [et al.] // *Semiconductor Science and Technology*. - 1993. - V. 8, № 1S. - P. S255-S260.
17. Izhnin, I. I. Photoluminescence of HgCdTe nanostructures grown by molecular beam epitaxy on GaAs / I. I. Izhnin, A. I. Izhnin, K. D. Mynbaev [et al.] // *Opto-Electronics Review*. - 2013. - V. 21, № 4. - P. 390-394.
18. Ivanov-Omskii, V. I. Infrared photoluminescence in p-Hg $_{1-x}$ Cd $_x$ Te ($0.23 \leq x \leq 1$) in magnetic fields up to 6T / V. I. Ivanov-Omskii, I. A. Petroff, W. M. Pogorletsky [et al.] // *Solid State Communications*. - 1990. - V. 76, № 9. - P. 1159-1164.
19. Ivanov-Omskii, V. I. Effect of alloy disorder on photoluminescence in HgCdTe / V. I. Ivanov-Omskii, N. L. Bazhenov, K. D. Mynbaev // *physica status solidi (b)*. - 2009. - V. 246, № 8. - P. 1858-1861.
20. Andronov, A. A. Stimulated radiation of optically pumped Cd $_x$ Hg $_{1-x}$ Te-based heterostructures at room temperature / A. A. Andronov, Y. N. Nozdrin, A. V. Okomel'kov [et al.] // *Semiconductors*. - 2008. - V. 42, № 2. - P. 179-182.
21. Rogalski, A. HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook / A. Rogalski // *Reports on Progress in Physics*. - 2005. - T. 68, № 10. - P. 2267-2336.
22. Capper, P. Mercury Cadmium Telluride. Growth, Properties and Applications / P. Capper, J. Garland. - Chichester, UK: Wiley, 2011.- 563 p.
23. Румянцев, В.В. Фотопроводимость и фотолюминесценция эпитаксиальных пленок и структур с квантовыми ямами на основе HgCdTe в среднем и дальнем инфракрасном диапазоне : 05.27.01 : диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Румянцев Владимир Владимирович. - Нижний Новгород, 2014. – 126 с.
24. Roux, C. 2.6 μm optically pumped vertical-cavity surface-emitting laser in the CdHgTe system / C. Roux, E. Hadji, J. L. Pautrat // *Applied Physics Letters*. - 1999. - V. 75, № 24. - P. 3763.
25. Ravid, A. Optically pumped laser action and photoluminescence in HgCdTe layer grown on (211) CdTe by metalorganic chemical vapor deposition / A. Ravid, A. Sher, G. Cinader [et al.] // *Journal of Applied Physics*. - 1993. - V. 73, № 11. - P. 7102.

26. Chu, J. Device Physics of Narrow Gap Semiconductors / J. Chu, A. Sher. - Springer Science+Business Media, LLC, 2010. - 515 p.
27. Абакумов, В. Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках / В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Ясиевич. - СПб.: ПИЯФ им.Б.П.Константинова, 1997. - 375 с.
28. Beattie, A. R. Auger Effect in Semiconductors / A. R. Beattie, P. T. Landsberg // Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences. - 1959. - V. 249. - P. 16-29.
29. Lei, W. Progress, challenges, and opportunities for HgCdTe infrared materials and detectors / W. Lei, J. Antoszewski, L. Faraone // Applied Physics Reviews. - 2015. - V. 2, № 4. - P. 041303.
30. Longshore, R. E. Characterization of impurities and defects in InSb and HgCdTe using novel magneto-optical techniques / R. E. Longshore, C. L. Littler, J. W. Baars // Proc. SPIE 2021, Growth and Characterization of Materials for Infrared Detectors, (7 December 1993). - 1993. - V. 2021. - P. 184-201.
31. Lischka, K. Deep level defects in narrow gap semiconductors / K. Lischka // physica status solidi (b). - 1986. - V. 133, № 1. - P. 17-46.
32. Mikhailov, N. N. Growth of Hg_{1-x}Cd_xTe nanostructures by molecular beam epitaxy with ellipsometric control / N. N. Mikhailov, R. N. Smirnov, S. A. Dvoretzky [et al.] // Int. J. of Nanotechnology. - 2006. - V. 3, № 1. - P. 120-130.
33. Cody, G. D. Disorder and the Optical-Absorption Edge of Hydrogenated Amorphous Silicon / G. D. Cody, T. Tiedje, B. Abeles, B. Brooks, Y. Goldstein // Physical Review Letters. - 1981. - V. 47, № 20. - P. 1480-1483.
34. Chang, Y. Absorption of Narrow-Gap HgCdTe Near the Band Edge Including Nonparabolicity and the Urbach Tail / Y. Chang, S. Guha, C. H. Grein [et al.] // Journal of Electronic Materials. - 2007. - V. 36, № 8. - P. 1000-1006.
35. Мынбаев, К. Д. Photoluminescence of Hg_{1-x}Cd_xTe based heterostructures grown by molecular-beam epitaxy / К. Д. Мынбаев, Н. Л. Bazhenov, В. И. Ivanov-Omskii [et al.] // Semiconductors. - 2011. - V. 45, № 7. - P. 872-879.
36. Franz, M. Alloy effects in boron doped Si-rich SiGe bulk crystals / M. Franz, K. Pressel, P. Gaworzewski // Journal of Applied Physics. - 1998. - V. 84, № 2. - P. 709-712.
37. Козлов, Д. В. Спектр двойных акцепторов в слоях барьеров и квантовых ям гетероструктур HgTe/CdHgTe / Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов // Физика и техника полупроводников. - 2019. - Т. 53, № 9. - С. 1224-1228.
38. Aleshkin, V. Y. Threshold energies of Auger recombination in HgTe/CdHgTe quantum well heterostructures with 30-70 meV bandgap / V. Y. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. V. Romyantsev [et al.] // Journal of physics: Condensed matter. - 2019. - V. 31, № 42. - P. 425301.

Морозов Сергей Вячеславович

СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В СРЕДНЕМ И ДАЛЬНОМ
ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНАХ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ
С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ HgCdTe

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Подписано к печати «1» августа 2022 г.

Тираж 100 экз.

Отпечатано на ризографе Института физики микроструктур РАН – филиала
Федерального государственного бюджетного научного учреждения
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики»
Российской академии наук, 603087, Нижегородская область, Кстовский
район, д. Афоново, ул. Академическая, д. 7