

**Институт физики микроструктур РАН – филиал
Федерального государственного бюджетного научного
учреждения «Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова
Российской академии наук»**

На правах рукописи

Разова Анна Александровна

**Лазерная генерация в волноводных гетероструктурах с
квантовыми ямами на основе HgCdTe в среднем инфракрасном диапазоне**

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

1.3.19 – Лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Доктор физико-математических наук
Морозов Сергей Вячеславович

Научный консультант:
Доктор физико-математических наук
Андрианов Алексей Вячеславович

Нижний Новгород

2026 г.

Оглавление

Введение	5
Актуальность темы исследования	5
Степень разработанности исследования	7
Цели и задачи	9
Научная новизна работы	10
Теоретическая и практическая значимость работы.....	11
Методология и методы исследования	12
Положения, выносимые на защиту	13
Степень достоверности полученных результатов	14
Апробация полученных результатов	14
Структура и объём работы	15
Личный вклад автора	16
Глава 1. Объекты и методы исследования.....	18
1.1 Введение.....	18
1.2 Волноводные гетероструктуры с квантовыми ямами на основе HgCdTe.....	18
1.3 Характеризация структур с помощью оптического и сканирующего электронного микроскопов, интерферометра белого света.....	24
1.4 Методика исследования кинетики релаксации фотопроводимости	29
1.5 Спектроскопические исследования фотолюминесценции, стимулированного излучения в структурах без резонатора и лазерного излучения в структурах с резонатором	31
1.5.1 Исследование фотолюминесценции	31
1.5.2 Исследование стимулированного и лазерного излучения.....	34
Глава 2. Микродисковые лазеры на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в диапазоне длин волн 3 – 5 мкм	38
2.1 Введение.....	38
2.2 Обзор литературы	40
2.3 Технология изготовления микродисковых и торцевых гребенчатых лазеров	42

2.4 Параметры и дизайны исследованных структур	50
2.5 Исследование характеристик микродисковых лазеров разного диаметра, созданных на основе HgCdTe квантовых ям	52
2.6 Оптические свойства лазерных микродисков с квантовыми ямами HgCdTe, сформированных с помощью различных масок	71
2.7 Заключение	78
Глава 3. Стимулированное излучение в структурах с HgCdTe квантовыми ямами в диапазоне длин волн 14 – 24 мкм при квазинепрерывной оптической накачке	81
3.1 Введение.....	81
3.2 Предшествующие исследования стимулированного излучения волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в длинноволновом инфракрасном диапазоне.....	82
3.3 Параметры и дизайны исследованных структур	87
3.4 Стимулированное излучение при квазинепрерывной оптической накачке с длиной волны 10,6 мкм в HgCdTe гетероструктурах с квантовыми ямами в длинноволновом ИК-диапазоне.....	88
3.5 Время жизни носителей при квазинепрерывном режиме возбуждения волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe.....	95
3.6 Заключение	101
Глава 4. Длинноволновое лазерное излучение микродисковых и торцевых гребенчатых HgCdTe лазеров.....	103
4.1 Введение.....	103
4.2 Параметры и дизайны исследованных структур	103
4.3 Методика исследования стимулированного и лазерного излучения в HgCdTe микродисках	106
4.4 Исследование влияния глубины травления на оптические свойства HgCdTe лазеров.....	110
4.5 Исследование структур, подверженных ионному травлению	118
4.6 Заключение	123
Заключение	125

Список сокращений и условных обозначений	127
Список литературы	128
Список публикаций автора.....	142

Введение

Актуальность темы исследования

В настоящее время лазеры являются неотъемлемой частью нашей жизни. Они применяются и в бытовых условиях (например, как лазерные указки), и в медицине (например, как нож в хирургии), и широко используются на производстве и в науке. Как известно, существуют различные типы лазеров, где в качестве активной среды используются твёрдые материалы, газовые смеси, жидкости, которые позволяют получить излучение в широком спектральном диапазоне от ультрафиолетовой до дальней инфракрасной (ИК) области.

Реализация компактных источников излучения для среднего инфракрасного спектрального диапазона до сих пор остаётся востребованной задачей. В частности, для диапазона длин волн 3 – 5 мкм, который является окном прозрачности атмосферы, такие лазеры нужны для решения исследовательских и прикладных задач, связанных со спектроскопией газов [1] и твёрдых тел [2], проводимой в рамках мониторинга окружающей среды [3] или медицинской диагностики [4]. Как известно, окна прозрачности атмосферы, которые лежат в области 3 – 5 мкм и 8 – 12 мкм, содержат линии поглощения как полезных веществ, таких как карбонатные минералы [2], так и газов-загрязнителей, например, метана [5], чья идентификация важна с точки зрения обеспечения безопасности. Аналогичные потребности возникают и в лазерах с рабочей длиной волны более 20 мкм, которые востребованы для спектроскопии галоген-содержащих органических соединений [6], детального анализа нефтепродуктов [7] и водяного пара [8], а также для исследований, где важно знание тонкой структуры линий вращательных и колебательных переходов различных молекул, мелких примесей в полупроводниках, межзонных переходов и прочее.

Несомненно, для таких приложений отчасти подойдут газовые лазеры, однако они доступны лишь для отдельных длин волн и имеют достаточно большой размер, что затрудняет при необходимости их быструю транспортировку. Среди полупроводниковых лазеров в настоящий момент лидирующими по характеристикам источниками практически во всем среднем ИК-диапазоне являются квантовые каскадные лазеры (ККЛ) [9, 10] и межзонные каскадные лазеры (МКЛ). МКЛ достигают наилучшие рабочие характеристики в диапазоне 3 – 5 мкм [11], в то время как ККЛ более пригодны для средней и длинноволновой частей ИК-области. Однако эти источники не могут полностью удовлетворить запросы спектроскопии коротковолновой и длинноволновой областей ИК-диапазона. ККЛ и МКЛ достаточно сложны в изготовлении из-за необходимости роста большого массива квантовых ям (КЯ) и барьеров с

идентичными параметрами, что приводит к их высокой себестоимости. Помимо этого, они в общем случае не обладают возможностью существенной перестройки рабочей частоты излучения (длины волны). Несомненно, сильной стороной МКЛ на основе A^3B^5 материалов является отработанная технология построста, которая позволяет создавать сложные конструкции лазеров с распределённой обратной связью (РОС) с одномодовым режимом работы и низкими значениями порогового тока. Однако, из-за высоких требований к технологии роста развитая ростовая технология доступна для ограниченного числа материалов: ККЛ и МКЛ изготавливают в основном на основе соединений GaAs или InP. Это приводит к сложностям при продвижении в диапазон длин волн 20 – 50 мкм из-за сильного фонованного поглощения в этих материалах [12]. На данный момент ККЛ в диапазоне от 20 до 40 мкм продемонстрированы лишь на отдельных длинах волн, соответствующих минимумам решёточного поглощения, наибольшая из которых ~ 28 мкм [13]. Работы по созданию длинноволновых ККЛ на основе альтернативных материалов ведутся, однако они далеки от завершения. Так, например, для системы GaN/AlGaN рабочая длина волны составила ~ 40 мкм (7 ТГц) [14]. Однако сложности, имеющиеся в технологии роста и формирования нитридных структур, не позволяют сейчас оценить перспективы ККЛ на основе этих материалов. Таким образом, в настоящее время не существует ККЛ доступных в спектральном диапазоне 28 – 40 мкм, диапазон от 20 мкм до 28 мкм перекрыт ими лишь частично. Что же касается диапазона длин волн 3 – 5 мкм, то, несмотря на существование МКЛ, некаскадные межзонные лазеры также представляют интерес [15], поскольку они имеют более простую конструкцию, которая позволяет точно контролировать параметры выходной структуры, а также обеспечивают настройку длины волны в диапазоне сотен см^{-1} .

Перекрыть полностью длинноволновую область ИК-диапазона от 20 до 50 мкм могли бы межзонные лазеры на основе узкозонных материалов. В этом диапазоне известны межзонные источники когерентного излучения на основе халькогенидов свинца-олова. Обладая от природы квазирелятивистским законом дисперсии носителей [16], материалы типа PbSnSe и PbSnTe реализуют подавление безызлучательной оже-рекомбинации, что является фундаментальной физической основой для реализации межзонного усиления в настолько узкозонных материалах. В отличие от полупроводников группы A^3B^5 полоса остаточных лучей в материалах халькогенидов свинца-олова лежит существенно выше по длине волны, что позволило создать лазерные диоды с рабочей длиной волны до 46 мкм [17, 18]. В последнее десятилетие было достигнуто лишь небольшое продвижение по длине волны: лазерное излучение (ЛИ) было получено до 50 мкм [19] при криогенных рабочих температурах. Однако дальнейшего развития ни по длине волны излучения, ни по температуре (максимальная рабочая температура не превышала 77 К) эти межзонные лазеры не получили. Также остались нерешёнными проблемы,

связанные с малой выходной мощностью и с высокой остаточной концентрацией носителей, которая не опускается ниже 10^{17} см^{-3} .

Аналогичный квазирелятивистский закон дисперсии носителей реализуется в узкозонных квантовых ямах на основе твёрдого раствора HgCdTe (кадмий-ртуть-теллур или КРТ) в окрестности Γ -точки первой зоны Бриллюэна [20, 21, 22], что позволяет рассматривать данный материал как активную среду межзонного лазера, длина волны излучения которого вариабельна от параметров структуры и может составлять от 2 до 60 мкм. Верхняя граница доступного диапазона определяется полосой остаточных лучей теллурида кадмия и теллурида ртути, которая расположилась в области длин волн 60 – 90 мкм [23]. Управление энергией межзонных переходов в структурах с HgCdTe квантовыми ямами осуществляется за счёт изменения состава и толщины КЯ, качество которых, как и всей структуры, имеет высокий уровень. Его обеспечивает отработанная в Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН методика роста – молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) и подтверждают исследования циклотронного резонанса [24], оптические исследования [25], характеристика с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) [26, 27] и исследования энергии Урбаха [28], проведённые как в Институте физики микроструктур РАН, так и другими независимыми группами. Таким образом, используя гетероструктуры с КЯ $\text{HgCdTe}/\text{CdHgTe}$, можно «покрыть» широкую спектральную область среднего ИК-диапазона, охватив и область окна прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм, и область длин волн 20 – 50 мкм.

Актуальность исследования волноводных гетероструктур с КЯ на основе КРТ, а также поиска оптимальных дизайнов структур, параметров накачки и методов получения лазерного излучения подтверждают последние результаты по получению стимулированного излучения (СИ). Так в ИК-диапазоне было продемонстрировано СИ на длинах волн 2,45 – 2,75 мкм при комнатной температуре [29, 30], а в окне прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм при термоэлектрическом охлаждении [31, 32]. В длинноволновой области рекордным значением является СИ на длине волны 31 мкм [33], которая недоступна современным ККЛ. Все это в совокупности указывает на возможность создания лазеров на основе волноводных гетероструктур с КЯ $\text{HgCdTe}/\text{CdHgTe}$, работающих при термоэлектрическом охлаждении и обладающих возможностью перестройки длины волны с температурой. Такие лазеры повысят конкурентоспособность межзонных лазеров как в области длин волн 3 – 5 мкм, так и при длине волны более 20 мкм, что позволит предложить альтернативу МКЛ и ККЛ.

Степень разработанности исследования

Ранее основные исследования были направлены на изучение свойств эпитаксиальных плёнок HgCdTe, так как данный материал является одним из основных при создании приёмников среднего ИК-диапазона [34]. Здесь исследования в основном были сосредоточены на транспортных свойствах твёрдых растворов HgCdTe [20], оптических свойствах эпитаксиальных плёнок [35, 36] и безызлучательных каналах рекомбинации через дефекты структуры [37, 38, 39].

Предшествующие исследования гетероструктур с КЯ на основе HgCdTe были сосредоточены на исследовании и получении стимулированного излучения преимущественно в коротковолновой области ИК-диапазона. СИ в области длин волн более 10 мкм стали наблюдать около 10 лет назад, повышая со временем длину волны генерации до 20 мкм [40] и далее до 31 мкм [33]. Также уклон был сделан на исследование «специфического» закона дисперсии носителей [22], который позволяет частично или полностью подавить безызлучательную оже-рекомбинацию.

Возможность создания межзонного лазера на основе HgCdTe структур обсуждалась ещё в 90-х годах. Первый лазер работал при импульсной токовой накачке при температурах от 40 до 90 К, длина волны излучения составила 2,86 мкм при ширине линии 0,3 мэВ при 77 К [41]. Следующее рекордное значение – 5,3 мкм при температуре 60 К – было достигнуто в 1993 году [42]. Однако дальнейшее продвижение было остановлено, во-первых, появлением ККЛ, во-вторых, фундаментальной проблемой с *p*-легированием. Помимо этого, в известных лазерах на основе HgCdTe, излучающих на длине волны около 3 – 5 мкм, в качестве активной среды выступали эпитаксиальные плёнки, в законе дисперсии носителей которых присутствует зона тяжёлых дырок, что уменьшает значение пороговой энергии оже-рекомбинации, и, как следствие, ограничивает длину волны генерации и рабочую температуру лазеров на их основе [22]. Поэтому были начаты поиски альтернативных конструкций лазеров на основе HgCdTe.

В качестве активной среды стали рассматривать гетероструктуры с массивом КЯ HgCdTe/CdHgTe, так как в них пороговая энергия безызлучательной оже-рекомбинации больше, чем в эпитаксиальных плёнках [22, 43, 44]. Одной из первых работ по исследованию структур с КЯ стала работа [45], где исследовались гетероструктуры в широких КЯ при оптической накачке. Здесь было продемонстрировано, что состав барьеров и напряжение КЯ влияет на пороговую мощность накачки, необходимую для генерации СИ. Так для структур с напряжёнными КЯ получено двукратное снижение порога по сравнению с аналогичными структурами без напряжённых КЯ. Это в том числе позволило увеличить температуру наблюдения излучения до 170 К. Однако рассматриваемые КЯ имели достаточно большую долю кадмия, поэтому закон дисперсии носителей данных КЯ мало отличался от объёмных структур КРТ.

В 2019 году был предложен дизайн лазера на основе бесщелевого HgCdTe, излучающего на переходах между уровнями Ландау, возникающими при помещении структуры в магнитное поле [46]. Однако работа такого лазера технически ограничена, что не позволяет использовать его в области длин волн более 20 мкм. Несколько лет назад также была предложена концепция ККЛ на основе HgCdTe для генерации излучения в длинноволновой области ИК-диапазона. Рассчитанные конструкции таких лазеров были представлены в работах [47, 48]. Также последней из предложенных конструкций стала конструкция с вертикальным выводом излучения [49], где в качестве зеркал используются легированная подложка GaAs и металлический слой из алюминия или золота. Однако все последние работы имели только теоретическое описание и не были воплощены практически. Поэтому появляется острая необходимость в реализации какого-то альтернативного метода создания лазеров на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe.

Настоящая работа является естественным продолжением исследований стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с параметрами, обеспечивающими значение межзонного оптического перехода в диапазоне длин волн более 20 мкм. Основной целью данных исследований является поиск факторов, которые ограничивают усиление КЯ и определяют возможность генерации стимулированного излучения при оптической накачке в непрерывном режиме, а также продвижение по длине волны в длинноволновую область и увеличение максимальной температуры наблюдения СИ. Совершенно новыми задачами в данной работе являются создание и исследование микродисковых резонаторов на основе гетероструктур с HgCdTe квантовыми ямами, получение информации о возможностях структур на основе HgCdTe с точки зрения постростовой обработки: оптимальных режимов ионного травления (ИТ), деградации материала при ИТ и напыления различных покрытий для эффективного вывода излучения. Проведённое диссертационное исследование является актуальным, оригинальным, соответствует современным тенденциям развития оптоэлектроники среднего ИК-диапазона и определяет мировой уровень в направлении генерации когерентного излучения среднего ИК-диапазона в материалах на основе HgCdTe.

Цели и задачи

Основной целью диссертационной работы является получение нового научного знания об излучательной и безизлучательной рекомбинациях неравновесных носителей заряда в длинноволновой ИК-области спектра для длин волн больше 20 мкм при непрерывной оптической накачке в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe, исследование оптических

свойств лазеров среднего инфракрасного диапазона на основе данных гетероструктур. Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

1. Исследование межзонной фотолюминесценции и стимулированного излучения волноводных гетероструктур с квантовыми ямами на основе HgCdTe в длинноволновой части среднего инфракрасного диапазона для осуществления характеристики структур: определения параметров квантовых ям (толщины и состава) и ширины запрещённой зоны.
2. Исследование стимулированного излучения при импульсной и квазинепрерывной оптической накачке в волноводных гетероструктурах с HgCdTe квантовыми ямами. Определение пороговых характеристик. Выявление факторов, определяющих пороговое значение плотности мощности накачки, необходимой для наблюдения стимулированного излучения.
3. Исследование динамики неравновесных носителей заряда с помощью измерений кинетики релаксации фотопроводимости в структурах с одной квантовой ямой на основе HgCdTe. Осуществление сравнения экспериментальных результатов с теоретическими оценками, полученными на основе уравнения динамики неравновесных носителей.
4. Изготовление микродисковых и торцевых гребенчатых резонаторов на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с шириной запрещённой зоны от 48 до 413 мэВ. Наблюдение лазерного излучения и исследование его пороговых характеристик.
5. Исследование оптических свойств HgCdTe микродисковых и торцевых гребенчатых лазеров от размера, глубины травления (высоты стенок резонаторов) и материала маски, используемой в фотолитографии, для оптимизации параметров технологии изготовления мезоструктур.

Научная новизна работы

1. Продемонстрировано, что методы ионного травления и фотолитографии позволяют создать микродисковые и торцевые гребенчатые лазеры из гетероструктур с квантовыми ямами на основе HgCdTe, межзонный оптический переход которых лежит в диапазоне длин волн 3 – 26 мкм. (Специальность 2.2.2 и 1.3.19)
2. Впервые получено лазерное излучение в микродисковых резонаторах диаметром 20 – 50 мкм на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в области длины волны около 4 мкм с максимальной температурой наблюдения излучения > 200 К, достижимой при охлаждении элементами Пельтье, при оптической накачке с пороговой плотностью мощности ≥ 50 кВт/см². (Специальность 1.3.19)

3. Показано, что основным фактором, ограничивающим максимальную температуру наблюдения лазерного излучения в микродисковых лазерах на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в диапазоне длин волн 3 – 5 мкм, являются оптические потери на вывод излучения. (Специальность 1.3.19)
4. Впервые продемонстрировано стимулированное излучение в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe при квазинепрерывной оптической накачке (длина волны 10,6 мкм) с пороговой плотностью мощности 1,5 – 12 Вт/см² при криогенной температуре на длине волны около 14 – 24 мкм. (Специальность 2.2.2)
5. Экспериментально показано, что режим генерации структур с HgCdTe квантовыми ямами при квазинепрерывной оптической накачке в области длин волн больше 20 мкм при подавлении пороговой оже-рекомбинации определяется безызлучательной рекомбинацией Шокли-Рида-Холла, скорость которой определяется дефектностью материала. (Специальность 2.2.2)
6. Впервые получено лазерное излучение на модах шепчущей галереи в области 20 – 26 мкм в микродисковых HgCdTe лазерах, диаметром 200 мкм. (Специальность 1.3.19)
7. Показано, что при переходе от непротравленной структуры к микродисковому резонатору с высотой боковых стенок ≥ 3 мкм в области длин волн 20 – 26 мкм происходит падение эффективного времени жизни носителей с увеличением глубины травления, что связано с безызлучательной рекомбинацией через дефекты, создаваемые процессом ионного травления. (Специальность 2.2.2 и 1.3.19)
8. Показано, что в гетероструктурах, выращенных на легированной до 10^{18} см⁻³ n^{++} -GaAs-подложке, с HgCdTe квантовыми ямами с содержанием кадмия 2,6 %, со стравленными верхним волноводным слоем и половиной массива квантовых ям можно преодолеть соотношение внутренних потерь к фактору оптического ограничения величиной 1500 см⁻¹. (Специальность 2.2.2)

Теоретическая и практическая значимость работы

Научная значимость работы заключается в получении нового научного знания об оптических свойствах и процессах рекомбинации в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе твёрдого раствора HgCdTe в среднем инфракрасном диапазоне, а именно в области длин волн больше 20 мкм. Впервые продемонстрировано стимулированное излучение при квазинепрерывной оптической накачке на длине волны 24 мкм при криогенных температурах.

Обнаружена причина, определяющая значение пороговой плотности мощности квазинепрерывной накачки в длинноволновом диапазоне.

Также в диссертации представлены результаты исследований оптических свойств микродисковых и торцевых гребенчатых лазеров на основе гетероструктур с HgCdTe КЯ, сформированных методами ионного травления и фотолитографии. Впервые продемонстрировано лазерное излучение на модах шепчущей галереи при температурах, достигаемых многокаскадными элементами Пельтье, на длине волны около 4 мкм и при криогенных температурах на длине волны 20 – 26 мкм. Продемонстрированы первые результаты исследования влияния ионного травления, материалов маски и глубины травления на поверхность мезоструктур и их оптические свойства. Показано, что, несмотря на ухудшение волноводного слоя и массива квантовых ям с помощью ионного травления, можно преодолеть соотношение внутренних потерь к фактору оптического ограничения размером до 1500 см^{-1} , что указывает на возможность преодоления оцененных значений такого соотношения в оптимизированных структурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe и генерации стимулированного излучения в них на длинах волн в диапазоне 33 – 50 мкм. Полученные результаты могут быть напрямую использованы при разработке и изготовлении межзонных лазеров или оптических конвертеров на основе гетероструктур с квантовыми ямами на основе твёрдых растворов HgCdTe.

Методология и методы исследования

В работе были применены апробированные экспериментальные и теоретические методы исследования свойств полупроводниковых структур в среднем инфракрасном диапазоне, отработанные и используемые в Институте физики микроструктур РАН.

Для исследования стимулированного и лазерного излучения в широком температурном диапазоне непротравленных исходных образцов и структур с мезами на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe применялся метод фурье-спектроскопии, осуществляемый с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v.

Для изучения фотолюминесценции всех исследуемых образцов использовался метод фурье-спектроскопии в широком температурном диапазоне с применением работающих в импульсном или непрерывном режиме источников возбуждения.

Для исследования процессов рекомбинации использовалась прямая методика измерения кинетики фотопроводимости, где в качестве источника возбуждения применялся импульсный

параметрический генератор излучения среднего инфракрасного диапазона с перестраиваемой длиной волны и длительностью импульса 15 нс.

Для характеристики поверхности, размеров мезоструктур использовались оптический микроскоп, сканирующий электронный микроскоп и оптическая измерительная система Talysurf.

Расчёты закона дисперсии носителей и пороговой энергии оже-рекомбинации гетероструктур с квантовыми ямами на основе HgCdTe проводились в рамках четырёхзонной модели Кейна 8x8 с помощью программного обеспечения, разработанного профессором, д.ф.-м.н. В. Я. Алёшкиным (ИФМ РАН).

Положения, выносимые на защиту

1. Микродисковые лазеры на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe, сформированные с помощью методов фотолитографии и ионного травления, при оптической накачке генерируют излучение на модах шепчущей галереи в окне прозрачности атмосферы (длина волны 3 – 5 мкм) при термоэлектрическом охлаждении ($T \geq 200$ К). (Специальность 2.2.2 и 1.3.19)
2. В волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe возможна генерация стимулированного излучения в области длин волн 14 – 24 мкм при температуре 8 К при оптической квазинепрерывной накачке с длиной волны 10,6 мкм и с пороговой плотностью мощности 1,5 – 12 Вт/см². Возможность генерации стимулированного излучения при квазинепрерывной оптической накачке и значение пороговой плотности мощности накачки, необходимой для генерации стимулированного излучения, в структурах с HgCdTe квантовыми ямами с широкой областью квазигиперболического закона дисперсии носителей в окрестности Γ -точки определяется скоростью рекомбинации Шокли-Рида-Холла. (Специальность 2.2.2)
3. В лазерных мезоструктурах диапазона длин волн 7 – 26 мкм на основе волноводных гетероструктур с HgCdTe квантовыми ямами, созданных методом ионного травления, рост пороговой плотности мощности накачки и уменьшение максимальной температуры наблюдения излучения при увеличении глубины травления по сравнению с непротравленными структурами обусловлены уменьшением эффективного времени жизни носителей вследствие безызлучательной рекомбинации на дефектах, создаваемых при травлении. (Специальность 2.2.2 и 1.3.19)
4. В волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe со стравленными верхним волноводным слоем и половиной массива квантовых ям может быть получено

стимулированное излучение на длине волны 25 мкм при величине отношения модовых потерь к фактору оптического ограничения 1500 см^{-1} , что позволяет рассчитывать на получение стимулированного излучения в оптимизированных волноводных структурах в более длинноволновом диапазоне 33 – 50 мкм, где нерадиационные потери возрастают вследствие двухфононного решёточного поглощения. (Специальность 2.2.2)

Степень достоверности полученных результатов

Полученные в данной работе результаты обладают высокой степенью достоверности, что подкреплено использованием различных апробированных экспериментальных методик исследования полупроводниковых структур в среднем инфракрасном диапазоне и подтверждено хорошим согласием между результатами, полученными в рамках применения этих методик, и хорошим согласием экспериментальных и теоретических данных (в том числе и в случаях, когда теоретическое рассмотрение предшествовало эксперименту). Полученные результаты также согласуются с имеющимися в литературе данными по теме исследования.

Апробация полученных результатов

Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на семинарах Института физики микроструктур РАН, на международных и российских конференциях: XXIII, XXIV, XXV, XXVI, XXVII, XXVIII, XXIX научных конференциях по радиофизике (Нижний Новгород, 2019 – 2025 г.), 8th Russia-Japan-USA-Europe Symposium on Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies (Нижний Новгород, 2019), XXI, XXII, XXIII, XXIV Всероссийских молодёжных конференциях по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2019 – 2022 г.), XXV, XXVI, XXVII, XXVIII, XXIX, XXX Симпозиумах «Нанопизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2021 – 2026 г.), XXV, XXVI, XXVII Нижегородских сессиях молодых учёных (Нижний Новгород, 2020 – 2022 г.), XV и XVI Российских конференциях по физике полупроводников (Нижний Новгород, 2022 г. и Санкт-Петербург, 2024 г.), Международных конференциях Физика.СПб 2023, 2024 (Санкт-Петербург, 2023 – 2024 г.) и VIII симпозиуме «Полупроводниковые лазеры: физика и технология» (Санкт-Петербург, 2025 г.).

Несколько результатов, вошедших в диссертацию, были включены в список важнейших результатов Института прикладной физики РАН, направляемых в Российскую академию наук.

По теме работы опубликовано 7 статей в рецензируемых журналах Applied Physics Letters, Semiconductor Science and Technology, Applied Optics, Письма в ЖТФ и Журнал прикладной спектроскопии (A1 – A7) и 15 публикаций в сборниках тезисов докладов и трудов конференций и симпозиумов (A8 – A22).

Всё вышеперечисленное в совокупности свидетельствует о достоверности полученных результатов и сделанных на их основе выводов.

Структура и объём работы

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, списка литературы и списка публикаций автора по теме работы. Объём диссертации составляет 144 страницы, включая 62 иллюстрации и 12 таблиц. Список литературы составляет 146 публикаций, список публикаций автора – 7 статей и 15 тезисов.

Во Введении обоснована актуальность темы исследования и показана степень её разработанности, изложены цели и задачи работы, представлены научная новизна и практическая и теоретическая значимости работы, изложены методы исследования, сформулированы положения, выносимые на защиту, отражена степень достоверности полученных результатов и продемонстрирована их апробация, указан личный вклад автора в получение результатов.

Первая глава диссертации посвящена общей информации об объекте исследования, а именно, волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe, и методах исследования его свойств и характеристик. В параграфе 1.3 в общих чертах описываются методики характеристики поверхности мезоструктур. В параграфе 1.4 и 1.5 приводятся схемы экспериментальных установок и подробное описание методов измерения кинетики релаксации фотопроводимости и спектров излучения с помощью фурье-спектроскопии, соответственно.

В начале второй, третьей и четвёртой главы представлены обзор о состоянии ранее проведённых исследований, в том числе непосредственно предшествующих получению оригинальных результатов данной диссертации, и параметры исследуемых образцов.

Вторая глава диссертации включает в себя описание технологии получения микродисковых и торцевых гребенчатых резонаторов из гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe и результаты исследования оптических свойств мезоструктур и пороговых характеристик лазерного излучения в окне прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм. Также приводятся результаты исследования оптических характеристик микродисковых лазеров, сформированных с помощью различных масок.

В третьей главе продемонстрировано стимулированное излучение при квазинепрерывной оптической накачке, показаны результаты по исследованию механизмов рекомбинации и определены факторы, влияющие на возможность генерации в данном режиме.

Четвёртая глава посвящена исследованию лазерного излучения микродисковых HgCdTe лазеров, межзонный оптический переход которых соответствует длинам волн 20 – 26 мкм. Показаны результаты по исследованию влияния глубины травления на параметры стимулированного и лазерного излучения структур с микродисками. Также приведены рассуждения, подкреплённые теоретическими оценками и экспериментальными данными, о возможности получения стимулированного излучения в области длин волн 33 – 50 мкм, где потери возрастают из-за двухфононного решёточного поглощения.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

Личный вклад автора

Постановка задач работы осуществлялась совместно диссертантом и его научным руководителем доктором физико-математических наук С. В. Морозовым. Основные экспериментальные результаты данной работы, а именно, спектры фотолюминесценции и спектры стимулированного и лазерного излучения в зависимости от температуры и длины волны накачки, зависимости интенсивности сигнала от плотности мощности накачки в широком температурном диапазоне, температурные зависимости порогов генерации стимулированного и лазерного излучения получены автором лично, либо при его участии. Характеризация структур с помощью оптического и сканирующего электронного микроскопов, интерферометра белого света проводилась диссертанткой самостоятельно или под руководством сотрудников ИФМ РАН, работающих на данном оборудовании. Также автор самостоятельно или совместно с научным руководителем осуществляла взаимодействие с технологами для роста гетероструктур с заданным дизайном и для формирования мезоструктур с определёнными параметрами.

Ввиду обширной направленности работы приведённые результаты было бы невозможно получить без коллектива соавторов.

Рост волноводных гетероструктур с квантовыми ямами на основе HgCdTe, исследованных в диссертации, проводился методом молекулярно-лучевой эпитаксии в Институте физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН группой под руководством Н. Н. Михайлова и С. А. Дворецкого.

Формирование мезоструктур осуществлялось методами фотолитографии и ионного травления Д. В. Шенгуровым, Е. Е. Морозовой и Н. С. Гусевым в Институте физики микроструктур РАН.

Расчёты локализации TE_0 -мод волноводных гетероструктур с квантовыми ямами $HgCdTe/CdHgTe$, зависимостей отношения потерь к фактору оптического ограничения от энергии межзонного перехода исследуемых структур проводились А. А. Дубиновым (ИФМ РАН).

Расчёты коэффициентов материального усиления в квантовых ямах при различных температурах, пороговой концентрации носителей и излучательного времени жизни носителей проводились В. Я. Алёшкиным и А. А. Дубиновым (ИФМ РАН).

Расчёты зонного спектра исследуемых гетероструктур и пороговой энергии оже-рекомбинации с участием двух электронов и дырки выполнялись автором диссертационной работы в программном обеспечении, разработанном В. Я. Алёшкиным (ИФМ РАН).

Полный коллектив соавторов, участвовавших в обсуждении полученных результатов и подготовке публикаций, указан в списке публикаций диссертанта A1 — A22.

Глава 1. Объекты и методы исследования

1.1 Введение

В данной работе объектами исследования являются гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе твёрдого раствора теллурида кадмий-ртути (HgCdTe или КРТ), выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), и сформированные методом ионного травления (ИТ) и фотолитографии (ФЛГ) на их основе мезаструктуры (микродисковые, торцевые гребенчатые и кольцевые резонаторы). Основные свойства данного материала, особенности зонного спектра и технологии роста, а также возможные механизмы рекомбинации носителей представлены в параграфе 1.2.

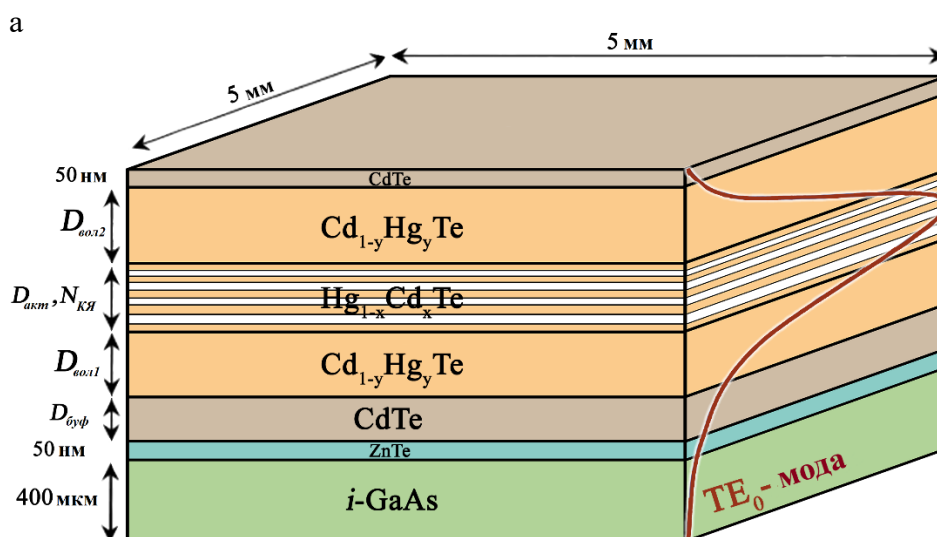
Характеризация мезаструктур с микрорезонаторами после постростовых процессов осуществлялась с помощью оптического и электронного микроскопов, а также интерферометра белого света. Такие исследования позволили получить дополнительную информацию о влиянии ИТ и ФЛГ на параметры исследуемых гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe. Более подробное описание используемых микроскопов и интерферометра и извлекаемой с их помощью информации о КРТ структурах приведено в параграфе 1.3.

Методика исследования кинетики релаксации фотопроводимости (ФП) позволяла получить информацию о механизмах рекомбинации носителей в исследуемых структурах. Основной методикой исследования оптических свойств гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe была инфракрасная (ИК) фурье-спектроскопия. Схемы экспериментальных установок, а также описание данных измерений приведены в параграфах 1.4 и 1.5, соответственно.

1.2 Волноводные гетероструктуры с квантовыми ямами на основе HgCdTe

Гетероструктуры с КЯ на основе КРТ были выращены в Институте физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН коллективом под руководством С. А. Дворецкого и Н. Н. Михайлова. Рост структур осуществлялся методом МЛЭ на подложках GaAs (013), атомарно чистая поверхность которых была получена путём химического травления и термического отжига. В зависимости от задач и длины волны излучения подложка GaAs была либо полуизолирующей, либо легированной с концентрацией носителей $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Специфическое направление роста структур (013) позволяло выращивать структуры со средней скоростью 0,15 мкм/ч. На подложке последовательно выращивались слой ZnTe толщиной 50 нм и релаксированный буферный слой CdTe, толщина ($D_{\text{буф}}$) которого зависела от заданной длины

волны стимулированного излучения в структурах. После происходил рост волноводного слоя $\text{Cd}_z\text{Hg}_{1-z}\text{Te}$ с содержанием кадмия z , внутри которого располагался массив с $N_{\text{КЯ}}$ квантовыми ямами $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (с толщиной d и содержанием кадмия x) и барьерами $\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ (с толщиной $D_{\text{бар}}$ и содержанием кадмия y). Общая толщина активной области (массива КЯ и барьеров) была $D_{\text{акт}}$. Толщины верхней и нижней части волноводного слоя были $D_{\text{вол1}}$ и $D_{\text{вол2}}$, соответственно. Поверх структуры выращивался защитный слой CdTe толщиной около 50 нм (Рисунок 1.1а) [50]. Нижний волноводный слой выращивался при 180 – 190 °С, при росте КЯ температура уменьшалась до 170 °С. Структуры выращивались на подложке диаметром 2 или 3 дюйма. Для оптических исследований структур скальпелем выкалывались образцы характерным размером 5 х 5 мм. При этом формирования резонатора не происходило. За счёт изменения показателя преломления на границах воздух – волноводный слой $\text{Cd}_z\text{Hg}_{1-z}\text{Te}$ и волноводный слой $\text{Cd}_z\text{Hg}_{1-z}\text{Te}$ – буферный слой CdTe происходит локализация TE_0 -моды диэлектрического волновода с максимумом в массиве КЯ (Рисунок 1.1б).



б

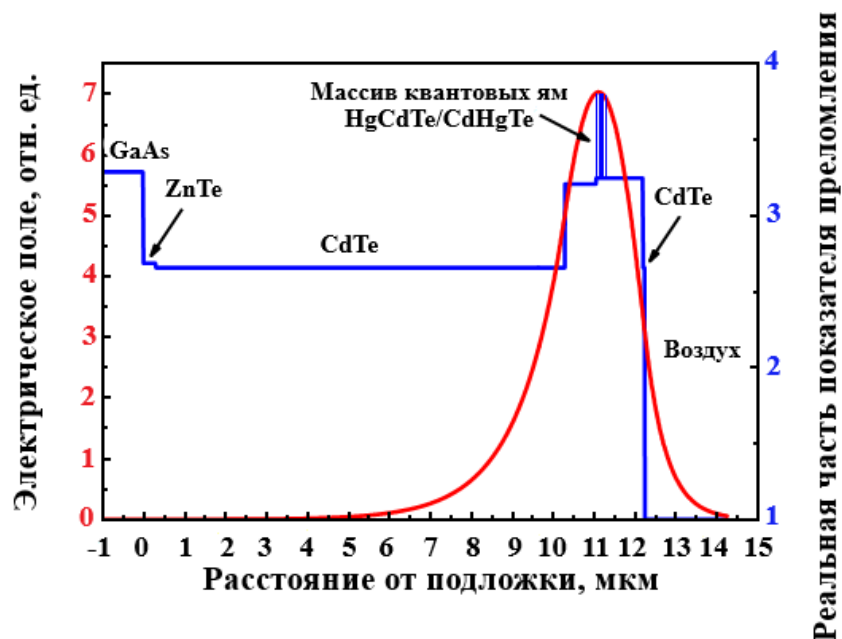


Рисунок 1.1 – а) Схематическое изображение исследуемых структур. б) Типичное распределение показателя преломления и электрического поля TE_0 -моды в гетероструктуре с квантовыми ямами на основе HgCdTe.

Скорость подачи Hg, Cd и Te и работа заслонок, контролирующих подачу материалов, обеспечивали рост исследуемых в данной работе структур таким образом, что толщина d КЯ $Hg_{1-x}Cd_xTe$ и содержание кадмия x в них обеспечивали формирование КЯ с заданной шириной запрещённой зоны с так называемой нормальной зонной структурой, когда потолку валентной зоны соответствуют волновые функции (p -типа), а дну зоны проводимости – электронного (n -типа) (Рисунок 1.2а). Как известно, при увеличении ширины КЯ закон дисперсии носителей гетероструктур на основе КРТ может быть бесщелевым (Рисунок 1.2б) и инвертированным, когда дну зоны проводимости соответствуют «дырочные» волновые функции, а потолку валентной зоны – электронные (Рисунок 1.2в) [20]. Последнее приводит к возникновению топологически защищённых краевых состояний [51], которые в настоящей работе не рассматриваются.

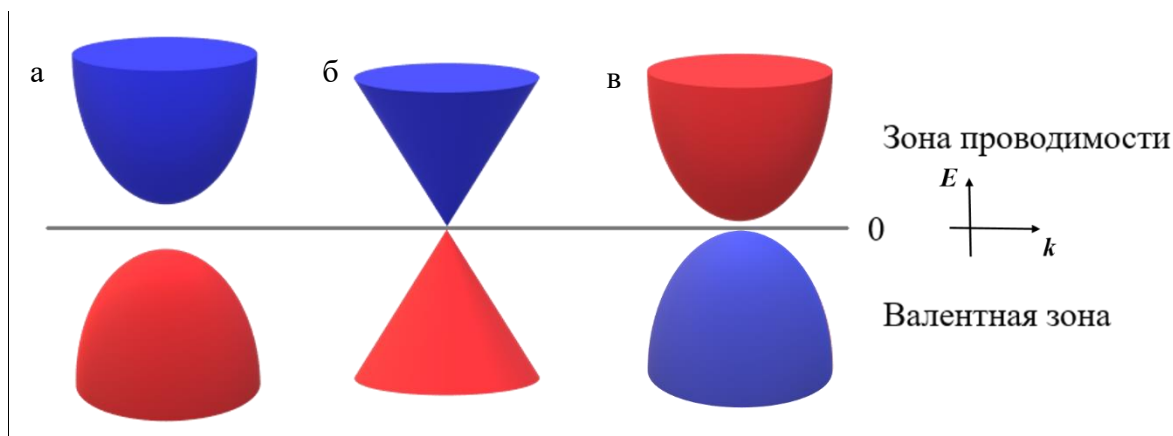


Рисунок 1.2 – Иллюстрация закона дисперсии носителей при различных параметрах квантовых ям: а) нормальный порядок зон, б) бесщелевой полупроводник, в) инвертированный порядок зон. Обозначения: E – энергия, k – волновой вектор, серая линия – нуль энергии, синий цвет – зоне соответствуют волновые функции электронного типа, красный цвет – зоне соответствуют волновые функции дырочного типа.

Как известно, в полупроводниковых структурах помимо излучательных межзонных переходов, в результате которых происходит генерация излучения, имеются также и безызлучательные процессы – оже-рекомбинация и рекомбинация Шокли-Рида-Холла (ШРХ) (рекомбинация через примеси и дефекты). При продвижении в длинноволновую ИК-область вероятность излучательной рекомбинации уменьшается, что в совокупности с ростом вероятности оже-процессов усложняет получение генерации излучения.

В оже-процессе к третьей частице переходит энергия, которая выделяется при рекомбинации электрона и дырки и за счёт которой частица перемещается на энергетический уровень с большей энергией. При этом переход третьей частицы вверх по энергии может проходить как внутри зоны, так и с переходом в другую зону. В первом случае система из трёх частиц должна обладать минимальной кинетической энергией – пороговой энергией оже-рекомбинации, которая определяется из законов сохранения энергии и квазиимпульса [52].

Для объёмных узкозонных структур с «классическим» параболическим законом дисперсии носителей (Рисунок 1.3а) эффективная масса тяжёлых дырок (m_h) на порядок больше эффективной массы электронов (m_e), что приводит к малому значению пороговой энергии оже-рекомбинации ($E_{пор}$), которое становится много меньше ширины запрещённой зоны (E_g) [53, 54]:

$$E_{пор} \sim \frac{m_e}{m_h} E_g. \quad (1)$$

Именно такая ситуация наблюдается в объёмных плёнках HgCdTe [55]. Здесь дну зоны проводимости соответствует гиперболический закон дисперсии, а потолку валентной зоны тяжёлых дырок – параболический. Из-за малого значения пороговой энергии оже-рекомбинации эпитаксиальные плёнки на основе HgCdTe не могут быть использованы в качестве материала для лазеров длинноволновой части средней ИК-области спектра. В случае области 3 – 5 мкм в структурах с КРТ объёмными плёнками было получено лазерное излучение вплоть до 5,3 мкм при криогенной температуре [42], однако повышение рабочей температуры, так же, как и длины волны генерации, ограничено оже-рекомбинацией.

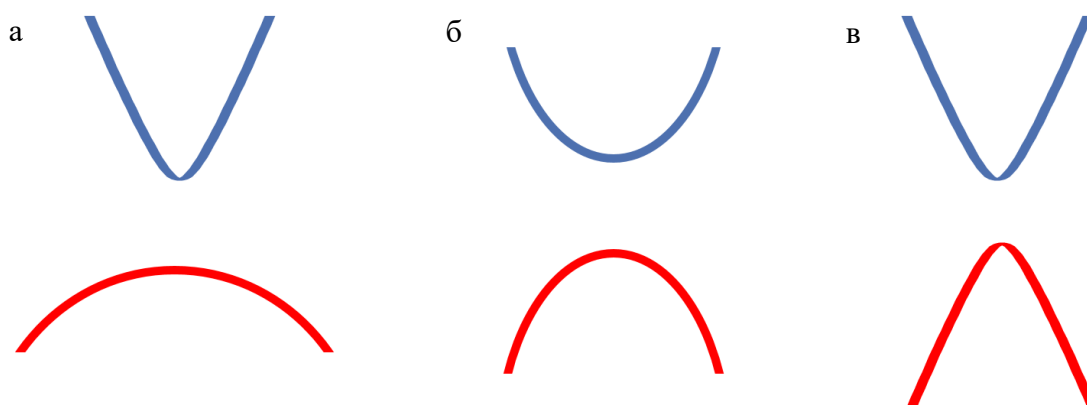


Рисунок 1.3 – Законы дисперсии носителей: а) «классический» параболический; б) симметричный параболический; в) гиперболический. Красная кривая – валентная зона, синяя кривая – зона проводимости.

В случае симметричного закона дисперсии носителей (Рисунок 1.3б) значение эффективных масс электронов и дырок имеют один и тот же порядок, что приводит к увеличению пороговой энергии оже-рекомбинации вплоть до значений половины ширины запрещённой зоны.

Идеальным случаем для материалов, рассматриваемых в качестве активной среды ИК-лазеров, является гиперболический закон дисперсии носителей (Рисунок 1.3в), где законы сохранения энергии и квазиимпульса для пороговой оже-рекомбинации не выполняются, что приводит к запрету этого процесса. Рисунок 1.4, заимствованный из работы [56], иллюстрирует невозможность рекомбинации частиц через оже-процесс типа двух электронов и дырки в полупроводниковом материале с гиперболическим законом дисперсии носителей. На рисунке 1.4а показан пример межзонных ($e-h$) и внутризонных ($e-e$, $h-h$) переходов носителей в гиперболическом законе дисперсии, на рисунке 1.4б – области всех возможных межзонных и внутризонных переходов в пространстве энергии E и квазиимпульса k . Законы сохранения энергии и квазиимпульса требуют, чтобы вектор $e-h$ был коллинеарным либо с вектором $e-e$, либо с вектором $h-h$. Однако видно, что возможность подобрать такую пару векторов отсутствует. Пересечение между областями, отвечающими за всевозможные межзонные и внутризонные переходы, не происходит, что указывает на невозможность протекания данного оже-процесса. Таким законом дисперсии обладают, например, халькогениды свинца-олова [16]. Твёрдые растворы $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ при определённом соотношении состава свинца и олова обладают нулевой шириной запрещённой зоны и линейным законом дисперсии носителей, а также в них может наблюдаться инверсия зон, что объясняется особенностью природного строения атомов [57].

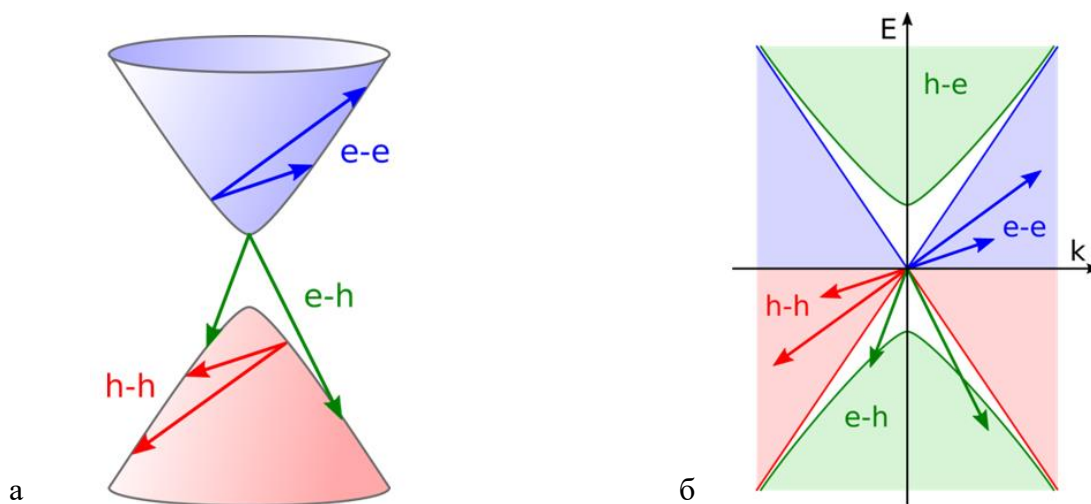


Рисунок 1.4 – Иллюстрация запрета оже-рекомбинации при гиперболическом законе дисперсии носителей, заимствованная из работы [56]. Обозначения: e – электрон, h – дырка, e - e – внутризонный переход электрона (синие стрелки), h - h – внутризонный переход дырки (красные стрелки), e - h – межзонная рекомбинация электрона и дырки (зелёные стрелки). а) Гиперболические зона проводимости (синяя) и валентная зона (красная). б) Зоны всех возможных межзонных (зелёный цвет) и внутризонных дырочных (красный цвет) и электронных (синий цвет) переходов в пространстве энергии E и квазиимпульса k .

Закон дисперсии носителей в гетероструктурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe является квазигиперболическим в окрестности Γ -точки первой зоны Бриллюэна. Зона проводимости является гиперболической. Валентная зона вблизи $k_{||} = 0$ имеет гиперболический вид, однако с увеличением волнового вектора появляются боковые максимумы (Рисунок 1.5). Так как в Γ -точке закон дисперсии квазисимметричный, то для частиц, находящихся в окрестности этой области, оже-рекомбинация запрещена. Боковые максимумы в валентной зоне нарушают эту симметрию, что снимает запрет на оже-процесс, а также определяют величину пороговой энергии оже-рекомбинации. В работе [56] было показано, что положение боковых максимумов первой валентной зоны связано со значением толщины КЯ d и составом x в КЯ: чем меньше кадмия в КЯ и её толщина, тем ниже по энергии по отношению к основному максимуму располагаются боковые максимумы (Рисунок 1.5в). При этом положение боковых максимумов коррелирует не только со значением пороговой энергий оже-рекомбинации, но и, как следствие, с максимальной температурой наблюдения стимулированного излучения [27]. Так было показано, что КЯ с меньшим содержанием кадмия (2,5 – 3 %) позволяют получить СИ вплоть до 175 К для структуры с длиной волны излучения 10 мкм при 8 К и до 110 К для структуры с длиной волны излучения 23 мкм при 8 К при импульсной оптической накачке [58]. Однако помимо этого также было показано, что в КЯ содержание кадмия не должно быть нулевым, так как в этом случае КЯ будут

узкими, и флуктуации ширины КЯ приведут к более сильному размытию плотности состояний и, соответственно, к уменьшению коэффициента усиления, что оказывается важным при наблюдении СИ при оптической накачке в непрерывном режиме [59].

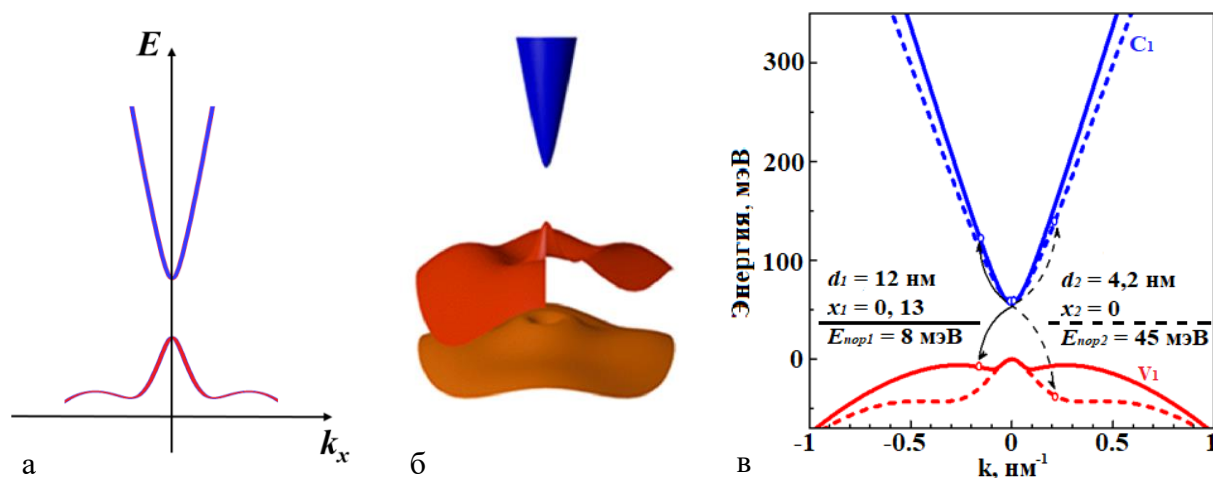


Рисунок 1.5 – Схематическое изображение первых подзон зоны проводимости (синий цвет) и валентной зоны (красный цвет) закона дисперсии носителей HgCdTe квантовых ям: а) двухмерное изображение в одном из направлений k_x , б) трёхмерное изображение (оранжевым цветом изображена вторая подзона валентной зоны) [56]. в) Законы дисперсии носителей для двух гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с одинаковой шириной запрещённой зоны, но с разными d (толщиной квантовой ямы) и x (содержанием кадмия), иллюстрирующие зависимость значения пороговой энергии оже-рекомбинации $E_{пор}$ от параметров квантовых ям. Обозначение: C_1 – первая подзона зоны проводимости, V_1 – первая подзона валентной зоны.

Таким образом, квазигиперболический закон дисперсии носителей и вариабельность ширины запрещённой зоны от параметров структуры в широком диапазоне длин волн делают гетероструктуры с HgCdTe КЯ перспективным материалом для создания лазеров среднего ИК-диапазона.

1.3 Характеризация структур с помощью оптического и сканирующего электронного микроскопов, интерферометра белого света

Для формирования мезоструктур на основе волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe использовались фотолитография и ионное травление. После данных процессов необходимо было провести характеризацию структуры с целью исследования морфологии поверхности структуры и мезы, измерения высоты мезоструктуры и угла наклона боковых стенок, а также выявления остаточной маски и измерения её высоты для осуществления

дальнейшего процесса удаления данной маски. Для получения этой информации характеристика осуществлялась тремя методами:

- 1) с помощью оптического цифрового микроскопа (ОМ) Keyence VHX-1000;
- 2) с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) EVO 10;
- 3) с помощью оптической измерительной системы (ОИС) Talysurf CCI 2000.

Рассмотрим подробнее основные принципы работы данных измерительных приборов и параметры, которые с их помощью можно определить.

После процессинга структур первичная характеристика проводилась с помощью ОМ. Данный микроскоп позволяет проводить аналитические исследования с возможностью автоматического получения трёхмерного изображения и измерений в 2D и 3D в реальном времени. Однако в данной работе прибор использовался только для исследования поверхности структур в реальном времени и получения двухмерного изображения поверхности. Исследуемый образец размещался на предметном столике с тремя степенями свободы. В качестве источника использовалась галогеновая лампа, излучение которой заводилось в объектив с помощью гибкого полимерного световода. Данный микроскоп имеет два телецентрических зум-объектива с диапазонами увеличений 100x – 1000x и 500x – 5000x. Изображение формировалось с помощью ССД-камеры, которая позволяет создавать цифровое изображения исследуемого материала и выводить его на монитор микроскопа.

Как известно, полупроводниковые материалы в основном исследуют при помощи отражённого света и никакой предварительной подготовки данная процедура не требует. На получаемом изображении разные материалы будут иметь разный цвет, так как показатель преломления у них разный. Таким образом можно распознать наличие дефектов на поверхности и маски на мезаструктуре.

Итак, с помощью ОМ можно определить (Рисунок 1.6):

- наличие маски за счёт различия показателя преломления материалов;
- размер мезаструктуры;
- наличие дефектов на поверхности.

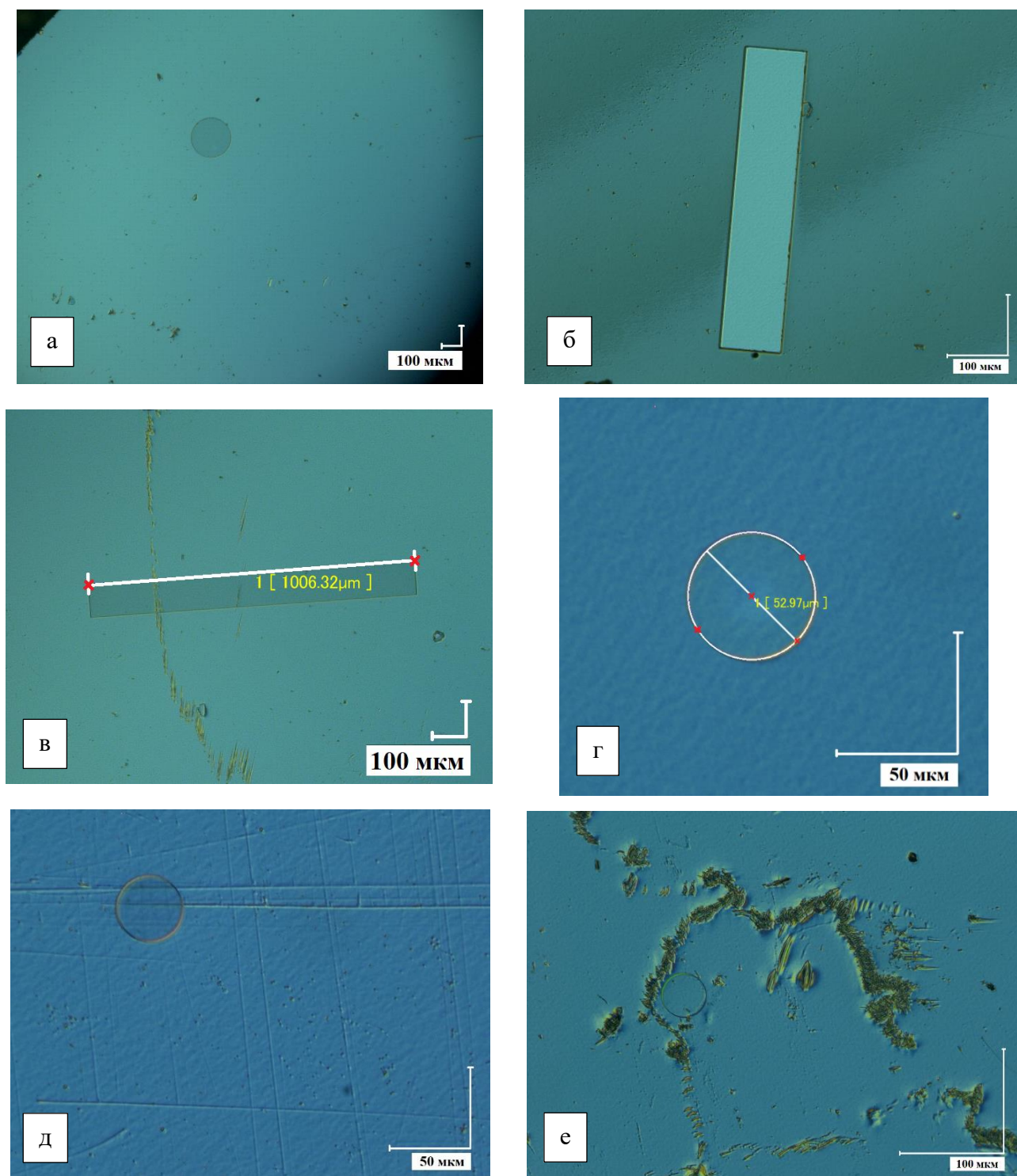


Рисунок 1.6 – ОМ-снимки мезоструктур на основе волноводных гетероструктур с HgCdTe квантовыми ямами, демонстрирующие: а) и б) наличие маски, в) и г) измерение размера, д) и е) наличие дефектов.

ОМ позволяет исследовать структуру в двумерном пространстве, однако с помощью него нельзя определить глубину травления. Для этого используется интерферометр белого света ОИС Talysurf CCI 2000. Данный прибор позволяет выполнять оптическое измерение поверхности с восстановлением его трёхмерного и двумерного изображения. Исследование объекта происходит

на основе наблюдения интерференционной картины. Луч, выходящий от широкополосного источника, с помощью светоделителя разделяется на два луча: один, называемый исследующим, отражается от исследуемого объекта; второй, называемый опорным, проходит известный и постоянный оптический путь. С помощью осуществляемого пьезодвигателем сдвига линзы по вертикали можно менять длину пути исследующего луча, в то время как оптический путь опорного луча будет постоянным. Это приведёт к возникновению серий движущихся интерференционных полос. Так как в качестве источника используется белый свет, то из-за короткой длины когерентности интерференционные полосы появляются только тогда, когда оптическая разность хода двух лучей близка к нулю. Это свойство позволяет локализовать высоту поверхности с высоким вертикальным разрешением до 0,2 нм. При этом латеральное оптическое разрешение для поверхности размером 0,9 мм × 0,9 мм составляет около 1 мкм.

Стоит отметить, что важным фактором получения корректных измерений является наличие зеркальной поверхности образца и оптическая однородность (отсутствие прозрачных слоёв или фрагментов) по площади образца. При наличии прозрачных покрытий для корректного измерения высоты ступенек требуется покрытие всей поверхности непрозрачным слоем. КРТ является непрозрачным материалом, поэтому не требует предварительной подготовки при измерении морфологии поверхности при помощи интерферометра белого света.

Таким образом, с помощью ОИС Talysurf CCI 2000 можно определить высоту мезаструктуры, высоту маски и размер мезы (Рисунок 1.7).

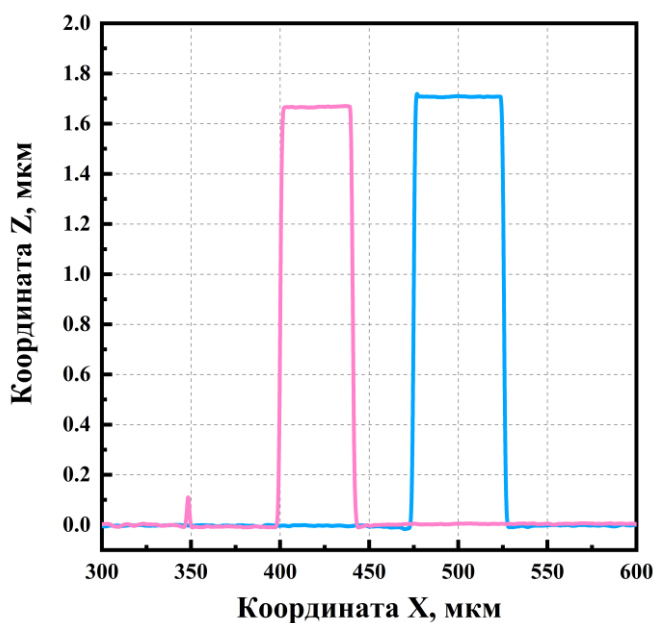


Рисунок 1.7 – Полученные с помощью интерферометра белого света поперечные профили мезаструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe, с помощью которых можно определить их высоты и размеры.

Наиболее полную картину морфологии поверхности структуры, а также значения параметров мезы позволяет получить сканирующий электронный микроскоп. Как известно, СЭМ позволяет получить высококачественные изображения поверхности исследуемых структур с высоким разрешением, при этом пространственное разрешение зависит от ускоряющего напряжения: чем оно больше, тем больше разрешение. Визуализация мезаструктуры происходит в режиме реального времени при помощи эмиссии и детектировании вторичных электронов. С помощью электронной пушки создаётся поток электронов, который фокусируется электронными линзами в электронный пучок, направляемый на исследуемый образец. В результате взаимодействия электронного пучка с поверхностью структуры первичные электроны передают часть своей энергии электронам образца, что приводит к генерации вторичных электронов. Они обладают небольшой кинетической энергией и легко отклоняются небольшой разностью потенциалов, при этом их количество зависит от угла столкновения электронного пучка с поверхностью образца, то есть от морфологии поверхности. Поэтому сигнал вторичных электронов применяется для получения информации о поверхности структуры.

В качестве источника первичных электронов используется термоэмиссионный катод на основе гексаборида лантана (LaB_6), а приёмником является детектор вторичных электронов Эвернхарта-Торнли. Для получения качественных СЭМ-изображений и работы в режиме вторичных электронов производится откачка отсека образцов до 30 мбар с помощью безмасляной вакуумной системы. Также для подавления посторонних шумов СЭМ имеет встроенную антивибрационную подвеску. Сканирование структуры в трёхмерном пространстве возможно за счёт подвижного столика, на который устанавливается образец и который позволяет не только перемещать образец по трём координатам XYZ, но и вращать образец на 360° , и наклонять его на угол $-3^\circ - +70^\circ$.

В результате с помощью сканирующего электронного микроскопа можно полностью изучить морфологию поверхности, получив данные о высоте мезы, наклоне боковой стенки, толщине оставшейся маски, наличие дефектов (Рисунок 1.8).

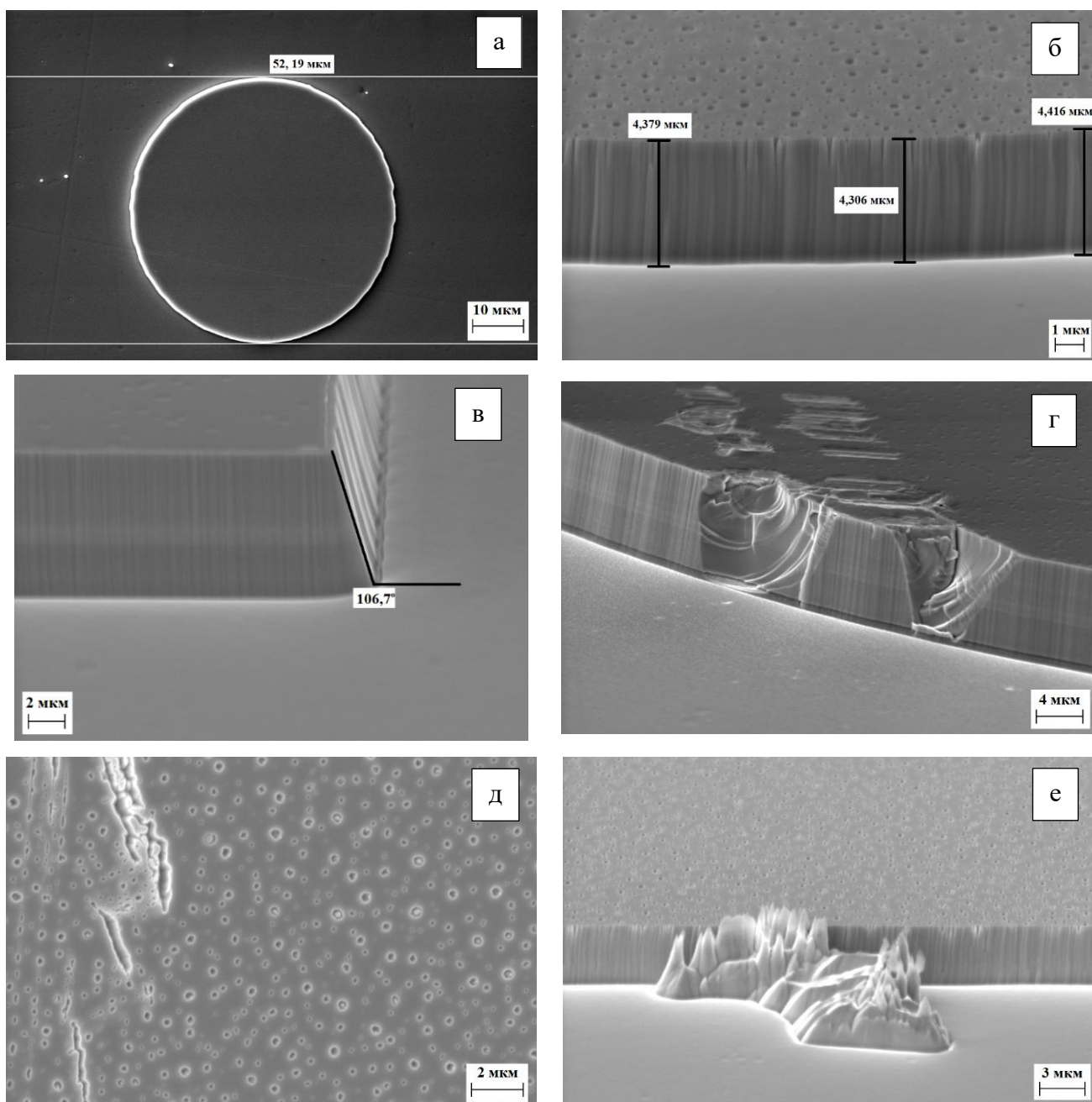


Рисунок 1.8 – Информация об исследуемых мезоструктурах, полученная с помощью СЭМ: а) размер мезы, б) высота боковой стенки, в) угол наклона боковой стенки, дефекты - г) царапины, д) дефекты поверхности мезы, е) дефект рядом с мезой.

1.4 Методика исследования кинетики релаксации фотопроводимости

Как известно, достаточно полную информацию о процессе рекомбинации носителей можно получить при исследовании кинетики релаксации фотопроводимости (ФП), наблюдая за спадающей кривой проводимости при возбуждении импульсной оптической накачкой. Так как для каждого механизма рекомбинации характерна своя зависимость концентрации носителей от времени, то, анализируя участки кривой спада фотоотклика в случае, когда начальная

концентрация носителей превышает темновую концентрацию, можно определить основной механизм рекомбинации. В данной работе методика исследования кинетики релаксации фотопроводимости использовалась не только для определения основного механизма рекомбинации, но и для оценки времени жизни носителей.

При исследованиях кинетики ФП образец располагался в транспортном сосуде Дьюара, в котором находился жидкий гелий (Рисунок 1.9а). В качестве источника возбуждения использовался генератор разностной частоты параметрического генератора света Solar (на основе импульсного Nd:YAG лазера) с возможностью генерации импульсного излучения на длинах волн 11 – 17 мкм с энергией в импульсе до 300 мкДж. На выходе блока генерации разностной частоты этого генератора возникает узкополосное излучение шириной $\sim 5 \text{ см}^{-1}$ и длительностью импульса 15 нс. Осциллограмма выходного импульса приведена на рисунке 1.9б. После возбуждения сигнал фотоотклика по коаксиальному кабелю с волновым сопротивлением 50 Ом поступал на токовый предусилитель с верхней граничной частотой до 200 МГц и далее на 50-омный вход цифрового осциллографа с полосой пропускания не менее 350 МГц. В ряде случаев использовался усилитель УЗ-33 с полосой пропускания 50 кГц – 400 МГц.

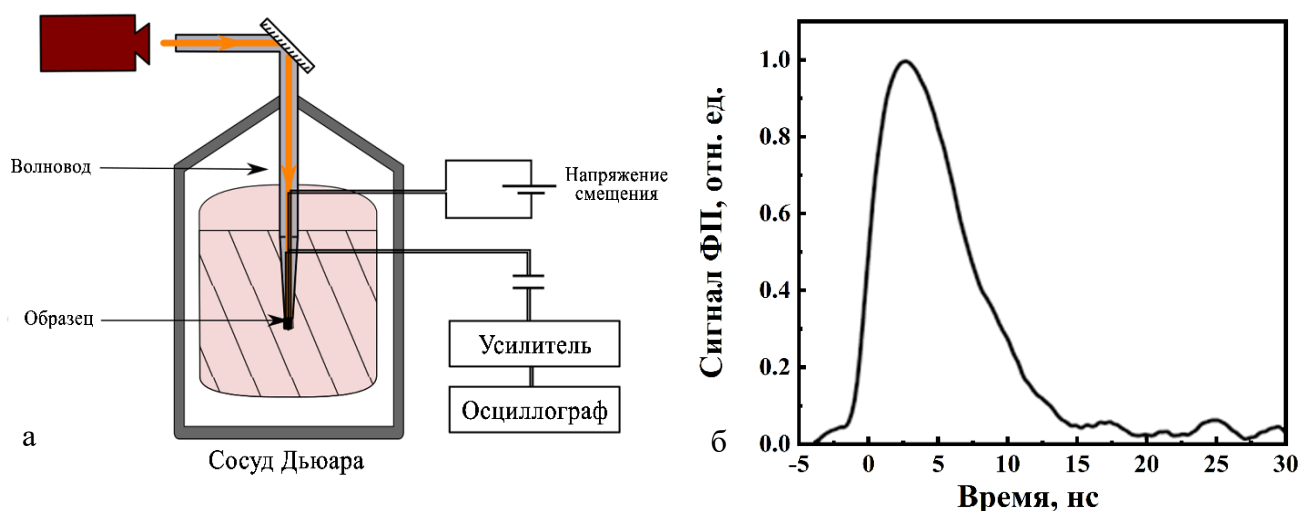


Рисунок 1.9 – а) Схема эксперимента для измерения кинетики фотопроводимости гетероструктур с HgCdTe квантовыми ямами. б) Временной профиль импульса излучения накачки.

Временное разрешение методики определяется несколькими факторами: 1) длиной возбуждающего импульса, 2) частотной полосой усилителя, 3) частотной полосой осциллографа. При использовании предусилителя с верхней граничной частотой до 200 МГц временное

разрешение измерительной части установки составляло от 1,75 до 4,38 нс. В случае использования усилителя УЗ-33 временное разрешение улучшалось до 1 нс.

1.5 Спектроскопические исследования фотолюминесценции, стимулированного излучения в структурах без резонатора и лазерного излучения в структурах с резонатором

Размер всех исследованных в работе исходных (непроцессированных) образцов составлял приблизительно 5 х 5 мм. Размер структур с мезами варьировался и составлял для коротковолнового диапазона – от 2 х 3 мм до 5 х 5 мм при диаметре мез 20 – 50 мкм, для длинноволновых структур – 5 х 5 мм при диаметре микродисков 200 мкм и размере торцевых гребенчатых лазеров 0,5 мм х 30 мкм.

1.5.1 Исследование фотолюминесценции

Образцы размещались в вакууме на холодном пальце оптического гелиевого криостата замкнутого цикла, который позволяет регулировать и изменять температуру в диапазоне от 8 до 300 К. По отношению к лучу непрерывного лазера накачки непроцессированные образцы размещались либо по нормали, либо под углом 45° (Рисунок 1.10а, б), а структура с мезой размещалась под углом 0-5° (Рисунок 1.10в). Излучение ФЛ образцов с помощью эллиптического зеркала заводилось на один из оптических входов фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. При этом один фокус зеркала находился на образце, а другой – в фокусе оптической системы спектрометра.

Для предотвращения попадания излучения возбуждающего лазера в фурье-спектрометр использовались оптические фильтры из монокристаллического нелегированного германия и полиэтилена, ТРХ фильтр и интерференционные фильтры с «красной» границей 2,532 мкм и 2,606 мкм, которые устанавливались на оптический вход спектрометра. В некоторых измерениях для подавления рассеянного излучения лазера дополнительно использовались нелегированный InAs (с концентрацией остаточной примеси $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$), ТРХ фильтр и интерференционные фильтры с «красной» границей 2,532 мкм и 2,606 мкм, которые размещались внутри спектрометра. Также в качестве окон криостата в зависимости от исследуемого диапазона использовались пластины из сапфира, селенида цинка или монокристаллических твёрдых растворов галоидов таллия КРС-5. Пример размещения окон криостата представлен на рисунке 1.10.

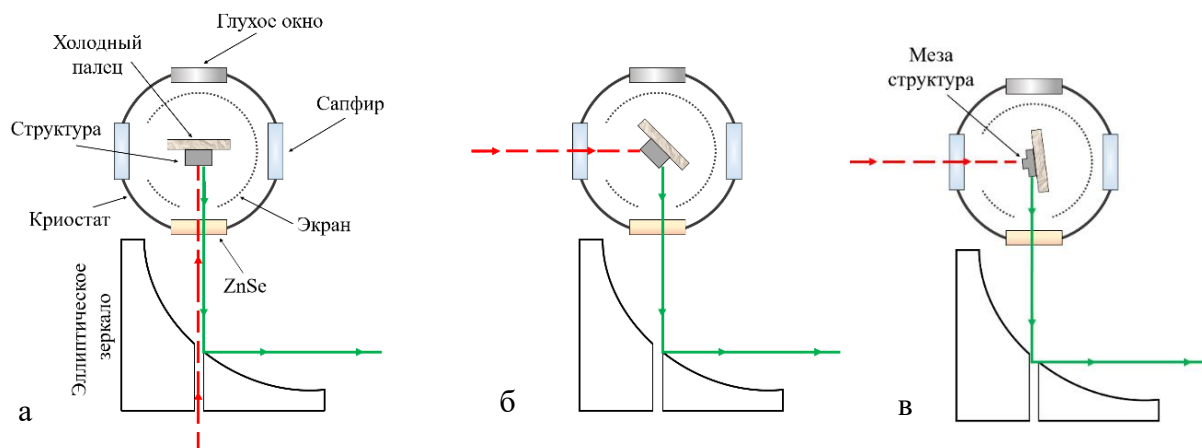


Рисунок 1.10 – Размещение исследуемых образцов при измерении спектров фотолюминесценции по отношению к излучению лазера накачки и выходному окну криостата: непроцессированный образец а) по нормали или б) под углом 45° , в) мезаструктура под углом $0-5^\circ$. Красный пунктир – излучение накачки, зелёная линия – излучение исследуемого образца.

При исследовании спектров ФЛ непроцессированного образца излучение собирается либо со всей поверхности, либо под углом 45° (Рисунок 1.10), что позволяет максимально собрать излучение структуры, так как известно, что спонтанное излучение «выходит» из структуры во всех направлениях (Рисунок 1.11а). В мезаструктуре излучение распространяется по горизонтали во все стороны (в угле 360°), а по вертикали в угле 30° (Рисунок 1.11б). Запись спектров ФЛ осуществляется в режиме пошагового сканирования зеркала фурье-спектрометра, что позволяет избавиться от влияния мощного паразитного фонового излучения, которое связано с тепловым излучением тел комнатной температуры. В работах [60, 61] подробно описаны специфические особенности метода измерения ФЛ в режиме пошагового сканирования. Отмечу, что запись полезного модулированного сигнала осуществляется лишь при неподвижном зеркале, когда фоновое излучение не оказывает влияния на результат измерений. Однако оно даёт вклад (модулируется) при перемещении зеркала, поэтому ключевой особенностью данного подхода является использование достаточно большой задержки после остановки зеркала на определённом месте перед началом записи сигнала. Расстояние между положениями, в которых останавливается зеркало, определяется требуемой верхней граничной частотой исследуемого спектра, а количество положений – спектральным разрешением.

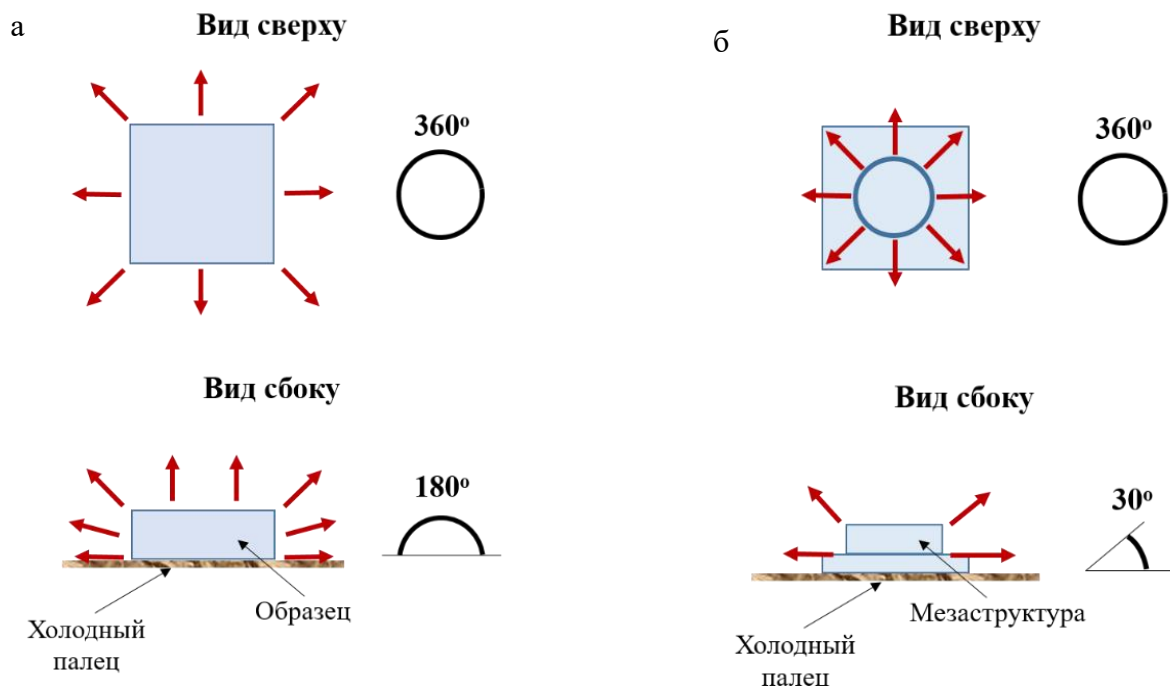


Рисунок 1.11 – Схематическое изображение распространения спонтанного излучения вид сверху и сбоку: а) непротравленный образец, б) мезоструктура. Красными стрелками обозначено направление распространения излучения. Также указан угол распространения фотолюминесценции.

При записи интерферограмм в интерферометре Майкельсона фурье-спектрометра использовались два светоделителя. Для длинноволновых исследований в диапазоне от 30 см^{-1} до 680 см^{-1} использовался многослойный светоделитель на основе полиэтилентерефталата (Mylar), а для коротковолнового диапазона $350 - 8000\text{ см}^{-1}$ – светоделитель на основе бромида калия (KBr).

В качестве источников возбуждения при исследовании ФЛ использовались:

- 1) непрерывный волоконный лазер с рабочей длиной волны $1,9\text{ мкм}$ и максимальной средней мощностью до 8 Вт ;
- 2) непрерывный диодный лазер с рабочей длиной волны 808 нм и максимальной средней мощностью до 400 мВт .

В качестве детекторов при измерении ФЛ использовались быстродействующие фотоэлектрические КРТ-приёмники Kolmar Technologies с различной длинноволновой границей: 12 , 16 и 24 мкм . Также для некоторых измерений в длинноволновом ИК-диапазоне был использован тепловой приёмник - кремниевый болометр, охлаждаемый жидким гелием (чувствительность от 30 см^{-1} до 650 см^{-1}). Сигнал с детектора выводился на малошумящий

усилитель напряжения Stanford Research Systems SR-560. Для улучшения отношения сигнал-шум использовался синхродетектор Stanford Research Systems SR-810, с выхода которого сигнал далее попадал на аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) спектрометра (Рисунок 1.12). Окончательный спектр ФЛ получался после автоматического фурье-преобразования записанной с помощью АЦП интерферограммы. При интерпретации результатов учитывался спектр пропускания атмосферы и оптического тракта, который включал в себя аппаратную функцию пропускания светоделителей, фильтров и источника. В дальнейшем в тексте и на всех спектрах ФЛ, СИ и ЛИ спектр пропускания, учитывающий спектр пропускания атмосферы и оптического тракта, будет обозначен как «спектр пропускания».

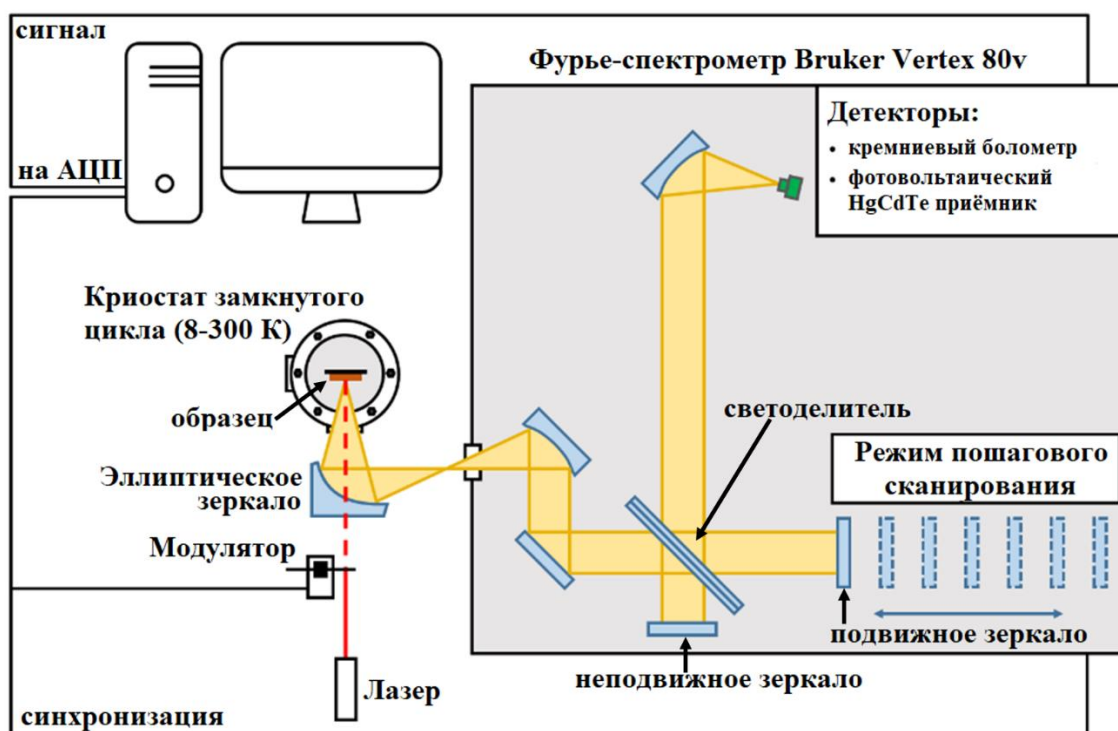


Рисунок 1.12 – Схема эксперимента для измерения спектров фотолюминесценции гетероструктур HgCdTe с квантовыми ямами.

1.5.2 Исследование стимулированного и лазерного излучения

Введём обозначение стимулированного и лазерного излучения. Стимулированное излучение – вынужденное однопроходное усиленное излучение, возникающее в структуре в отсутствии резонатора. Лазерное излучение – вынужденное излучение, возникающее в мезаструктуре (то есть при наличии резонатора). При исследовании СИ непротессированных образцов возбуждающее излучение было направлено по нормали к образцу, а регистрировалось излучение с торцевой поверхности, так как СИ преимущественно распространяется по волноводу

вдоль КЯ (Рисунок 1.13а). Для исследования СИ и ЛИ мезаструктура устанавливалась под небольшим углом по отношению к нормали выходного окна криостата, как и в случае исследования ФЛ, при этом накачка также осуществлялась по нормали (Рисунок 1.13б).

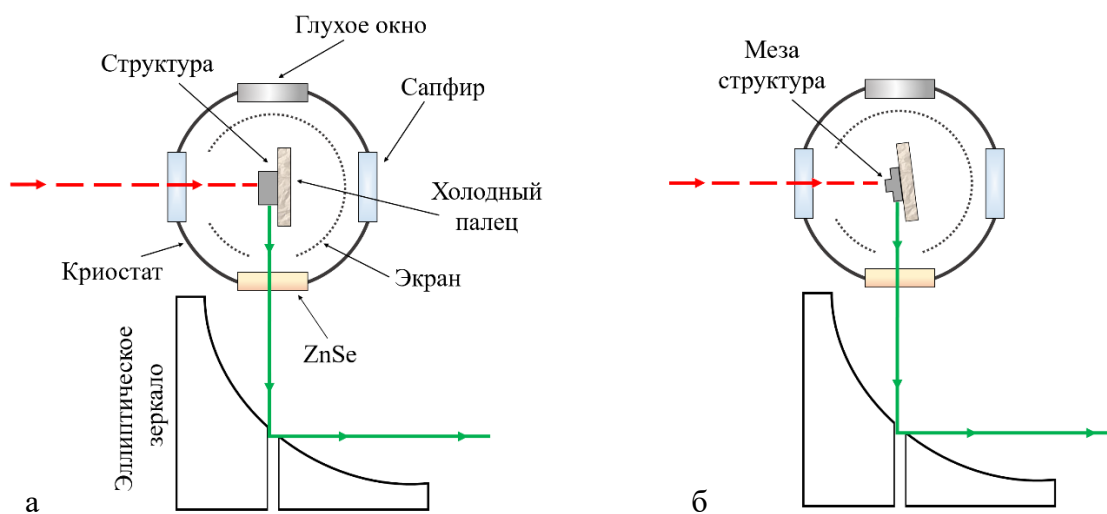


Рисунок 1.13 – Размещение исследуемых образцов при измерении спектров стимулированного/лазерного излучения по отношению к лазеру накачки и выходному окну криостата: а) непротеснированный образец, б) мезаструктура. Красный пунктир – излучение накачки, зелёная линия – излучение исследуемого образца.

Запись спектров СИ/ЛИ проводилась, как и в случае с ФЛ, при помощи фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, куда излучение с образца заводилось с помощью эллиптического зеркала (Рисунок 1.14). Приведённые в пункте 1.5.1 фильтры, приёмники, усилитель напряжения и методика пошагового сканирования применялись также и при исследовании спектров СИ и ЛИ. Отличие заключалось в том, что, метод пошагового сканирования требовался не из-за подавления сигнала ФЛ «комнатным» шумом, а из-за использования импульсных источников излучения, используемых в качестве накачки.

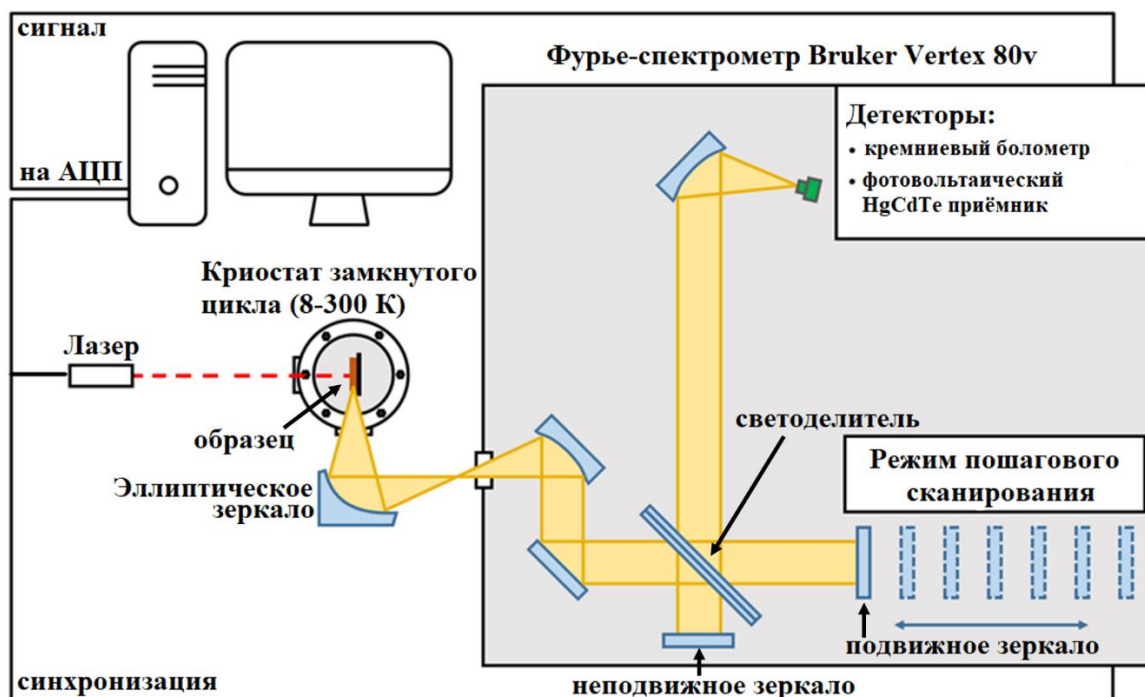


Рисунок 1.14 – Схема эксперимента для измерения спектров стимулированного или лазерного излучения гетероструктур HgCdTe с квантовыми ямами.

Как известно, для возникновения СИ и ЛИ нужна высокая концентрация неравновесных носителей для достижения инверсии населённостей, пороговая концентрация которых растёт с повышением температуры. Достигнуть необходимое значение концентрации чаще всего возможно при использовании импульсных или квазинепрерывных источников излучения. В качестве источников возбуждения для получения СИ и ЛИ в данной работе использовались:

1) импульсный CO₂ лазер, работающий на длине волны 10,6 мкм, с длительностью импульса 100 нс, с частотой повторения 11 или 33 Гц и максимальной энергией в импульсе до 15 мДж;

2) параметрический генератор света Solar на основе импульсного Nd:YAG лазера с возможностью генерации импульсного излучения на длинах волн 2 мкм и 2,3 мкм с максимальной энергией в импульсе 2,8 мДж и 5 мДж, соответственно, длительностью 10 нс и частотой повторения 10 Гц;

3) параметрический генератор света Solar LS LP601 на основе импульсного Nd:YAG лазера с возможностью генерации импульсного излучения на длинах волн 1,5 мкм и 1,7 мкм с максимальной энергией в импульсе 9 мДж и 7 мДж, соответственно, длительностью 10 нс и частотой повторения 10 Гц;

4) непрерывный CO_2 лазер, работающий на длине волны 10,6 мкм, с максимальной средней мощностью до 12 Вт с возможностью модуляции излучения с длительностью от 50 мкс вплоть до непрерывного режима.

Основным признаком, что в эксперименте наблюдается вынужденное, а не спонтанное излучение является сверхлинейная зависимость интенсивности сигнала на детекторе от интенсивности возбуждающего излучения, а также резкое обужение спектра [58, 59].

Глава 2. Микродисковые лазеры на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в диапазоне длин волн 3 – 5 мкм

2.1 Введение

Диапазоны окон прозрачности атмосферы, особенно область длин волн 3 – 5 мкм, всегда вызывали особый интерес из-за наличия в них большого числа спектральных линий различных газов [1]. Для прикладных и фундаментальных приложений, таких как мониторинг окружающей среды [3], химический анализ [62], медицинские исследования [63], в диапазоне 3 – 5 мкм востребованы компактные полупроводниковые источники излучения.

Несомненными лидерами в инфракрасной (ИК) области спектра по рабочим характеристикам, температурному и частотному диапазону на сегодняшний день являются квантовые каскадные лазеры (ККЛ) [10, 64]. Несмотря на достигнутые характеристики в ККЛ, существует и ряд ограничений, которые препятствуют широкому распространению ККЛ, например, их высокая стоимость, жёсткие требования к технологии роста, а также слабая температурная перестройка линии генерации (не более 10 – 20 см^{-1}). В области 3 – 5 мкм также существуют проблемы с выбросом носителей из квантовой ямы (КЯ) и опустошением верхнего уровня оптического перехода. При повышении температуры энергия верхнего состояния в КЯ возрастает так, что высота барьера для термической активации электронов уменьшается. В результате это ограничивает диапазон рабочих температур ККЛ. Частично эту проблему смогли устранить, используя два твёрдых раствора, рассогласованных относительно материала подложки в разные стороны [65], то есть упруго сбалансированные (с компенсацией деформации) гетеропары. На данный момент практически все высокоэффективные ККЛ, работающие при комнатной температуре в непрерывном режиме на длинах волн меньше 5 мкм [66], используют упруго сбалансированные гетероструктуры InGaAs/InAlAs . Помимо этого, используют комбинацию материалов с большим смещением зон проводимости, например, InGaAs/AlAs(Sb) [67] или InAs/AlSb [68], что также позволяет получить генерацию в ККЛ на длинах волн 3 – 5 мкм. Для увеличения диапазона перестройки ККЛ приходится использовать специальные конструкции: лазеры с распределённой обратной связью или лазеры с внешним резонатором. Такие конструкции позволяют расширить диапазон перестройки длин волн до $\sim 200 \text{ см}^{-1}$ [69, 70]. Таким образом, можно видеть, что для обеспечения генерации ККЛ в диапазоне длин волн 3 – 5 мкм при высокой температуре и широкой перестройки длины волны излучения приходится усложнять процесс роста структуры и использовать дополнительные элементы.

Наиболее востребованными в области 3 – 5 мкм являются не ККЛ, а межзонные каскадные лазеры (МКЛ) [11, 71]. МКЛ можно рассматривать как гибрид обычного диодного лазера,

излучающего за счёт рекомбинации электронно-дырочной пары, и межподзонного ККЛ, объединяющего каскады для повышения эффективности. Для того, чтобы эти лазеры работали при комнатной температуре как при импульсной, так и при непрерывной накачке, используют так называемую W-образную активную область InAs/GaInAs [71], которая требует развитых технологий роста и чёткий контроль параметров. МКЛ в отличие от ККЛ имеют небольшую выходную мощность, но отчасти это не является недостатком: основной прикладной аспект МКЛ – приложения спектроскопии среднего ИК-диапазона, которые не требуют высокой выходной мощности, но требуют компактности источника. Однако недостаток у МКЛ имеется – малая температурная и токовая перестройка по длине волны ($40 - 80 \text{ см}^{-1}$), что также как у ККЛ требует использовать дополнительные элементы.

Некаскадные межзонные лазеры также представляют интерес для диапазона длин волн $3 - 5 \text{ мкм}$ [15, 72], поскольку они имеют более простую конструкцию, которая позволяет точно контролировать параметры выходной структуры. Такие лазеры также могут обеспечивать настройку длины волны в диапазоне сотен см^{-1} , что делает их пригодными для диодной лазерной молекулярной спектроскопии, которая используется в вышеупомянутых приложениях. Как известно, генерация излучения в межзонных лазерах на основе узкозонных полупроводников значительно ограничена безызлучательной оже-рекомбинацией – процессом, в результате которого при рекомбинации электрона и дырки энергия переходит третьей частице, перемещающейся вверх по энергии. В этом случае перспективным материалом становятся волноводные гетероструктуры с КЯ $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Te}/\text{CdHgTe}$ из-за наличия гиперболического закона дисперсии в окрестности $k_{||} = 0$ первой зоны Бриллюэна (см. главу 1, параграф 1.2), который практически полностью подавляет пороговый оже-процесс.

В настоящее время среди работ, относящихся к генерации излучения в диапазоне $3 - 5 \text{ мкм}$ в материалах на основе HgCdTe , можно выделить работы 90-х годов, в которых в качестве активной области использовались объёмные и квазиобъёмные слои. Первый лазер работал при импульсной токовой накачке при температурах от 40 до 90 К, длина волны излучения составила $2,86 \text{ мкм}$ при ширине линии $0,3 \text{ мэВ}$ при 77 К [41]. Следующее рекордное значение – $5,3 \text{ мкм}$ при температуре 60 К – было достигнуто в 1993 году [42]. Развитие лазеров на объёмных HgCdTe эпитаксиальных плёнках было приостановлено из-за нескольких причин: 1) уменьшающейся пороговой энергии оже-рекомбинации при увеличении длины волны, 2) фундаментальной проблемы с получением p -типа легирования, 3) развития ККЛ и МКЛ, однако исследования стимулированного излучения (СИ) и фотолюминесценции (ФЛ) объёмных структур продолжались при оптической накачке [73]. Начиная с 2000 года начал возрастать интерес к исследованиям гетероструктур с КЯ $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Te}/\text{CdHgTe}$ [45]. На сегодняшний день в гетероструктурах с HgCdTe КЯ было продемонстрировано СИ в области окна прозрачности

атмосферы 3 – 5 мкм при температурах 230 – 290 К при использовании узких КЯ с малой долей кадмия [31, 32, 74]. Стоит отметить, что также исследовались и структуры более низкой размерности – коллоидные квантовые точки. На данный момент существует много работ по оптоэлектронным применениям квантовых точек на основе HgTe [75], где в том числе показана возможность усиления излучения в окрестности 1,3 мкм при плотностях накачки в несколько десятков мВт/см² [76]. Однако пока точки на основе HgTe довольно сильно уступают квантовым ямам Hg(Cd)Te/CdHgTe: в более длинноволновом диапазоне наблюдалась только фотолюминесценция [77].

Логическим продолжением исследований гетероструктур в HgCdTe КЯ должно было стать получение лазерного излучения (ЛИ), а для этого, как известно, нужен резонатор. В настоящее время для роста волноводных гетероструктур с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe наиболее часто используют подложки с двумя направлениями роста – (013) и (211). Гетероструктуры с первой ориентацией растут в России (Новосибирск) [50], вторую используют за рубежом [78]. Как уже было сказано ранее, исследуемые в данной работе структуры выращены в ИФП СО РАН, поэтому имеют вицинальную ориентацию подложки (013). Из-за этого формирование резонаторов классическим методом – сколом граней в таких структурах затруднено, поэтому необходимо использовать альтернативные методики. В данной диссертационной работе формирование резонаторов осуществлялось методами фотолитографии (ФЛГ) и ионного травления (ИТ).

Данная глава состоит из семи параграфов, включая параграф 2.1 «Введение». В параграфе 2.2 представлен обзор литературы по технологиям литографии и травления, которые применялись для создания фотодетекторов на основе объёмных структур HgCdTe. Параграф 2.3 посвящён технологиям фотолитографии и ионного травления, применяемым для формирования микрорезонаторов на основе исследуемых в данной работе гетероструктур с HgCdTe КЯ. Описание дизайна данных структур отражено в параграфе 2.4. В параграфах 2.5 и 2.6 проводится анализ оптических свойств полученных с помощью вышеописанной методики микродисковых лазеров, а также результаты по исследованию микродисков, при формировании которых использовались различные маски. В параграфе 2.7 «Заключение» сформированы основные результаты данной главы.

2.2 Обзор литературы

Как известно, приёмники на основе твёрдого раствора HgCdTe широко используются в среднем ИК-диапазоне. Свойства этих структур обеспечивают хорошую степень свободы в конструкции ИК-детекторов [79], однако для их дальнейшего развития помимо высокой чувствительности и низкой плотности дефектов требуется малый размер [80]. Поэтому для формирования мезоструктур рядом групп применялись различные методы травления, а также

проводились исследования о влиянии данных методов на дефектность структур, подвижность и концентрацию носителей заряда, эффективность безызлучательных процессов рекомбинации. В качестве метода формирования мез использовалось как сухое травление (плазмохимическое или ионное), так и мокрое (химическое) травление.

Оба метода сухого травления являются анизотропными, что позволяет создавать точные структуры с высоким соотношением сторон. Также данные методы обладают рядом похожих недостатков, к которым, например, относятся образование приповерхностного нарушенного n^+ -слоя и образование донорных комплексов в рабочем слое. Однако приведённые недостатки являются недостатками лишь отчасти, так как данные «побочные эффекты» были запатентованы как метод создания p - n -перехода [81] и реализации фотодиодов на основе HgCdTe [82]. Исследования влияния сухого травления проводились на образцах p - и n -типа проводимости на монокристаллах и эпитаксиальных плёнках HgCdTe.

Так в работах [83, 84], где использовалось ИТ, было установлено, что в образцах p -типа легирования происходит инверсия проводимости с образованием n -слоя толщиной от единиц до 10 мкм. При этом n -слой обладает неоднородностью, которая позволяет разделить его на две области: 1) приповерхностная область (от сотен нм до 2 мкм), где концентрация электронов превышает на порядок концентрацию электронов остальной инверсной области и где доминируют эффекты радиационного воздействия ионов; 2) оставшаяся «объёмная» инверсная область, где концентрация электронов однородна. При этом оказалось, что для инверсии важно и значение содержания кадмия в структуре, и переносимый ионами заряд, так как при некоторых параметрах инверсия может отсутствовать [85]. В работе [86] была показана обратимость инверсии проводимости, происходящая при ИТ, которая достигалась термическим отжигом. Время отжига было гораздо больше, чем время травления, что свидетельствует о существенно меньшей скорости процессов, протекающих при термическом отжиге структур на основе HgCdTe по сравнению с теми, что происходят при ИТ этого материала. Стоит отметить, что инверсия проводимости происходит не только в вакансионно-легированных объёмных структурах HgCdTe, но и в эпитаксиальных плёнках HgCdTe, легированных акцепторной примесью [87, 88, 89]. В случае структур с n -типом проводимости ИТ также приводило к образованию нарушенного слоя, в котором были увеличены концентрация носителей и их подвижность по сравнению с исходной структурой [90].

При применении плазмохимического травления к структурам на основе HgCdTe также наблюдалась инверсия проводимости из p -типа в n -тип и образование нарушенного n^+ -слоя в структурах с n -типом проводимости [91, 92], при этом толщина инверсного слоя варьировалась от десятков до сотен мкм [93, 94]. Релаксация концентрации носителей к исходному или

близкому к исходному значению происходила как с течением времени [95], так и при использовании термического отжига [96], в том числе отжига в атмосфере азота N_2 [97]. Чаще всего при использовании одного из методов сухого травления для восстановления проводимости и избавления от нарушенного слоя используется совокупность двух методик: химического травления и отжига. Это нужно в том числе и для структур, которые становятся основой для приёмников, где появление донорных комплексов, образующихся между междоузельными атомами ртути и структурными дефектами кристалла, являются отрицательным эффектом и дополнительным каналом рекомбинации Шокли-Рида-Холла (ШРХ). Стоит отметить, что возникновение нарушенного n -слоя на поверхности структуры при использовании методов сухого травления наблюдается в основном для составов, обогащённых ртутью.

Мокрое травление структур на основе $HgCdTe$ в основном осуществлялось с помощью растворов HBr , Br_2 . При таком методе травления также существует анизотропия, которая может быть уменьшена при понижении температуры, при которой происходит реакция [98], поэтому этот процесс считается изотропным при подборе правильных соотношений растворителей, их концентрации и температуры, а также включением дополнительного вращения образца для регулирования скорости травления, обновления реагентов и удаления продуктов реакции [99]. Также авторы работы [100] отмечают, что при химическом травлении $HgTe$ и $CdTe$ травятся в кислых растворах с разной скоростью, что необходимо также учитывать. Стоит отметить, что в основном химическое травление рассматривается в качестве дополнительного процесса к сухому травлению для удаления нарушенного слоя, а не как основной процесс, хотя оно было успешно использовано, например, в работе [42] для изготовления диодных лазеров на основе $HgCdTe$.

Можно заметить, что вышеприведённые методы травления в основном использовались для объёмных плёнок $HgCdTe$ с целью создания мез для приёмников среднего ИК-диапазона. Данная диссертационная работа направлена на получение лазерного излучения (ЛИ) мезаструктур на основе волноводных гетероструктур $HgCdTe$ с квантовыми ямами. Учитывая, что на момент написания диссертации в распоряжении соавторов (технологов ИФМ РАН) диссертанта имелся многолетний опыт и хорошо отработанная технология ионного травления на кремнии и германии, в качестве метода формирования резонаторов на основе КЯ $HgCdTe$ было выбрано ИТ. Однако эта технология потребовала отработки и оптических исследований из-за отсутствия опыта применения ФЛГ и ИТ к гетероструктурам с КЯ $Hg(Cd)Te/CdHgTe$. Результаты исследований представлены в следующих параграфах.

2.3 Технология изготовления микродисковых и торцевых гребенчатых лазеров

Исследуемые волноводные гетероструктуры с квантовыми ямами на основе HgCdTe имеют вицинальную ориентацию подложки (013). На рисунке 2.1 представлены снимки граней структуры после процесса скалывания (одного из метода формирования зеркал резонатора), сделанные с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). Как можно видеть, в результате скола каждая грань скалывается под разным углом не только в вертикальном, но и в горизонтальном направлении (Рисунок 2.1а). Помимо этого, поверхность скола получается неоднородной (Рисунок 2.1б). Поэтому в данной работе были использованы другие методы: литография и травление.

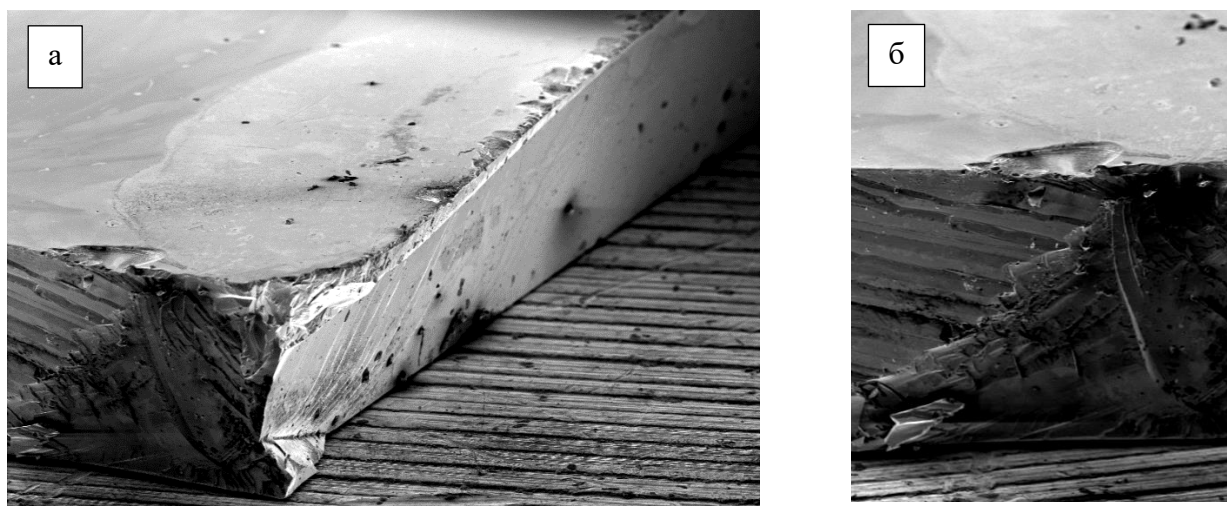


Рисунок 2.1 – Снимки СЭМ волноводной гетероструктуры с квантовыми ямами на основе HgCdTe после скола граней: а) один из углов структуры квадратной формы размером 5 x 5 мм², б) боковая поверхность структуры.

Для отработки методики фотолитографии и ионного травления на гетероструктурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe в качестве маски был выбран фоторезист (ФР), как наиболее используемый материал при литографии объёмных структур на основе HgCdTe и полупроводников группы A³B⁵. Нанесение ФР AZ 1512 на исследуемые структуры осуществлялось в центрифуге. Далее при помощи лазера осуществлялось экспонирование ФР в тех местах, которые после ФЛГ были подвержены травлению. Такую литографию называют безмасочной или лазерной. Как известно, существует также масочная литография, однако в процессе исследований мы решили использовать безмасочную литографию, так как, во-первых, для проведения масочной литографии необходимо создавать шаблон под каждую задачу, что достаточно дорого, во-вторых, из-за отсутствия опыта работы технологов со структурами HgCdTe оптимальным было сосредоточиться на отработке одного метода, дающего положительные результаты. Поэтому с помощью масочной литографии был сформирован только один массив микродисков, исследования которого отражены в параграфе 2.5. Остальные микродиски формировались безмасочным методом (с помощью лазера). Так как используемый

ФР является позитивным, то при взаимодействии с лазером он переходит в растворимое состояние и легко удаляется с экспонированных участков при проявлении. В качестве проявителя используется 726 MIF. Сформированный фоторезистом рисунок являлся маской при ИТ. Оно осуществлялось непрерывно ионами аргона с энергией $\sim 1,4$ кэВ и плотностью тока ионов $12,7$ мА/см². После формирования мезы оставшийся ФР удалялся с их поверхности [101, 102]. Схематично процесс формирования мезоструктур представлен на рисунке 2.2.

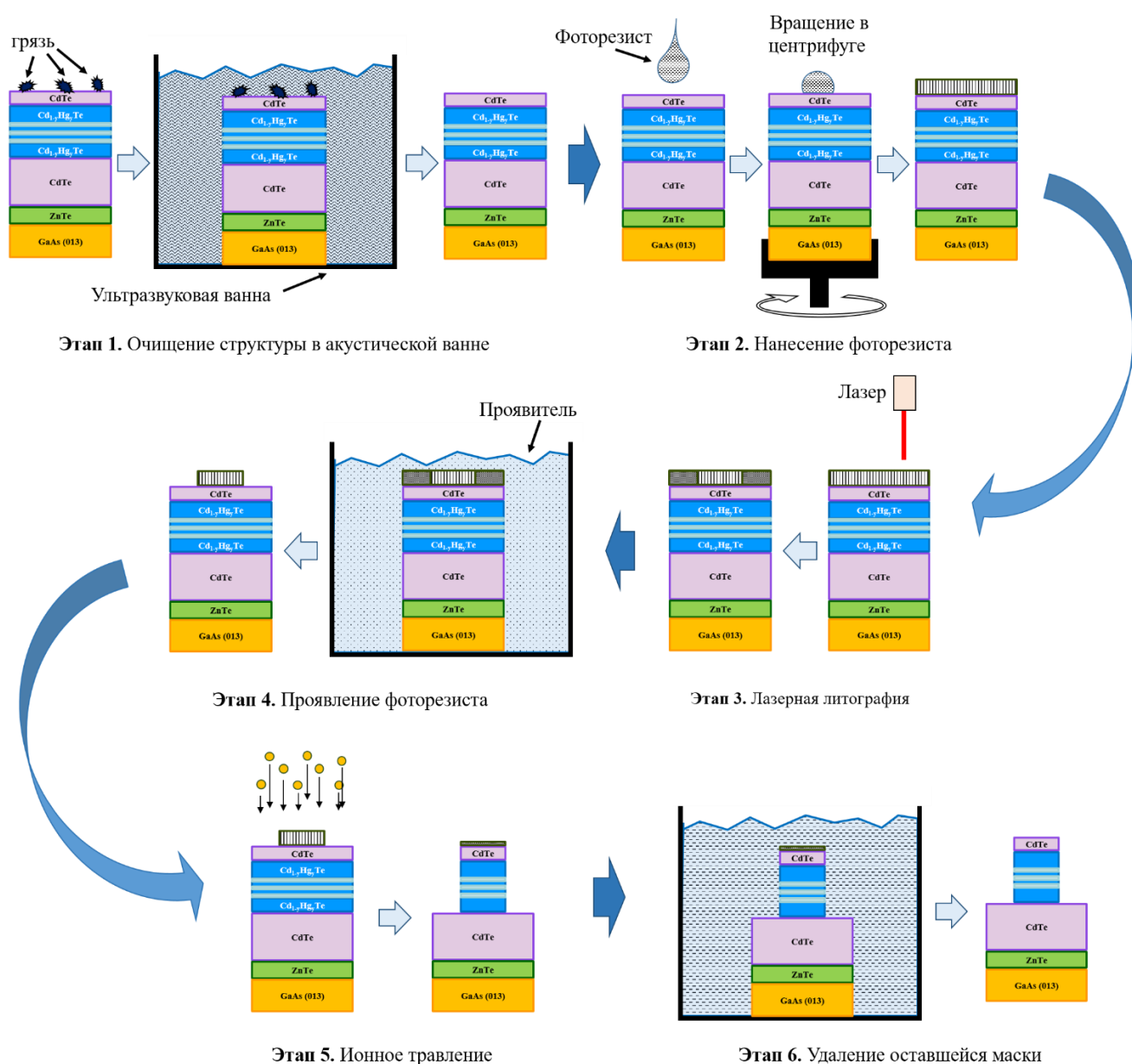


Рисунок 2.2 – Процесс формирования мезоструктур на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с помощью лазерной литографии и ионного травления.

Первое ионное травление мезоструктур – микродисков на основе гетероструктур HgCdTe с квантовыми ямами – осуществлялось ионами аргона непрерывно около 40 минут. Глубина травления составила 5,3 мкм, диаметры микродисков 300, 500, 1000 и 2000 мкм. Размеры были

измерены с помощью оптического микроскопа (ОМ) и СЭМ. На ОМ снимке (Рисунок 2.3а) видно, что цвет поверхности диска отличается от цвета остальной поверхности, при этом ФР отсутствует на всей поверхности образца. При использовании СЭМ удаётся зафиксировать деградацию не только на поверхности микродиска, но и на поверхности структуры в целом, однако степень их деградации сильно отличается (Рисунок 2.3). Боковая стенка микродиска сильно дефектна (Рисунок 2.3в, г), поэтому вероятность безызлучательной поверхностной рекомбинации в таких мезоструктурах велика. Проведённые спектроскопические исследования показали, что лазерное и стимулированное излучение в исследуемых микродисках отсутствуют. Угол наклона их боковой стенки составляет около 62° (Рисунок 2.3г).

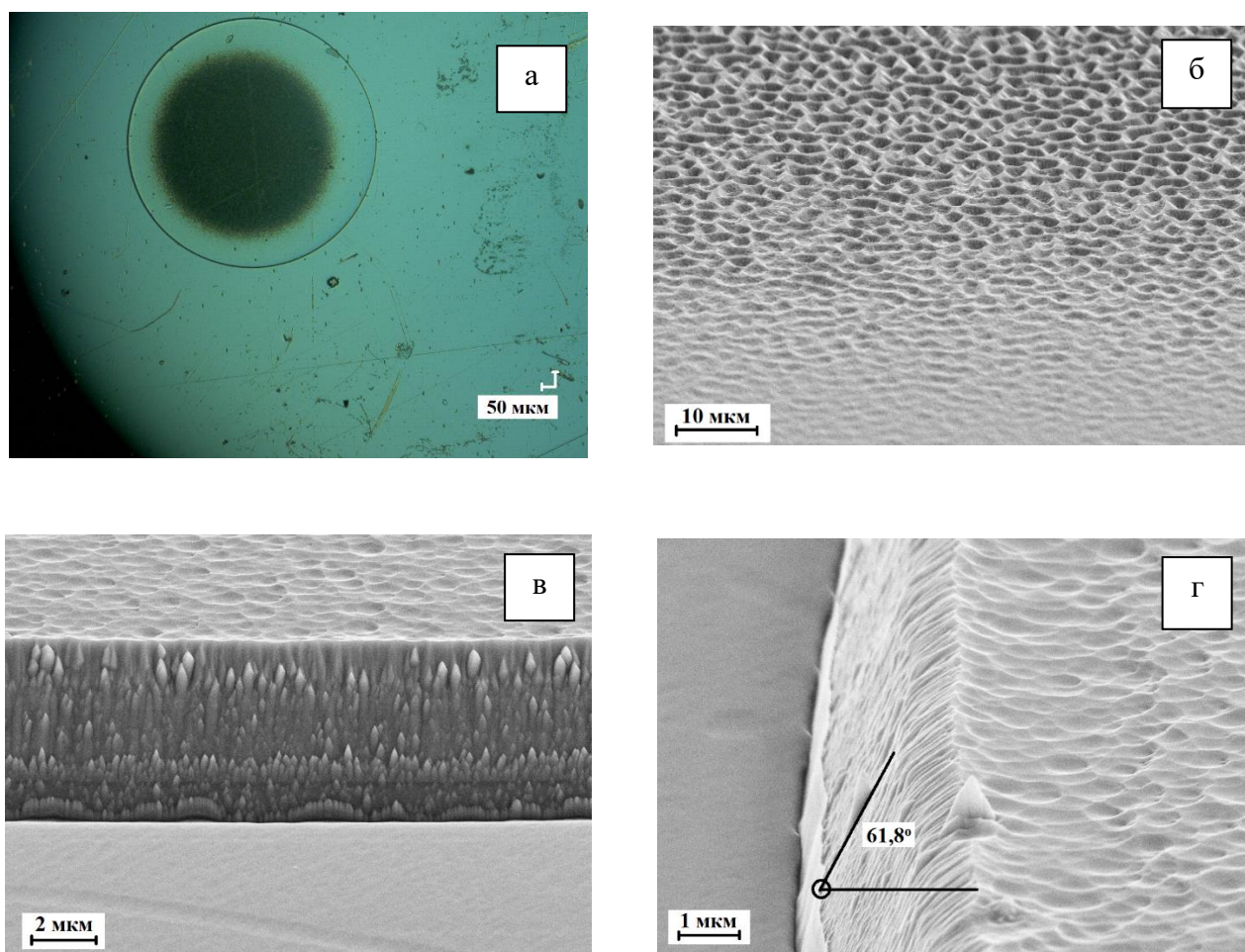


Рисунок 2.3 – Снимки поверхности HgCdTe гетероструктур с квантовыми ямами и микродисков на их основе: а) ОМ снимок поверхности исследуемой структуры с микродиском диаметром 1 мм; б) СЭМ снимок поверхности микродиска; в) СЭМ снимок боковой поверхности микродиска, г) СЭМ снимок с указанием угла наклона.

В работе [98] V. Srivastav с соавторами отмечал, что при мокром химическом травлении при высоких температурах происходит увеличение шероховатости на боковой поверхности и

травитель разрушает ФР. Поэтому авторы указывали на необходимость проводить процесс травления при низких температурах, что в результате не приводило к разрушению и растеканию ФР. По-видимому, в процессе непрерывного ИТ также происходит нагрев ФР, а наличие «лунной» поверхности указывает на возможное закипание фоторезиста. В результате этого происходит разогрев структуры с КЯ на основе HgCdTe , и, как следствие, деградация поверхности [A1]. Стоит отметить, что температура образца в процессе ионного травления, а также после него не измерялась, так как в используемой установке отсутствовал датчик температуры. Поэтому указать точное значение температуры в данном случае не представляется возможным. Однако можно провести оценки. Известно, что температура плавления большинства доступных ФР составляет $100 - 110^\circ\text{C}$. При осуществлении непрерывного травления наблюдаются процессы плавления и растекания ФР, что демонстрирует достижение вышеуказанной температуры. Следовательно, температура образцов в этом случае была около или выше 100°C на протяжении долгого времени. Такое длительное воздействие могло привести к образованию дополнительных дефектов, а из-за слабой связи Hg-Cd не исключено образование вакансий ртути. И дефекты, и вакансии, как известно, являются одним из каналов безызлучательной рекомбинации – рекомбинации Шокли-Рида-Холла (ШРХ). Увеличение вероятности ШХР процессов также является причиной отсутствия излучения из деградированных микродисков.

Для решения данной проблемы в процесс формирования мезаструктур было введено циклическое ИТ с промежутками для остывания структуры в атмосфере аргона, то есть травление осуществлялось некоторое время, после процесс травления останавливался, и структура некоторое время находилась в атмосфере аргона. Процесс циклического травления повторялся до тех пор, пока нужная глубина травления не была достигнута. Это, несомненно, увеличило время формирования резонатора, однако позволило уменьшить или полностью исключить вышеописанный эффект. В результате проведённых исследований, было установлено, что при длительности травления ≤ 3 минут эффект разогрева ФР, а, следовательно, и структуры не наблюдался. Для остывания структуры процесс травления было достаточно остановить на одну минуту. Так как плавление ФР не наблюдалось в случае циклического травления, то температура образца была меньше 100°C [A1].

Используя метод циклического травления, были сформированы торцевые гребенчатые и микродисковые лазеры на основе волноводных гетероструктур с HgCdTe КЯ (Рисунок 2.4). Из ОМ и СЭМ снимков, приведенных на рисунке 2.4, видно, что на всей поверхности, включая мезы, отсутствуют дефекты, которые наблюдались ранее при непрерывном ИТ. Боковая поверхность гладкая, и угол её наклона для представленных на СЭМ снимках мез составляет $70^\circ - 73^\circ$.

(Рисунок 2.4в) и $78^\circ - 80^\circ$ (Рисунок 2.4г), то есть стенка, выполняющая роль зеркала, стала более «вертикальной» к поверхности.

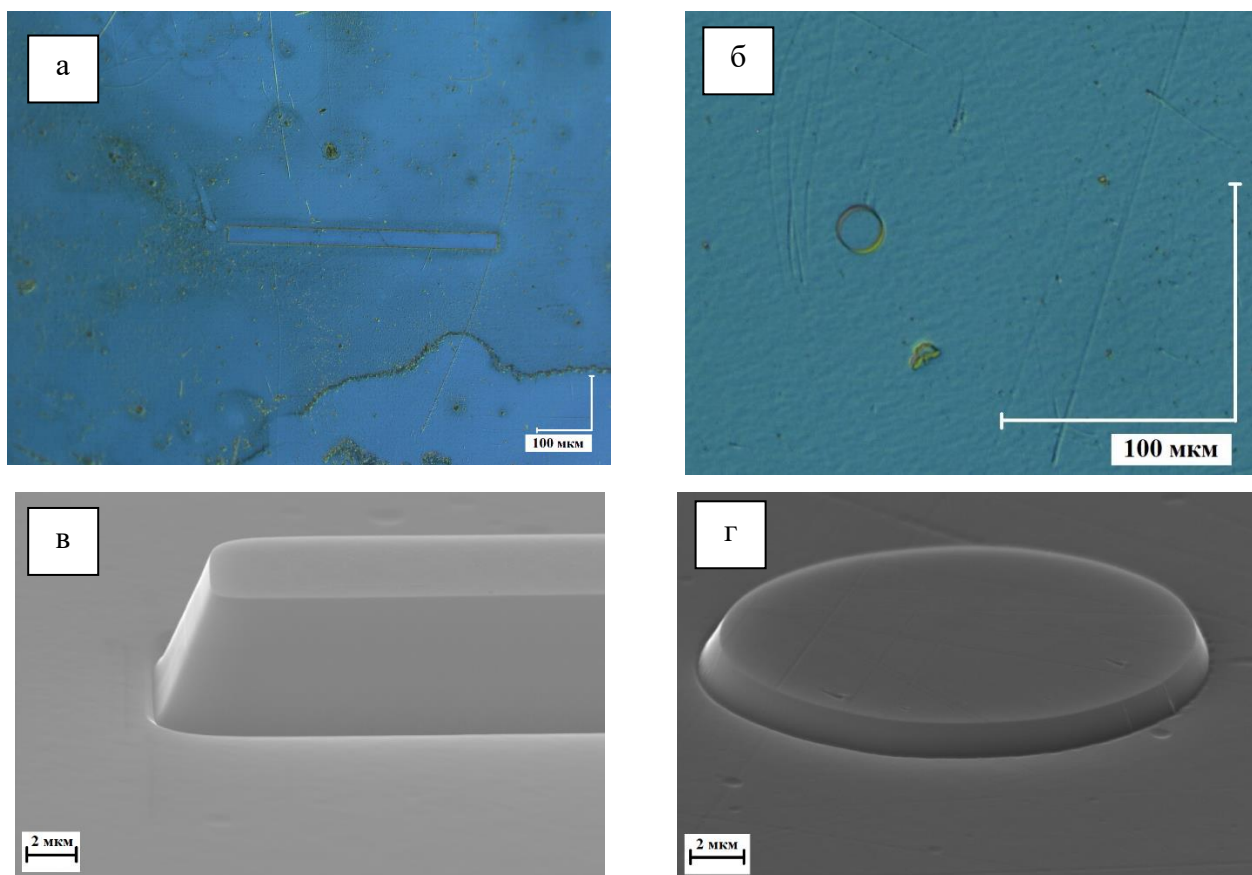


Рисунок 2.4 – Мезаструктуры на основе волноводных гетероструктур с HgCdTe квантовыми ямами: ОМ снимки а) торцевого гребенчатого и б) микродискового лазеров, СЭМ снимки в) одного из края гребенчатого лазера и г) микродиска.

Помимо фоторезиста в процессе изготовления мезаструктур на основе гетероструктур с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe в качестве маски использовались различные металлы. Известно, что структуры с КЯ на основе твёрдого раствора HgCdTe также интересны как материал для межзонных лазеров спектрального ИК-диапазона 25 – 60 мкм из-за отсутствия в этом диапазоне как таковых компактных полупроводниковых источников излучения. Для создания мезаструктур, оптический переход которых рассчитан на эту область спектра, требуется травление на глубину до 10 мкм. Как известно, удержание TE_0 -моды обеспечивается не только изменением показателя преломления на границе волновода и окружающей его среды, но и толщиной волновода. Причём с увеличением длины волны генерации толщина волновода увеличивается. Поэтому для создания мезаструктур в длинноволновом ИК-диапазоне необходимо проводить травление на большую глубину, по сравнению с коротковолновыми мезаструктурами. Так как селективность травления при использовании ФР не превышает 1,5, для повышения селективности были использованы металлические маски, полученные с

помощью магнетронного напыления и взрывной литографии [A1]. Помимо большей глубины травления целью использования металлических масок было увеличение угла наклона стенок мезоструктур к плоскости структуры вплоть до 90° . Отработка технологии проводилась на структурах, межзонный оптический переход которых соответствовал длинам волн 3 – 5 мкм. Результаты исследований свойств микродисков, сформированных с помощью металлических масок представлены ниже в параграфе 2.6, поэтому здесь будет приведено лишь описание технологии формирования таких микродисковых лазеров.

Формирование маски из металлов для проведения ИТ осуществляется с помощью взрывной литографии или так называемого процесса «lift-off». Аналогично процессу, приведённому на рисунке 2.2, повторяются 1-4 этапы (очистка структуры, нанесение, экспонирование и проявление ФР), за исключением того, что в процессе ФЛТ фоторезист остается на тех участках структуры, где в дальнейшем будет осуществляться травление. Далее производится магнетронное напыление металла. Толщина металла, напыляемого на поверхность, зависит, как известно, от селективности травления металла и глубины травления исследуемого материала. Для удаления ФР и находящегося на нём металла с помощью растворителя происходит «подтравливание» ФР. В результате этого процесса снимается и металл, кроме мест, где он будет играть роль маски для мезоструктур. После этого осуществляется ИТ [101, 102]. Маска, которая остаётся после процесса ионного травления, удаляется либо с помощью растворов, которые химически взаимодействуют с металлом, но не взаимодействуют с гетероструктурами с КЯ на основе HgCdTe, либо с помощью дополнительного ИТ. Схема формирования мезоструктур с помощью взрывной литографии и ИТ приведена на рисунке 2.5.

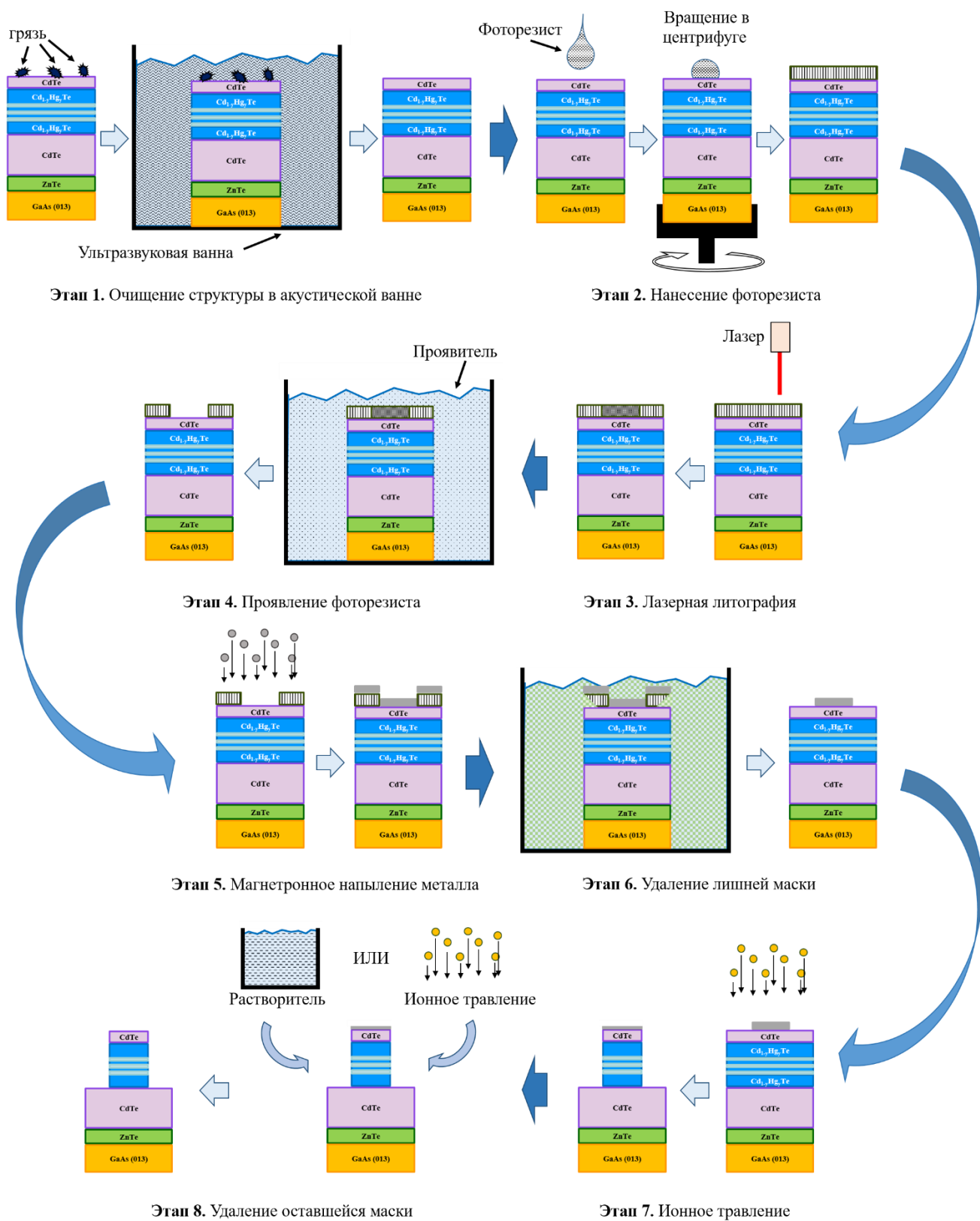


Рисунок 2.5 – Процесс формирования мезоструктур на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с помощью взрывной литографии и ионного травления.

2.4 Параметры и дизайны исследованных структур

В данном разделе исследовались микродисковые лазеры, сформированные методами ФЛП и ИТ на основе волноводной гетероструктуры с 13 квантовыми ямами HgCdTe с составом кадмия в КЯ около 8 %, в барьерных и волноводных слоях 75 %. Толщина волноводного слоя составляет 1,05 мкм, толщина КЯ – 2,7 нм, толщина барьерных слоев - 50 нм (Рисунок 2.6).

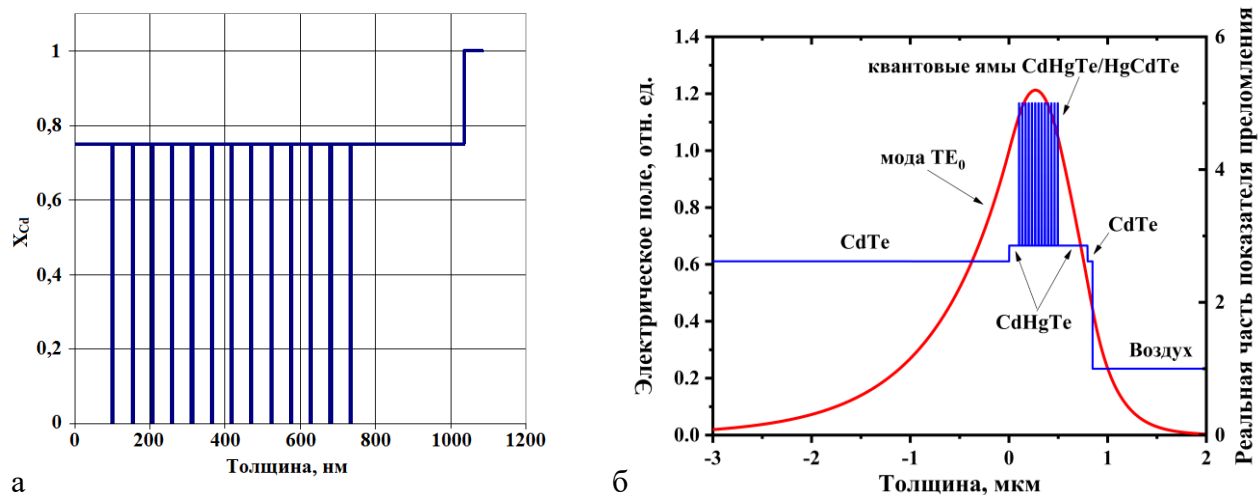


Рисунок 2.6 – а) Распределение состава кадмия по толщине структуры. За нуль по оси абсцисс принят верхний край буферного слоя CdTe (Рисунок 1.1). б) Пространственное распределение показателя преломления в исследуемой гетероструктуре для длины волны $\lambda = 3,86$ мкм (синяя кривая) и распределение электрического поля основной TE₀-моды (красная кривая).

Микродисковые лазеры формировались и с помощью ФР, и с помощью металлических масок. Также исследовались микродиски разного диаметра. Параметры исследуемых микродисков приведены в таблице 2.1 [A1, A2, A3, A4].

Таблица 2.1 – Параметры микродисковых лазеров на основе структуры № 190422 Hg_{0.92}Cd_{0.08}Te/Cd_{0.75}Hg_{0.25}Te. Обозначение: № – номер микродиска, h – глубина травления, D – диаметр микродиска, λ – длина волны генерации при 10 К.

№	Маска	h , мкм	D , мкм	λ , мкм
M1-1	фоторезист	4	40	5,1
M1-2	фоторезист	4	10	5,1
M2-1	фоторезист	1,5	50	4,74
M2-2	фоторезист	1,5	40	4,76
M2-3	фоторезист	1,5	20	4,73
M3-1	Ni/V	1,7	50	4,2

Стоит отметить, что формирование резонаторов в виде микродисков было выбрано из-за ряда причин. Микродисковые резонаторы, как известно, обеспечивают высокую добротность для мод, распространяющихся по окружности резонатора, которые называются модами шепчущей галереи (МШГ). Благодаря наличию высокой добротности резонаторов с МШГ, достигаемой вследствие отражения волны от боковой поверхности резонатора под скользящими углами, в них возможно достижение низкопороговой генерации при размерах, гораздо меньших по сравнению с типичными размерами резонаторов Фабри-Перо. Кроме того, резонаторы с малыми размерами обеспечивают большое расстояние между соседними резонансными длинами волн, что способствует достижению одночастотной генерации, важной в ряде спектроскопических приложений. Однако в лазерах с микродисками существует проблема вывода излучения, которая решается с помощью изменения геометрии образца, например, путём создания круглого отверстия [103], линейного дефекта [104], расположенного на некотором расстоянии от границы микродиска, или дифракционной решётки [105]. В данной диссертационной работе геометрия диска не была изменена. Излучение выходит из микродиска за счёт дефектов, которые естественным образом возникают на поверхности стенок резонатора во время процессов ФЛГ и ИТ.

Отмечу, что несмотря на преимущества микродисковых резонаторов, микродисковые лазеры на основе HgCdTe были несколько упущены из виду, и предыдущие работы были сосредоточены на лазерах с резонаторами Фабри-Перо или с брэгговскими зеркалами [41, 42, 80, 106, 107].

Также в данной главе представлен результат по формированию торцевого гребенчатого и кольцевого резонаторов [A1]. Мезаструктуры формировались на основе структуры № 170201 (Рисунок 2.7). Данная структура имеет 10 квантовых ям $\text{Hg}_{0.82}\text{Cd}_{0.18}\text{Te}/\text{Cd}_{0.68}\text{Hg}_{0.32}\text{Te}$ шириной 2,7 нм. В ней наблюдалось СИ при комнатной температуре на длине волны 2,65 – 2,75 мкм [30]. Кольцевой резонатор рассматривался как с точки зрения отработки технологии, так и для подавления мод Фабри-Перо (МФП), которые могут возникать в микродисковых резонаторах.

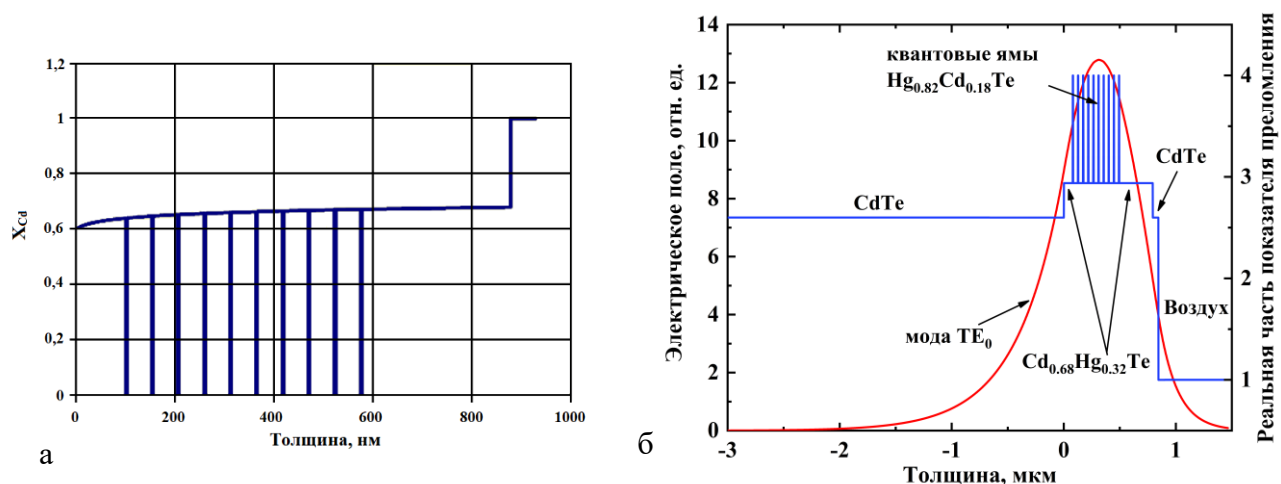


Рисунок 2.7 – а) Распределение состава кадмия по толщине структуры. За нуль по оси абсцисс принят верхний край буферного слоя CdTe (Рисунок 1.1). б) Пространственное распределение показателя преломления в исследуемой гетероструктуре для длины волны $\lambda = 2,7$ мкм (синяя кривая) и распределение электрического поля основной TE_0 -моды (красная кривая).

2.5 Исследование характеристик микродисковых лазеров разного диаметра, созданных на основе HgCdTe квантовых ям

Первые микродисковые резонаторы на основе структуры № 190422 формировались с помощью масочной литографии и циклического ИТ. Перед процессом литографии на поверхность был нанесён ФР, который при травлении выступал в качестве маски. Формирование рисунка в отличие от безмасочной литографии при масочной формируется с помощью засвечивания всей области структуры через маску. При этом используется негативный ФР, то есть «открытые» в маске участки взаимодействуют с излучением и затвердевают, далее при проявлении «закрытые» участки легко удаляются. В результате на поверхности структуры были сформированы микродиски диаметром 10 и 40 мкм высотой ~ 4 мкм (Рисунок 2.8), расположенные с шагом 500 мкм [A2].

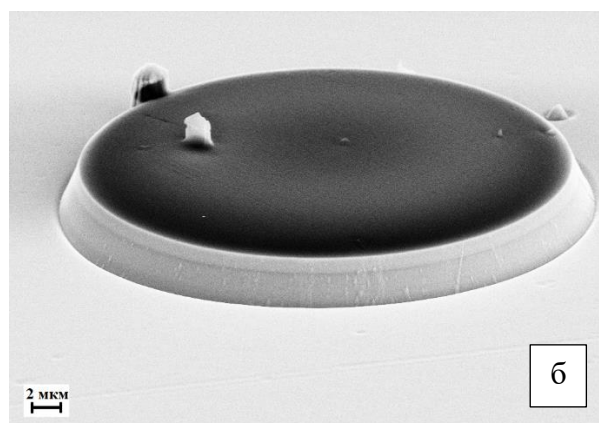
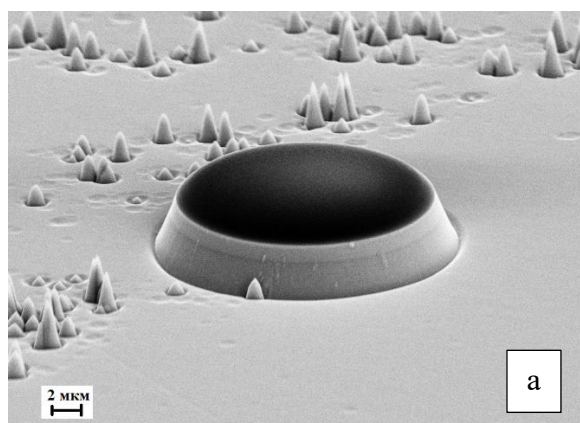


Рисунок 2.8 – СЭМ-снимки 10 мкм (а) и 40 мкм (б) микродисков, сформированных с помощью масочной литографии и ионного травления на основе структуры № 190422 с HgCdTe квантовыми ямами.

При накачке с длиной волны 1,7 и 2 мкм были получены спектры лазерного излучения в диапазоне температур 9 – 260 К с разрешением 1 мэВ (Рисунок 2.9). Максимальная температура генерации ($T_{\text{макс}}$) при накачке излучением с длиной волны $\lambda = 1,7$ мкм составила 240 К, а при $\lambda = 2$ мкм – 260 К. При более высоких температурах при любой плотности мощности возбуждающего излучения наблюдалась только фотолюминесценция. Различие значений максимальной температуры при разных длинах волн накачки, по-видимому, связано с разогревом решётки и носителей заряда, который наблюдался ранее в гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe [29]. Ширина линии на полувысоте составляет 4,6 мэВ при накачке излучением с длиной волны 2 мкм при температуре 260 К и 4,4 мэВ при накачке излучением с длиной волны 1,7 мкм при температуре 240 К, что практически в пять раз меньше, чем $k_B T$ при той же температуре (22,4 мэВ и 20,7 мэВ, соответственно), где k_B — постоянная Больцмана, T – температура. Однако значение ширины линии в пределах погрешности не отличается от этого значения для стимулированного излучения исходного непроцессированного образца. Так при накачке длиной волны 1,5 мкм она составляет 5 мэВ при $T_{\text{макс СИ}} = 230$ К [31], а при накачке 2,3 мкм – 4,3 мэВ при $T_{\text{макс СИ}} = 270$ К (Рисунок 2.10). Изменение максимальной температуры наблюдения СИ от длины волны накачки в непроцессированных образцах также связано с разогревом решётки и носителей заряда [29]. По сравнению с непроцессированной структурой в работе [31] максимальная температура наблюдения излучения микродисков возросла, однако накачка образца в данной работе производилась на длине волны 1,5 мкм. При накачке излучением с длиной волны 2,3 мкм температура наблюдения СИ возросла до 270 К. Исходя из этого сложно точно сказать, увеличилась или уменьшилась $T_{\text{макс ЛИ}}$ по сравнению с $T_{\text{макс СИ}}$ при накачке одной длиной волны. Однако сравнивая данный результат с результатами предыдущих лет других групп, например, [42, 45], можно однозначно сказать о получении большей рабочей температуры, которую можно достичь с помощью термоэлектрических элементов Пельтье.

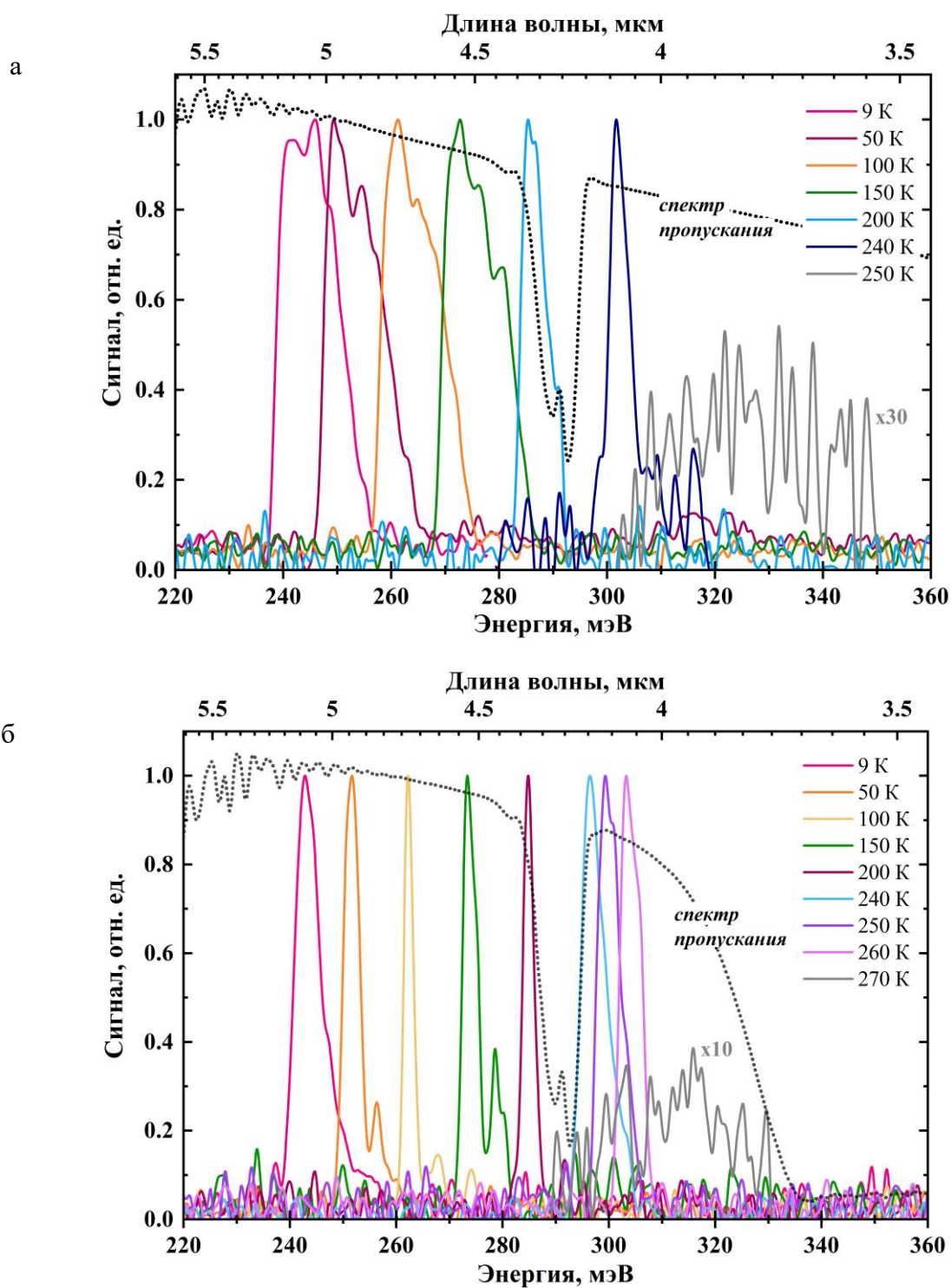


Рисунок 2.9 – Спектры лазерного излучения и фотолюминесценции массива микродисковых резонаторов M1-1 и M1-2 при накачке излучением с длиной волны 1,7 мкм (а) и 2 мкм (б) при разрешении 1 мэВ при различной температуре. Чёрными точками приведены спектры пропускания. Спектры вынужденного излучения нормированы на максимум сигнала. Рядом со спектрами фотолюминесценции приведён множитель, на который этот спектр умножен.

На рисунке 2.9 также видно, что по мере увеличения температуры ширина спектров излучения уменьшается. При накачке излучением с длиной волны 1,7 мкм это связано с полосой поглощения атмосферы. При накачке излучением с длиной волны 2 мкм при $T = 100$ К ширина линии на полувывоте составляет ~ 2 мЭВ, что в два раза меньше ширины линии на полувывоте непроцессированного образца при 70 и 150 К (спектры при температуре больше 70 К и меньше 150 К не приведены из-за попадания в полосу поглощения атмосферы) (Рисунок 2.10). Возможно уширение линии связано с тем, что на поверхности структуры располагаются диски разного диаметра. Как известно, в микродисковых резонаторах чем меньше диаметр, тем больше излучательные потери [108]. Поэтому при низких температурах в спектр вносят вклад микродиски всех диаметров и так как он практически одинаковый, то его не удаётся отделить при перестройке мощности падающего излучения накачки. В то же время при высоких температурах генерируют только диски большого диаметра. Помимо этого, по сравнению с непроцессированной структурой микродиски обладают большей добротностью, что также приводит к уменьшению ширины линии.

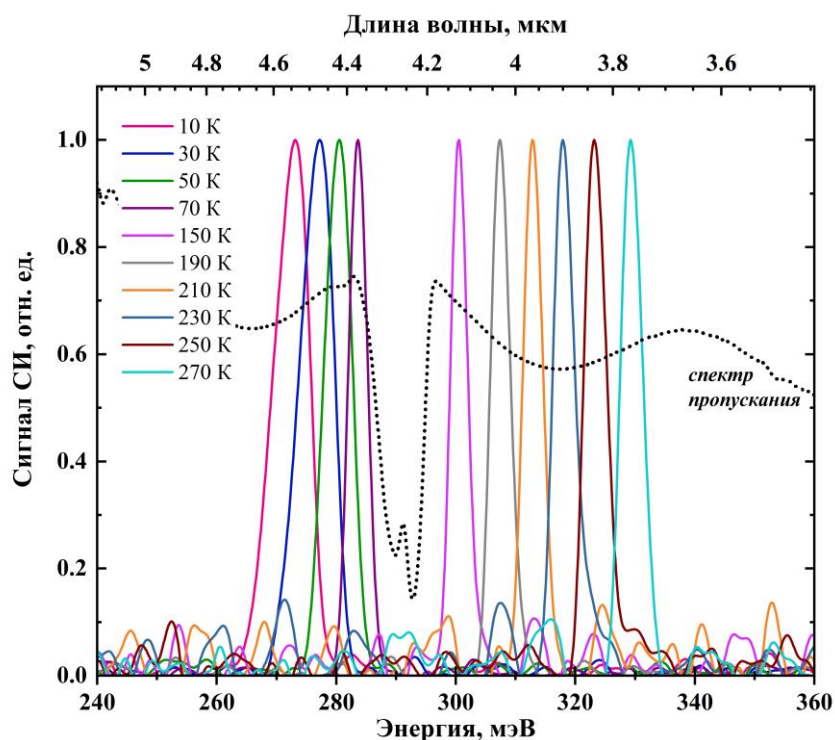


Рисунок 2.10 — Спектры стимулированного излучения гетероструктуры с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe № 190422 при различной температуре (длина волны накачки 2,3 мкм). Чёрными точками приведён спектр пропускания. Спектры стимулированного излучения нормированы на максимум сигнала.

При 150 К были получены спектры при разной плотности мощности накачки (Рисунок 2.11). На спектре при 880 Вт/см^2 видны два пика, которые не связаны с поглощением атмосферы. Ширины этих пиков равны 2,1 и 2,7 мэВ при разрешении 1 мэВ. При увеличении мощности накачки спектр уширяется и отдельные пики отсутствуют. С учётом разрешения, с которым зарегистрированы спектры излучения, можно предположить, что при меньшей мощности видны два семейства мод шепчущей галереи. Однако более подробные исследования модового состава при селективном возбуждении дисков одного диаметра с высоким спектральным разрешением не дали дополнительной информации. Помимо возможного увеличения числа мод при повышении мощности накачки из-за уширения спектра усиления, относительно большое неоднородное уширение линий спектра появляется из-за латеральной неоднородности параметров КЯ, так как незначительное изменение состава КЯ или её толщины приводит к сдвигу красной границы, поэтому отделить одни моды от других становится сложной задачей. Однако можно было бы исследовать микродиск одного диаметра. Но так как резонаторы были расположены достаточно близко друг к другу, возможности отделить один микродисковый резонатор механически из массива, не разрушив соседние, отсутствовала. При возбуждении малого числа резонаторов на спектрах наблюдалось невысокое отношение сигнал-шум, что технически не позволяло произвести запись спектра излучения.

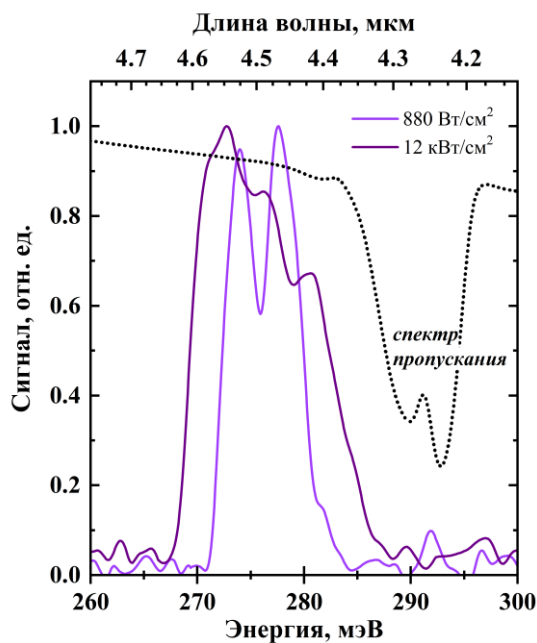


Рисунок 2.11 – Спектры лазерного излучения гетероструктуры с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с массивом микродисков M1-1 и M1-2 при плотности мощности накачки 880 Вт/см² и 12 кВт/см² при 150 К (длина волны накачки 1,7 мкм, разрешение 1 мэВ). Чёрными точками приведён спектр пропускания. Спектры лазерного излучения нормированы на максимум сигнала.

Как известно, оптические моды микродисковых резонаторов характеризуются двумя числами (m, q) , описывающими пространственное распределение поля вдоль окружности волновода и радиуса, и определяющими азимутальный и радиальный порядок моды [109]. При малых значениях m и больших q оптическая мода подобна моде резонатора Фабри-Перо (МФП), образованного стенками цилиндра (Рисунок 2.12а). При больших m и малых q характер поля соответствует МШГ (Рисунок 2.12б). Однако добротность МФП, как известно, меньше по сравнению с добротностью МШГ, и поэтому предполагается, что на рисунке 2.11 на спектре микродиска наблюдаются только МШГ.

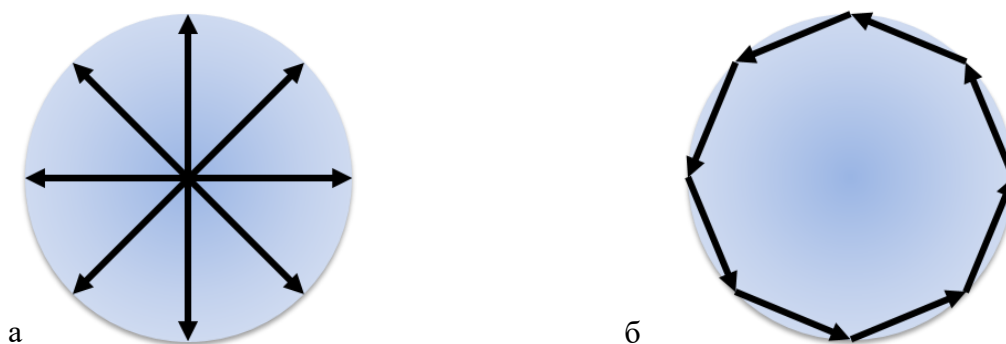


Рисунок 2.12 – Схематическое изображение направления распространения (чёрная стрелка) по микродисковому резонатору моды типа Фабри-Перо (а) и моды шепчущей галереи (б).

При больших значениях m и малых значениях q для МШГ корни функции Бесселя приблизительно равны m , поэтому расстояние между такими модами можно оценить, как

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / (2\pi R n), \quad (2)$$

где R – радиус микродиска, n – эффективный показатель преломления, λ – резонансная длина волны [110]. Для диапазона длин волн 3 – 5 мкм для гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe в активной области $n = 2,800 \pm 0,001$ [111].

В исследуемой структуре с массивом микродисков радиусы M1-1 и M1-2 составляли 5 и 20 мкм (Таблица 2.1). Тогда при 150 К межмодовое расстояние для диска с $R = 5$ мкм должно составлять 0,233 мкм, а для диска с $R = 20$ мкм – 0,058 мкм. Расстояние между рассматриваемыми

пиками на рисунке 2.11 ~ 0.06 мкм, что близко к межмодовому расстоянию в микродиске с диаметром 40 мкм. Поэтому можно предположить, что видны две МШГ микродисков диаметром 40 мкм, однако других подтверждений этого утверждения получить не удалось [A2].

Также стоит отметить, что лазерное излучение из массива микродисков возникало при плотности мощности накачки 12 кВт/см^2 при максимальной температуре 230 К при накачке излучением с длиной волны 1,7 мкм и 115 кВт/см^2 при максимальной температуре 260 К при накачке излучением с длиной волны 2 мкм. В тоже время для непроцессированной структуры пороговые плотности мощности составляли 110 кВт/см^2 (230 К) и 180 кВт/см^2 (270 К) для накачки излучением с длиной волны 1,5 мкм и 2,3 мкм, соответственно.

Таким образом, сравнивая оптические параметры исследуемого массива микродисков с непроцессированной структурой, можно сделать следующие выводы. Пороговая плотность мощности, при которой наблюдается ЛИ в массиве микродисков М1-1 и М1-2 меньше, чем в непроцессированной структуре. Также проявляются основные признаки генерации ЛИ – сужение в несколько раз спектра ФЛ и сверхлинейный рост интенсивности сигнала при повышении мощности возбуждаемого излучения. Ширина пиков излучения на полувисоте спектра микродисков при 150 К и накачке излучением с длиной волны 1,7 мкм, а также при 100 К и накачке излучением с длиной волны 2 мкм меньше, чем это же значение в исходной структуре, однако оно мало отличается от ширины остальных спектров дисков с учетом погрешности. Обнаружение и идентификация модового состава микродисков М1-1 и М1-2 не дало чётких результатов из-за невозможности возбуждения диска одного диаметра и латеральной неоднородности параметров КЯ, лишь на одном спектре было предположительно обнаружено два семейства МШГ. Также отсутствие чёткой модовой картины указывает на малую добротность микродисков М1-1 и М1-2 [A2].

Для детального исследования модового состава, добротности получаемых резонаторов необходимо было изучить структуры с одиночными микродисковыми резонаторами. Для этого методом лазерной литографии и ИТ была создана серия одиночных микродисков М2-1, М2-2 и М2-3 различного диаметра (Таблица 2.1). В качестве маски использовался ФР. Глубина травления микродисков была одинаковая и составляла 1,5 мкм. СЭМ-снимки полученных микродисков приведены на рисунке 2.13.

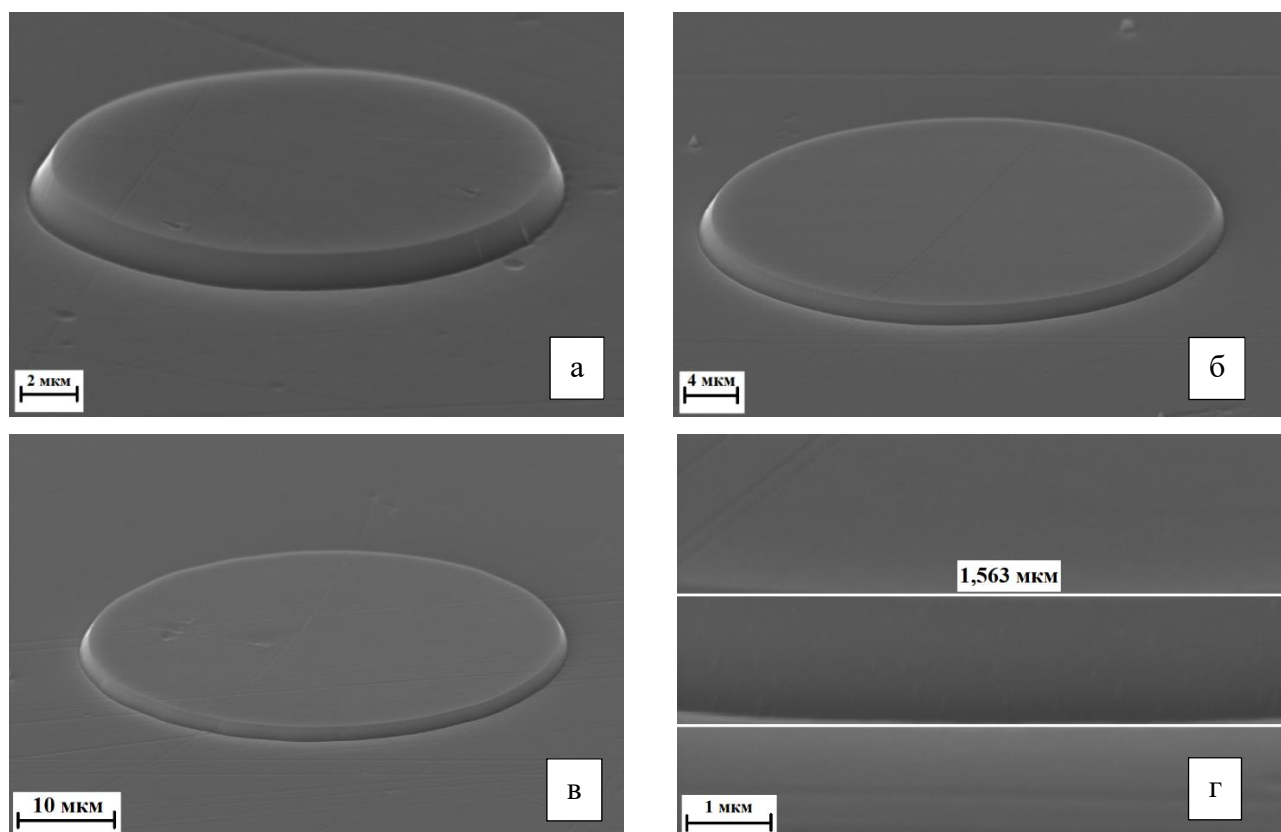


Рисунок 2.13 – Снимки СЭМ микродисков диаметрами: а) 20 мкм (М2-3), б) 40 мкм (М2-2), в) 50 мкм (М2-1). г) СЭМ изображение боковой поверхности М2-1.

Рассмотрим результаты исследования микродиска М2-1. На рисунке 2.14а приведены спектры ЛИ при мощности накачки выше порогового значения в диапазоне температур от 9 до 230 К. При 9 К спектр ЛИ состоит из широкой линии с множеством узких пиков. Как было сказано ранее, в микродисках могут наблюдаться не только МШГ, но и МФП. Поэтому при низких температурах, помимо азимутальных мод различных порядков, возбуждаются радиальные моды микродиска. Порог ЛИ при 9 К небольшой, и усиление выше порога быстро растёт. Следовательно, возбуждается множество различных резонаторных мод, включая моды с низкой добротностью. С повышением температуры количество пиков уменьшается, поскольку моды с низкой добротностью начинают затухать, поэтому появляется возможность идентифицировать моды.

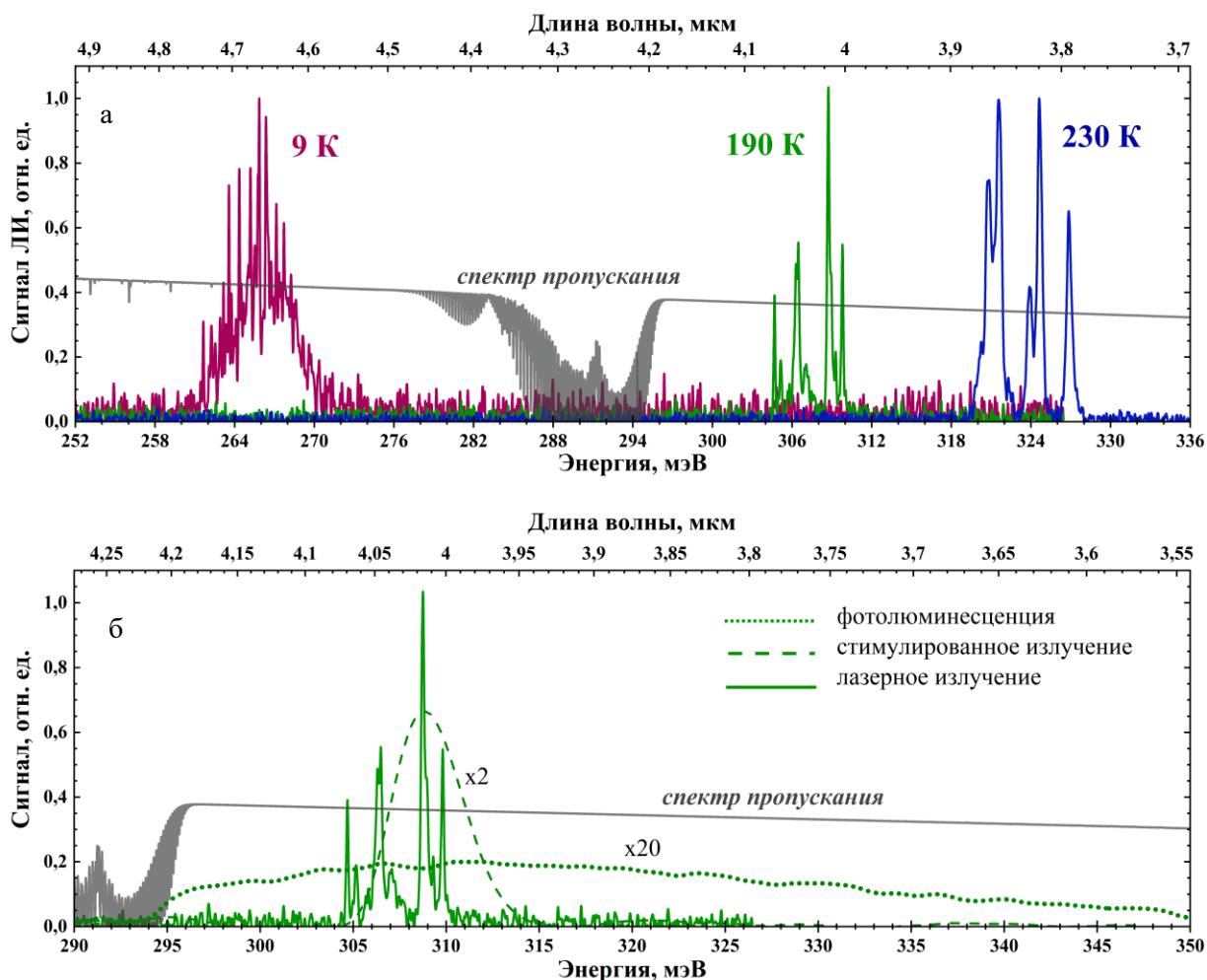


Рисунок 2.14 – а) Спектры лазерного излучения микродиска М2-1 при различных температурах. Разрешение спектров составляет 0,062 мэВ. Спектры нормированы на максимум сигнала. б) Спектры фотолуминесценции и лазерного излучения микродиска М2-1 и стимулированного излучения непротессированной структуры при 190 К. Рядом со спектрами фотолуминесценции и стимулированного излучения приведён множитель, на который эти спектры умножены. Также на спектрах (а) и (б) приведён спектр пропускания.

Аналогично микродискам серии М1-1 и М1-2, в микродиске М2-1 наблюдается обужение линии ЛИ по сравнению со спектром ФЛ, однако моды в спектре ЛИ М2-1 в несколько раз уже линии СИ непротессированного образца. Так при 190 К (Рисунок 2.14б) ширина линии ФЛ на полувысоте составляет 39 мэВ (при разрешении ~ 4 мэВ), ширина линии СИ на полувысоте – 4,5 мэВ (при разрешении 1 мэВ) и ширина пиков ЛИ на полувысоте варьируется от 0,2 до 0,28 мэВ (при разрешении 0,062 мэВ). При достижении 230 К в спектре остаются 5 пиков. При этом расстояние между пиками 1 и 3, 3 и 5, 2 и 4 одинаковое и составляет $\Delta\lambda = 0,037$ мкм (Рисунок 2.15). Используя формулу (2) с учётом имеющихся значений $R = 25 \pm 1$ мкм, $n = 2,800 \pm 0,001$ и $\lambda = 3,86$ мкм для М2-1, получаем теоретическое значение $\Delta\lambda = 0,034 \pm 0,0014$ мкм. Таким образом,

межмодовое расстояние $\Delta\lambda$ на рисунке 2.15 находится в хорошем согласии с теоретическим значением. Это указывает, что наблюдаемые спектральные линии при 230 К соответствуют МШГ [А3].

В первом приближении значения длин волн, соответствующих МШГ в диске радиуса R , выводятся из условия [110, 112]:

$$T_{mq} = (2\pi Rn) / \lambda, \quad (3)$$

где T_{mq} обозначает q -й корень функции Бесселя m -го порядка, R - радиус микродиска, n - эффективный показатель преломления, λ - длина волны излучения в вакууме. В спектре ЛИ при 230 К видны два семейства мод с радиальными числами $q = 2$, а именно, пики 1 ($\lambda = 3,866$ мкм), 3 ($\lambda = 3,83$ мкм) и 5 ($\lambda = 3,793$ мкм), и $q = 3$, а именно, пики 2 ($\lambda = 3,857$ мкм) и 4 ($\lambda = 3,82$ мкм). При этом азимутальные числа в пределах допустимой погрешности эффективного показателя преломления можно довольно уверенно идентифицировать как 98, 99, 100, что соответствует нечётным пикам, и 93, 94, что соответствует чётным пикам. В вертикальном направлении существует только одна TE_0 -мода (Рисунок 2.6). Следовательно, мы предполагаем, что наблюдаемыми модами цилиндрического резонатора являются 1 – $TE_{98,2,0}$, 2 – $TE_{93,3,0}$, 3 – $TE_{99,2,0}$, 4 – $TE_{94,3,0}$, 5 – $TE_{100,2,0}$ [А3]. Стоит отметить, что ширина линии на полувывсоте наблюдаемых линий при 230 К составляет 0,37 мэВ (Рисунок 2.15), что сопоставимо с шириной линий на полувывсоте лазерной генерации на длинах волн 2,86 мкм (0,3 мэВ) [41] и 3,4 мкм (0,25 мэВ) [42] при 77 К диодных лазеров на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$, а также лазерной генерации микродисков из других материалов, например, GeSn [113], PbSe [72]. Однако по сравнению с шириной линии ККЛ [10] и других «классических» микродисковых лазеров среднего ИК-диапазона [114] линия ЛИ исследуемого микродиска М2-1 достаточно широкая.

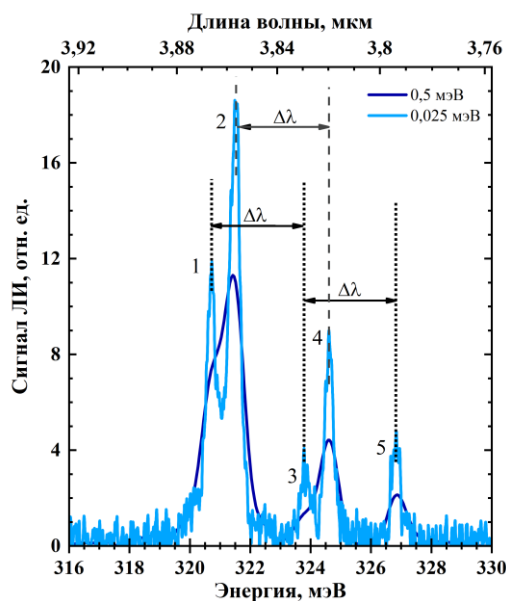


Рисунок 2.15 – Спектры лазерного излучения микродиска М2-1 при 230 К с различным разрешением. Цифрами указаны номера пиков. $\Delta\lambda$ – межмодовое расстояние.

При увеличении температуры более 230 К ширина линий МШГ на полувысоте спектра ЛИ возрастает, и линии быстро затухают, а при 260 К наблюдается только спектр ФЛ (Рисунок 2.16а). Видно, что линии ЛИ при 250 К более широкие по сравнению с линиями при 230 К (Рисунок 2.16а) и наблюдаются только в небольшом диапазоне значений мощности накачки (Рисунок 2.16б). Нижняя граница, как известно, является пороговой мощностью накачки, необходимой для наблюдения ЛИ, а верхняя граница определяется «включением» пороговой оже-рекомбинацией. Можно сделать вывод, что при температуре выше 250 К лазерная генерация не наблюдается.

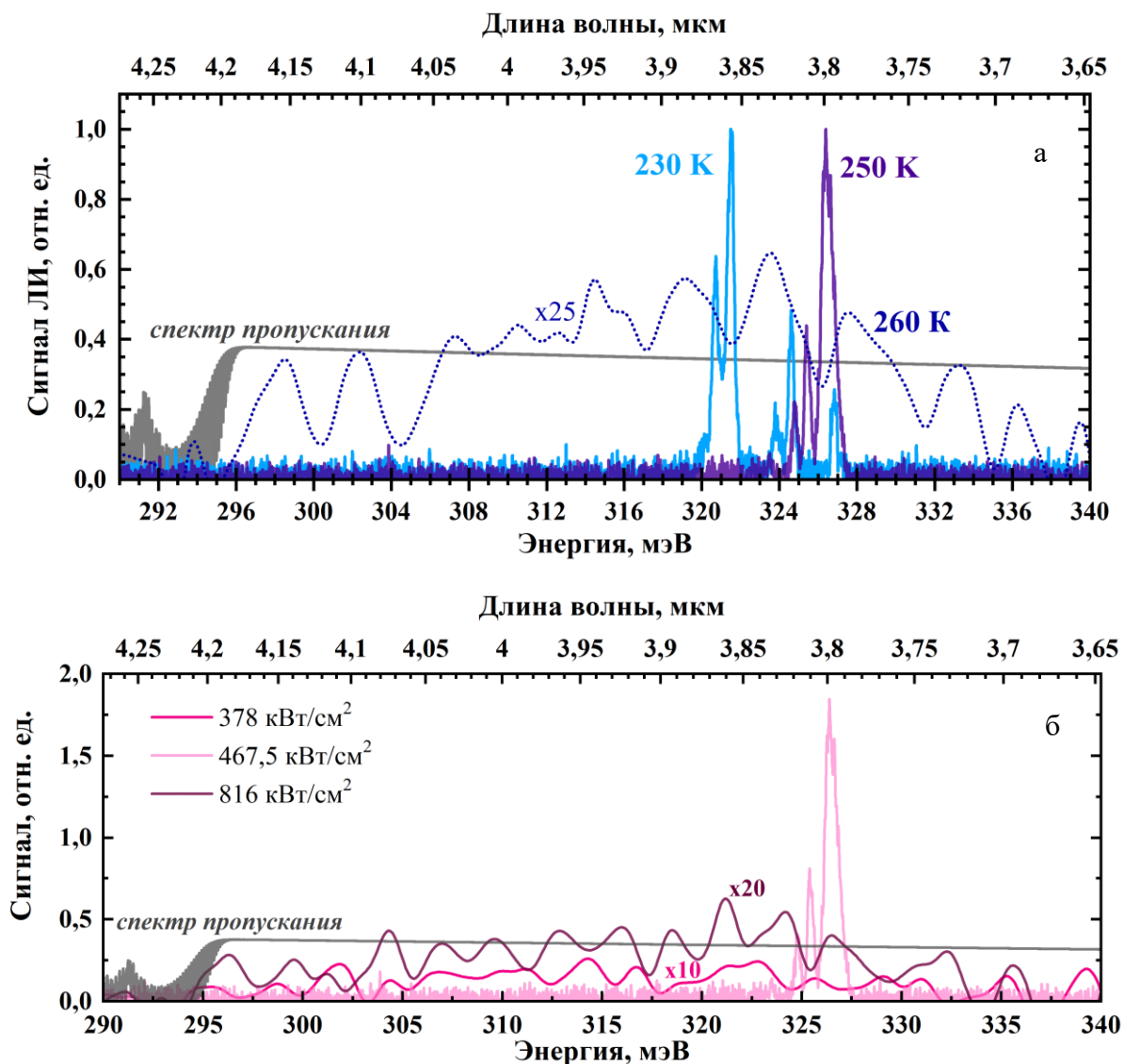


Рисунок 2.16 – а) Спектры лазерного излучения (нормированные на максимум сигнала) микродиска М2-1 при 230 и 250 К и спектр фотолюминесценции при 260 К, увеличенный в 25 раз. б) Спектры фотолюминесценции и лазерного излучения микродиска М2-1 при 250 К с разной плотностью мощности накачки. Рядом со спектрами фотолюминесценции приведён множитель, на который эти спектры умножены. Для (а) и (б) разрешение спектров составляет 0,025 мэВ для лазерного излучения и 1 мэВ для фотолюминесценции. Также на спектрах приведён спектр пропускания.

В результате, используя технологии лазерной литографии и ИТ, был сформирован HgCdTe-лазер М2-1, который генерирует ЛИ в диапазоне длин волн 4,1 – 3,8 мкм при охлаждении каскадным элементом Пельтье вплоть до 250 К [А3]. Стоит отметить, что температура гашения СИ в непроцессированной структуре выше по сравнению с температурой гашения ЛИ микродиска и достигает 270 К (Таблица 2.2). Ранее в работах [31, 115] было указано, что ограничение максимальной температуры наблюдения СИ объясняется совокупностью двух процессов: разогрева носителей и оже-рекомбинации. Причём наблюдается не только пороговая, но и беспороговая оже-рекомбинация, а наклон зависимости интенсивности излучения от мощности накачки в области сверхлинейного роста после начала усиления может быть изменён за счёт увеличения эффективной температуры носителей с увеличением мощности накачки.

Поскольку микродиск М2-1 и непроцессированный образец созданы из одной структуры № 190422, то КЯ в них одинаковые, однако скорость оже-рекомбинации может отличаться. Помимо оже-процессов, влияние на температуру гашения ЛИ могут оказывать и другие факторы. Во-первых, процесс травления может привести к появлению дефектов как на стенках диска, так и внутри него, что в результате приведёт к безызлучательной поверхностной рекомбинации и рекомбинации типа Шокли-Рида-Холла. Во-вторых, может наблюдаться нагрев небольшого микродиска, однако он может играть значительную роль при низких температурах, но кажется маловероятным при относительно высоких температурах.

Для того чтобы оценить вклад безызлучательных рекомбинационных процессов для микродиска и непроцессированного образца были получены температурные зависимости интенсивности интегральной ФЛ (Рисунок 2.17а). На графике приведены измерения для двух непроцессированных образцов с целью демонстрации флуктуации данной зависимости из-за флуктуации состава кадмия в КЯ. Видно, что в то время как при низкой температуре может наблюдаться некоторая разница в изменении интенсивности ФЛ в зависимости от температуры для микродиска и непроцессированных образцов, что может быть связано с вышеупомянутым нагревом образца, при температурах выше 130 К различия в температурном гашении ФЛ

находятся в пределах погрешности экспериментальных измерений и флуктуации состава [А4]. Это показывает, что ионное травление, которое используется при изготовлении микродисков не привело к увеличению числа безызлучательных каналов рекомбинации в них по сравнению с непроцессированными образцами.

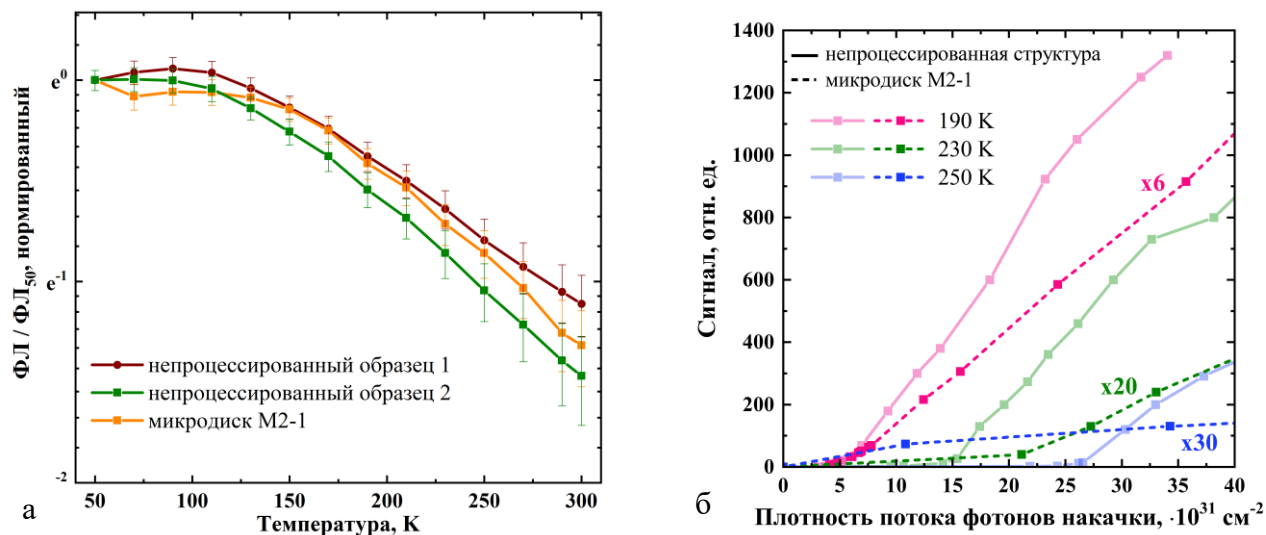


Рисунок 2.17 – а) Температурные зависимости интегральной фотолуминесценции микродискового лазера M2-1 и двух макроскопических непроцессированных образцов, полученных из одной ростовой пластины, нормированные на значение при 50 К. б) Зависимость интенсивности излучения от плотности потока фотонов накачки для непроцессированного образца и микродиска M2-1 при различных температурах. Множители показывают усиление сигнала микродиска, усиление сигнала непроцессированной структуры равно 1. Порог для микродиска при 250 К отсутствует, поскольку ЛИ наблюдалось лишь при определённом значении плотности мощности накачки (Рисунок 2.16б).

На рисунке 2.17б приведены зависимости мощности излучения образца, попадающего на детектор, от плотности потока фотонов накачки микродиска M2-1 и непроцессированной структуры при возбуждении идентичным расфокусированным пятном параметрического генератора света Solar. Сверхлинейный рост интенсивности эмиссии начинается при близких плотностях потока фотонов накачки для температур ниже 190 К. Отметим, что при низких температурах величина усиления среды в активной области резко растёт с увеличением концентрации неравновесных носителей заряда выше пороговой величины, соответствующей возникновению инверсии. Ввиду этого разница величины дифракционных потерь для микродиска M2-1 и непроцессированного образца не оказывает существенного влияния (в пределах погрешности измерений) на «пороговое» значение плотности потока фотонов накачки, соответствующее точке перехода зависимости к сверхлинейному росту сигнала на рисунке 2.17б.

С повышением температуры, когда из-за уменьшения времени жизни носителей требуемая для достижения инверсии интенсивность накачки превышает характерное значение в 50 кВт/см^2 (что соответствует плотности потока фотонов накачки $5,2 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2}$), коэффициент материального усиления при увеличении интенсивности накачки растёт значительно медленнее, а максимальная величина достижимого усиления ограничена сверху. Последнее связано с тем, что в условиях интенсивной накачки увеличение концентрации электрон-дырочных пар сопряжено с одновременным разогревом электронного газа, сдвигающим точку возникновения инверсии в сторону больших концентраций носителей. Подробно этот эффект исследован в работе [115]. Это приводит к тому, что при высоких температурах возникает значительная разница в структурах с различной величиной потерь, в том числе на вывод излучения, что в конечном итоге приводит к снижению рабочей температуры лазера по сравнению с температурой гашения СИ непроцессированного образца [А3].

Таким образом, совокупный анализ температурной зависимости ФЛ и пороговых значений мощности накачки непроцессированного образца и микродиска М2-1 при низких температурах показывают, что безызлучательные процессы в них практически не отличаются и не могут быть причиной изменения максимальной температуры генерации в процессированных и непроцессированных образцах. В этих условиях снижение максимальной температуры генерации в микродисках относительно исходной структуры связывается со значительными оптическими потерями на стенках мезоструктур.

Также известно, что величина оптических потерь зависит от размера микродискового резонатора. Так в работе [116] продемонстрировано, что потери увеличиваются при уменьшении диаметра микродиска. Для изучения влияния размера микродисков, сформированных методами лазерной литографии и ИТ на основе гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe , на их оптические свойства и были созданы одиночные микродиски М2-1, М2-2 и М2-3 (Рисунок 2.13).

Аналогично микродиску М2-1 для М2-2 и М2-3 были получены спектры ЛИ при оптической накачке. На рисунке 2.18 показаны спектры излучения для различных интенсивностей накачки для микродиска диаметром 40 мкм (М2-2) при температуре 180 К. Видно, что количество мод увеличивается с увеличением мощности накачки по мере преодоления пороговых значений для мод низкого порядка. Однако, в отличие от 50 мкм микродиска М2-1 ширина спектра усиления для микродисков диаметром 40 мкм (М2-2) и 20 мкм (М2-3) мала для того, чтобы в спектре присутствовали моды одинакового радиального порядка q и разных азимутальных порядков m , то есть ширина спектра меньше межмодового расстояния $\Delta\lambda$, рассчитанного с помощью выражения (2). Отмечу, что в спектре ЛИ М2-1 не наблюдались моды с $q = 1$ (Рисунок 2.15), несмотря на их высокую добротность.

Предположительно, это связано с незначительными дефектами на боковых стенках микродисков М2-1, которые приводят к увеличению потерь для мод, наиболее приближенных к ней. Аналогичные дефекты наблюдаются и в микродисках М2-2 и М2-3. Дефекты также могут привести к расщеплению мод [117], которое трудно предсказать количественно. Помимо этого, при низких температурах могут возникать МФП. Всё это затрудняет идентификацию модового состава в микродиске М2-1 при температурах меньше 230 К и в микродисках М2-2 и М2-3 во всём рабочем диапазоне температур этих лазеров. Также стоит отметить, что ширина линии ЛИ на полувывоте для микродисков М2-2 и М2-3 составляет 0,3 – 0,4 мэВ, что совпадает с шириной линии ЛИ на полувывоте микродиска М2-1.

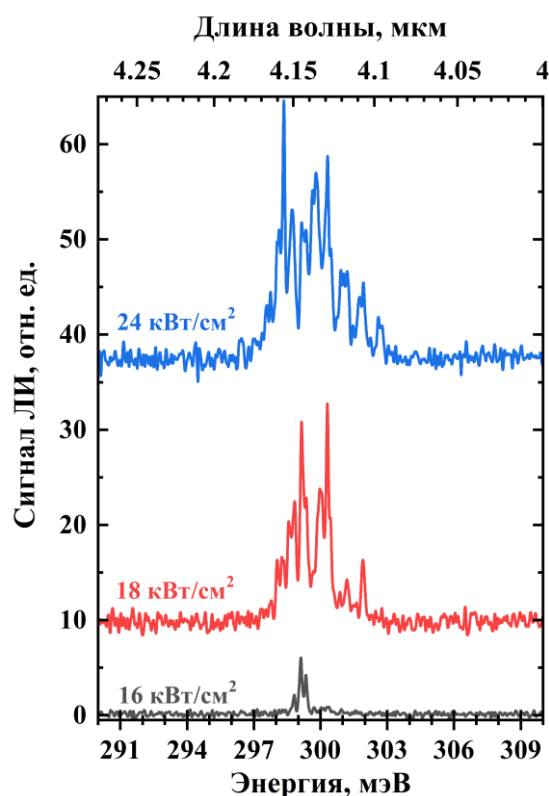


Рисунок 2.18 – Спектры лазерного излучения микродиска М2-2 при 180 К при разных плотностях мощности накачки. Спектральное разрешение 0,025 мэВ.

Характеристики ЛИ для микродисков диаметром 40 мкм и 20 мкм приведены в таблице 2.2. Для данных микродисков также были проведены температурные исследования интегральной ФЛ и измерены зависимости интенсивности сигнала от плотности мощности накачки. Пороговые значения плотности мощности накачки для ЛИ в микродисках и СИ для непроцессированных образцов из-за флуктуации состава отличаются максимум в 2 раза вплоть до 190 К (Таблица 2.2) и начинают сильно различаться только при приближении к максимальной температуре ЛИ. Вышеупомянутые результаты свидетельствуют о том, что безызлучательные процессы протекают более или менее аналогично во всех микродисках и в исходной структуре, а основной

причиной уменьшения температуры наблюдения ЛИ микродисков по отношению к максимальной температуре наблюдения СИ и ЛИ в микродисках меньшего диаметра являются оптические потери [А4].

Таблица 2.2 – Параметры микродисков (М) и непроцессированных образцов (НО) на основе гетероструктуры № 190422 HgCdTe/CdHgTe. Обозначение: № - номер образца, D – диаметр микродиска, T – максимальная температура наблюдения СИ для НО и ЛИ для М, I – пороговая плотность мощности при 190 К, P – интегральная (по поверхности образца) мощность накачки при 190 К.

№	D , мкм	T , К	I , кВт/см ²	P , Вт
НО1	-	270	25 ± 7	6200 ± 1600
НО2	-	270	50 ± 7	12000 ± 1600
М2-1	20	220	44 ± 8	$0,13 \pm 0,04$
М2-2	40	230	25 ± 6	$0,3 \pm 0,1$
М2-3	50	250	46 ± 6	$0,8 \pm 0,15$

Оптические потери в микродисковом резонаторе можно оценить, как

$$\alpha \approx \frac{2\pi n}{\lambda Q}, \quad (4)$$

где Q – добротность микродиска, n – эффективный показатель преломления, λ – длина волны излучения [118]. Данные потери возникают вследствие излучения в окружающее пространство (потери на вывод излучения) и определяются утеканием моды из неидеального резонатора, шероховатостью стенок резонатора, поверхностным поглощением [119] и поглощением в активной области [120].

Добротность лазера, связанная с искривлением резонатора от идеальной цилиндрической формы, экспоненциально зависит от размера микродиска: растёт с увеличением радиуса [118, 120] и является определяющей для микродисковых резонаторов малого размера. Для диапазона длин волн 3 – 5 мкм размер микродисков должен составлять единицы мкм, чтобы данные потери имели весомый вклад. Однако, размер исследуемых в данной работе микродисков десятки мкм, поэтому потери, связанные с утеканием моды, для исследуемых лазеров малы. Аналогично малый вклад дают поверхностное поглощение и поглощение в активной области гетероструктур с HgCdTe КЯ, так как в таких структурах наблюдается СИ.

Добротность, связанную с рассеянием на шероховатости боковой стенки микродиска, можно оценить, воспользовавшись выражением:

$$Q_{\text{шер}} \approx \frac{3}{16\pi^2} \frac{\lambda^3}{(n^2-1)} \frac{D/h}{L_C \sigma_R^2}, \quad (5)$$

где λ – длина волны излучения, D – диаметр микродиска, h – высота микродиска (глубина травления), L_C – корреляционная длина шероховатости, σ_R – среднееквадратичное значение высоты шероховатости [121]. Известно, что если размер шероховатости боковой поверхности микродиска составляет $\sim \lambda/5$, то происходит существенное ухудшение характеристик ЛИ вплоть до его отсутствия [122]. Величины длины и высоты шероховатости исследуемых микродисков можно определить с помощью СЭМ снимков краев микродисков и оценить, как $L_C = 1$ мкм, $\sigma_R = 50$ нм (Рисунок 2.19).

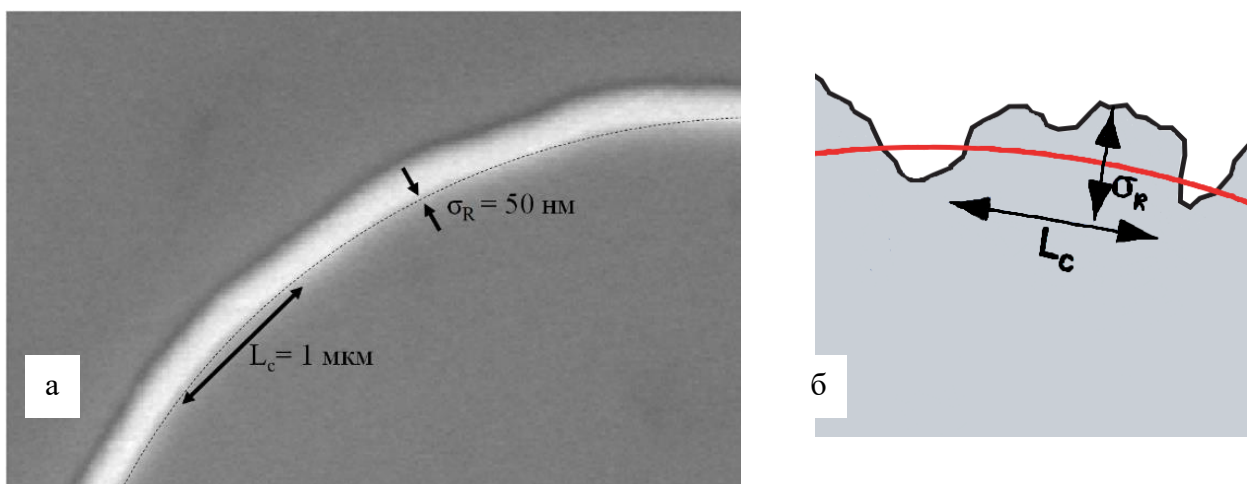


Рисунок 2.19 – Снимки края исследуемого микродискового резонатора, сделанные с помощью СЭМ (а) и схематичное обозначение корреляционной длины (L_C) и среднееквадратичного значения высоты шероховатости (σ_R) (б).

Добротность исследуемых микродисков составляет $(0,5 - 1) \cdot 10^3$ (Таблица 2.3) [A4], в то время как добротность микродисковых резонаторов на основе квантовых точек InAs/InGaAs и (Al,Ga)As/GaAs на порядок больше и варьируется от $5 \cdot 10^3$ до $3 \cdot 10^4$ [123]. Потери на вывод излучения, рассчитанные с помощью выражения (4), также представлены в таблице 2.3. Видно, что понижение потерь с увеличением диаметра микродиска приводит к повышению максимальной температуры наблюдения ЛИ (Таблица 2.2), не влияя на пороговое значение плотности мощности накачки при температурах ниже критической. Таким образом, оптические потери являются основной причиной понижения максимальной температуры наблюдения ЛИ по отношению к максимальной температуре наблюдения СИ непроцессированного образца и ЛИ в микродисках меньшего диаметра [A3, A4].

Таблица 2.3 – Добротность (Q) и оптические потери (α) для микродисков (М) на основе гетероструктуры HgCdTe/CdHgTe с различным диаметром (D).

№	D , мкм	Q	α , см ⁻¹
M2-3	20	540 ± 30	81 ± 6
M2-2	40	1200 ± 100	37 ± 3
M2-1	50	1360 ± 150	32 ± 3

Из таблицы 2.2 также видно, что если полученную для исследуемых микродисков пороговую мощность накачки сфокусировать только непосредственно на поверхность микродиска, то получится, что при уменьшении диаметра микродиска уменьшается интегральная мощность накачки P . Тогда получается, что для многоступенчатого охлаждения Пельтье будет достаточно лазера с накачкой мощностью в ватт [124] при диаметре резонатора менее 50 мкм. Так как в одной КЯ поглощается около 0,5 % излучения накачки, то, следовательно, пороговая плотность мощности оптической накачки 50 кВт/см² при 190 К соответствует пороговой плотности токовой накачки 500 А/см². В результате для электрической накачки можно ожидать пороговых токов ~ 1 кА/см² при охлаждении Пельтье, что соответствует уровню современных ККЛ.

Таким образом, с помощью фотолитографии и ионного травления на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe можно формировать микродисковые лазеры, генерирующие на модах шепчущей галереи в диапазоне окна прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм при термоэлектрическом охлаждении многоступенчатыми элементами Пельтье. Максимальная температура лазерного излучения ограничивается оптическими потерями, связанными с шероховатостью боковых стенок резонатора, и уменьшается при уменьшении диаметра микродиска [A2, A3, A4].

Также стоит отметить, что микродиски, сформированные методами масочной и безмасочной литографии, то есть серии M1 и M2 (Таблица 2.1), отличались не только наличием мод в спектре, но и максимальной температурой наблюдения ЛИ, и пороговой плотностью мощности накачки. Первое, по-видимому, связано с разной добротностью лазеров. Дело в том, что микродиски серии M1 были вытравлены на глубину около 4 мкм, в то время как микродиски серии M2 имели высоту 1,5 мкм. Как будет показано в главе 3, увеличение глубины травления на величину больше 3 мкм приводит к образованию дефектов, что ухудшает оптические свойства микродисков вплоть до полного гашения ЛИ. По СЭМ-снимкам также видно, что диски серии M1 имеют больше дефектов, чем диски серии M2 (Рисунок 2.8 и 2.13). Второе – отличие температуры гашения ЛИ – можно объяснить девиацией состава по образцу. При 10 К длина волны излучения микродисков M1 больше, чем в микродисках M2 (Таблица 2.1), что указывает

на меньшее содержание кадмия в КЯ. Ранее было показано, что величина пороговой энергии безызлучательной оже-рекомбинации связана с положением боковых максимумов [56], которое определяется составом кадмия в КЯ и её шириной, и максимальной температурой наблюдения СИ: чем выше пороговая энергия оже-процесса, тем выше температура, до которой будет наблюдаться СИ. Так как край ЛИ М1 более длинноволновый, то содержание кадмия в КЯ меньше, а значит, пороговая энергия оже-рекомбинации больше. Следовательно, максимальная температура генерации может быть немного больше, чем у микродисков серии М2. Однако не смотря на различие «красной границы» микродисков серии М1 и приведённого непроцессированного образца, максимальная температура наблюдения ЛИ, по-видимому, будет меньше, чем у непроцессированного образца при одной и той же длине волны накачки. Плотность мощности накачки была уменьшена в М1 по сравнению с непроцессированным образцом во всём диапазоне температур, в то время как в микродисках М2 плотность мощности осталась такой же вплоть до 190 К и выросла при большей температуре. Скорее всего такое различие связано с тем, что использовались разные методы литографии при формировании микродисков.

Так как микродиски серии М2 показали наиболее хороший результат по наблюдению ЛИ, а для создания микродисков методом масочной литографии требовалось создание шаблонов, что затрудняло исследование, то в дальнейшем остальные исследуемые в данной работе микродиски были сформированы с помощью лазерной (безмасочной) литографии.

Отдельно хотелось бы обратить внимание на то, что помимо микродисков были сформированы и торцевые гребенчатые лазеры с помощью методов лазерной литографии и ИТ (Рисунок 2.4). В торцевых гребенчатых лазерах МФП возникают, если стенки резонатора на краю гребня действуют как зеркала, то есть отражают назад излучение, распространяющееся по волноводу. Для наклонной стенки обратное отражение света значительно подавляется, что приводит к низкой добротности. По-видимому, именно по этой причине в спектрах излучения в диапазоне длин волн 3 – 5 мкм не наблюдалось ярко выраженной модовой картины, в том числе и для гребней с малой глубиной травления (Рисунок 2.20). Широко известно, что иногда стенки гребня намеренно делают не вертикальными, чтобы подавить ЛИ и получить суперлюминесценцию [125]. Внутри микродиска излучение «распространяется» вдоль боковой стенки под скользящим углом. В этом отношении добротность МШГ зависит от эффекта полного внутреннего отражения, а не от наклона боковой стенки. Для МШГ шероховатость стенок играет большую роль в добротности, чем их наклон. Наклон стенок только смещает МШГ от края микродиска к центру. Фактически, наклон боковых стенок изолирует моду от поверхности стенок и тем самым может способствовать уменьшению рассеяния [126].

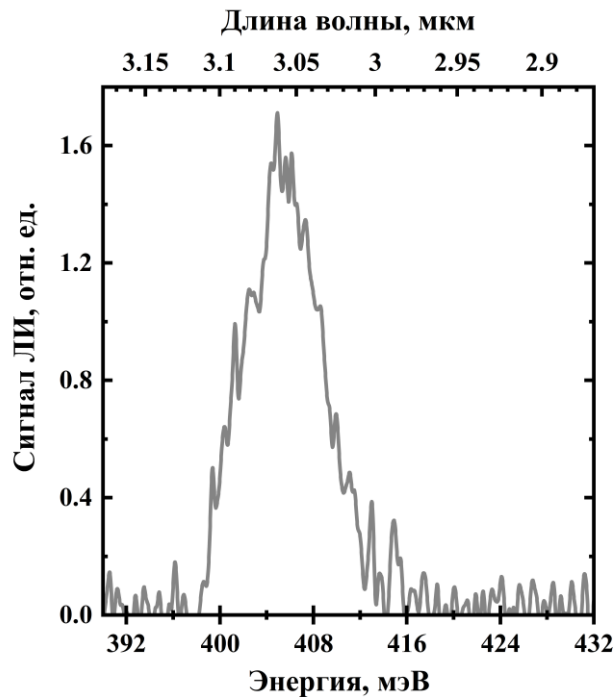


Рисунок 2.20 – Спектр лазерного излучения гребенчатого лазера на основе волноводной гетероструктуры с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe при 100 К. Спектральное разрешение – 0,25 мэВ.

Боковые стенки микродисковых резонаторов серии М2, служащие зеркалами, не перпендикулярны их поверхности, а ориентированы под углом $78^\circ - 80^\circ$ и не являются идеально гладкими. Однако шероховатость граничной поверхности соотносится с длиной волны излучения как 1:100, позволяя модам «воспринимать» эту поверхность как зеркало. Предполагается, что отражающие свойства стенок диска могут быть улучшены за счёт использования металлических масок, которые улучшают вертикальную ориентацию стенки микродиска. Этим исследованиям и посвящён следующий параграф.

2.6 Оптические свойства лазерных микродисков с квантовыми ямами HgCdTe, сформированных с помощью различных масок

Интерес к получению микродисковых лазеров на основе гетероструктур с HgCdTe КЯ с помощью ФЛГ, где в качестве маски будет выступать металл, обусловлен не только возможностью улучшения «вертикальности» стенок мезоструктур, но и возможностью увеличения глубины травления. Как уже было сказано в параграфе 2.3 для создания мезоструктур в длинноволновой области спектра требуется травление на глубину до 10 мкм из-за большей толщины волноводного слоя по сравнению с коротковолновыми структурами, а селективность травления ФР составляет не больше 1,5, поэтому в том числе для повышения селективности

травления были использованы металлические маски. Все металлы наносились на поверхность исследуемых структур с помощью магнетронного напыления.

Одними из стандартных металлических масок, которые используют при литографии, являются титан (Ti) [127] и никель (Ni), поэтому они были использованы в первых экспериментах с металлическими масками. Оказалось, что маска из Ti имеет сильную адгезию к структуре на основе HgCdTe. При осуществлении этапа снятия Ti вне области будущей мезы при взрывной литографии (Рисунок 2.5, этап 6) происходило разрушение структуры в том месте, где должна была находится меза. При успешном проведении взрывной литографии сложность с титановой маской возникала также в процессе ИТ (на некоторых образцах часть маски «отсоединялась» от поверхности) и в процессе удаления излишков маски (почти все мезы были частично или полностью разрушены) (Рисунок 2.21а). Вследствие этого в дальнейшем Ti в качестве маски не использовали.

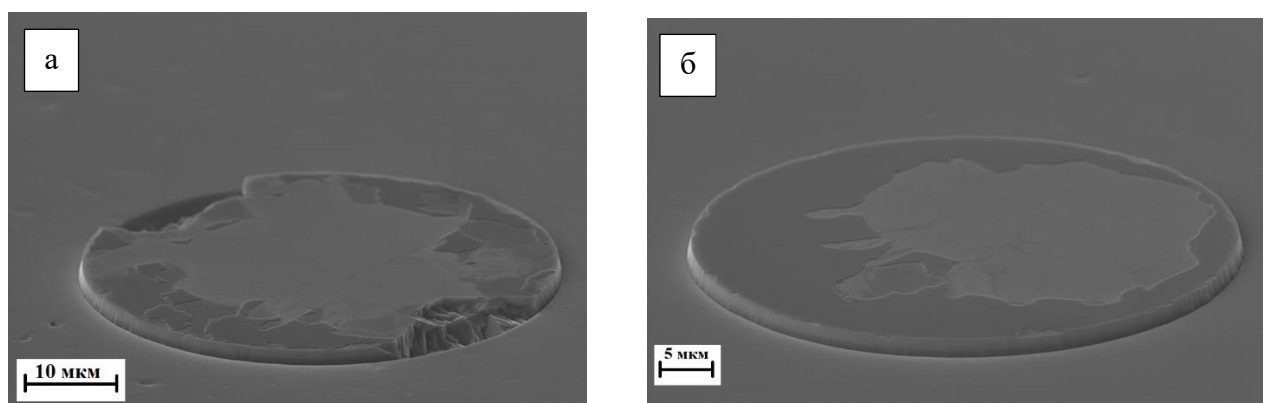


Рисунок 2.21 – СЭМ изображение мезаструктуры, при формировании которой в процессе взрывной литографии использовалась маски из Ti (а) и Ni (б).

Аналогичная картина наблюдалась и при использовании Ni (Рисунок 2.21б). Он также имел хорошую адгезию к HgCdTe, но она была немного меньше в отличие от Ti. Из-за высокой адгезии Ti и Ni возможность их удаления химическим путем ограничена, и в результате примерно в 75 % случаев происходит разрушение мезаструктуры [A1].

Следующим металлом стал ванадий (V). Сама по себе ванадиевая маска имеет плохую адгезию к HgCdTe, однако он может быть относительно легко удалён химически с помощью раствора пероксида водорода H_2O_2 . Поэтому V был использован в качестве вспомогательного слоя на поверхности маски из Ni. В результате использовалась парная маска Ni/V, где скорость травления Ni составляет 4 нм/мин, а V - 1 нм/мин. В результате первого эксперимента никелевая маска, толщиной около 50 нм, осталась на микродиске (Рисунок 2.22а, б), однако это не помешало

наблюдать ЛИ из таких структур вплоть до 170 К. При этом угол наклона боковой стенки к поверхности структуры составил 75° в образце с оставшейся никелевой маской. После проведения спектроскопических измерений происходил процесс «доснятия» Ni маски с помощью ионного травления. Как видно на рисунке 2.22в дополнительное ИТ привело к «копированию» царапин, дефектов на маске в образце 1 на поверхность образца 2, что могло увеличить эффективность безызлучательной рекомбинации и послужить причиной понижения температуры. Действительно, предельная температура генерации ЛИ упала до 60 К (Рисунок 2.23). Однако угол наклона стенок мезоструктуры вырос до 83° . Поэтому для последующих мез рассчитывалось точное значение толщины маски, необходимое для проведения процесса ионного травления на необходимую глубину, чтобы минимизировать появление дополнительных царапин и дефектов.

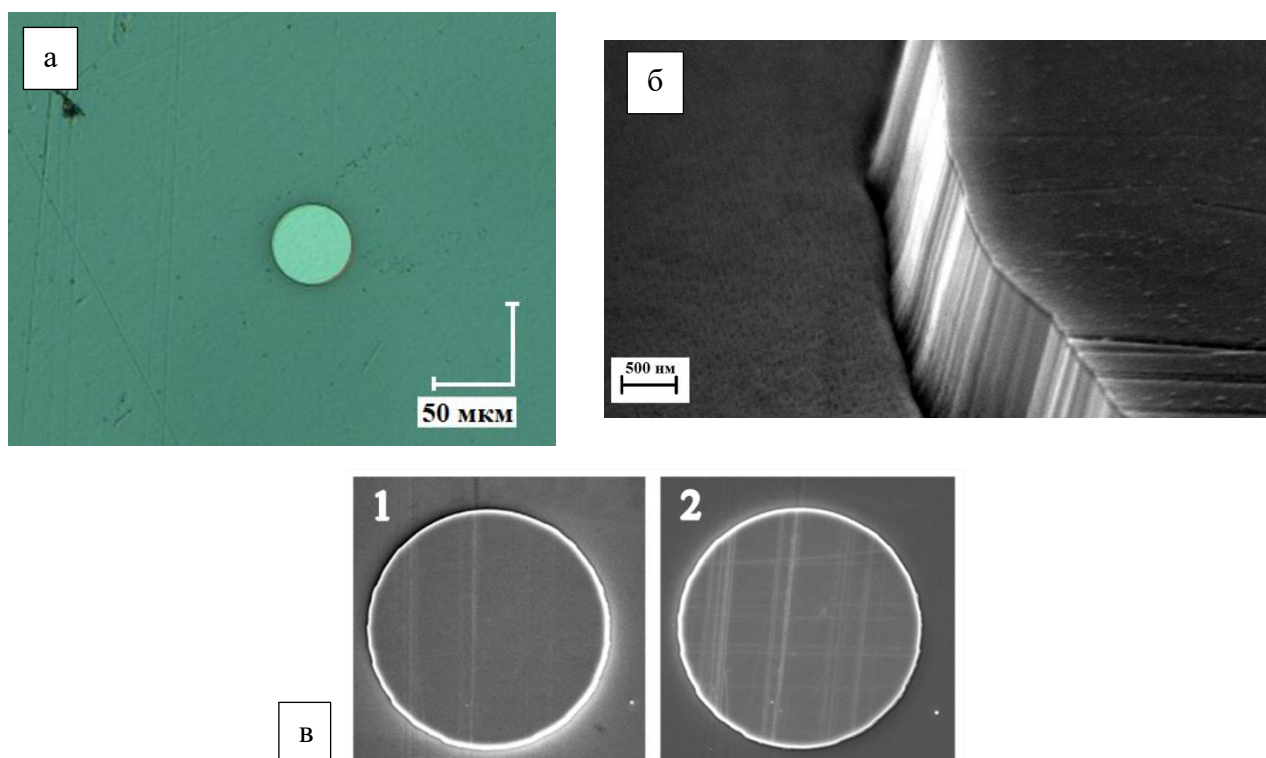
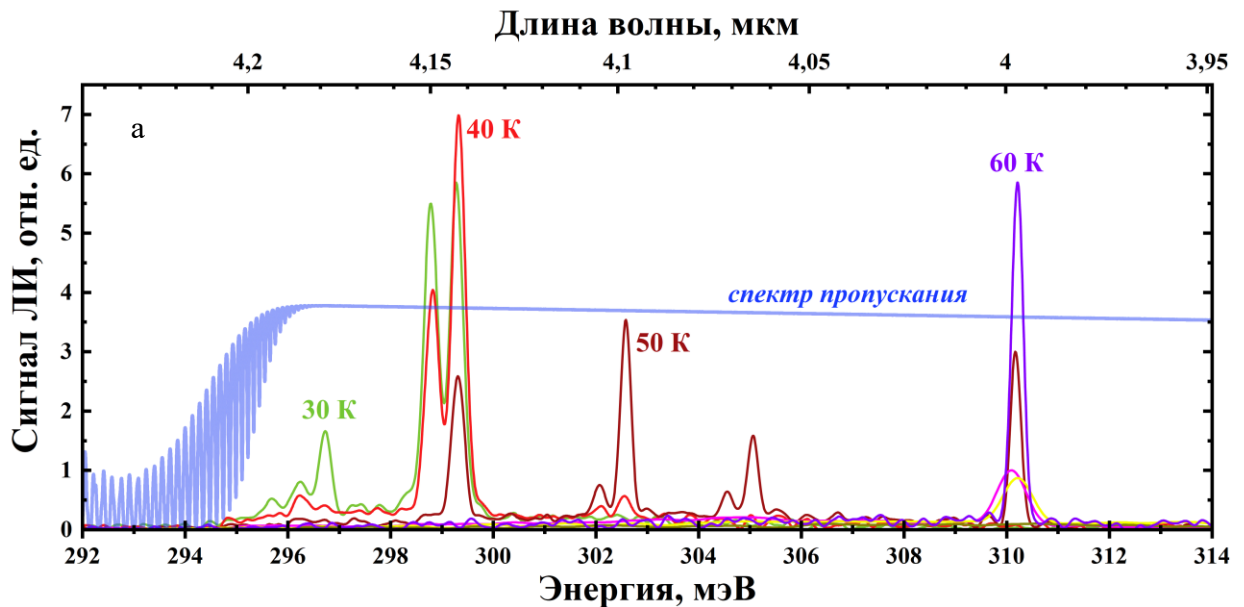


Рисунок 2.22 – Микродиск на основе гетероструктуры HgCdTe с квантовыми ямами, при формировании которого использовалась Ni/V маска: а) ОМ снимок, на котором различие цвета поверхности микродиска от остальной поверхности показывает наличие Ni маски; б) СЭМ снимок боковой поверхности; в) СЭМ снимки микродиска с Ni маской (1) и после снятия Ni маски (2).

Стоит отметить, что микродиск, при формировании которого использовалась маска Ni/V, создан из той же структуры № 190422, что и микродиски серии M1 и M2, при лазерной литографии которых в качестве маски использовался фоторезист, и обозначен в работе как M3-

1. Конечная глубина травления микродиска МЗ-1 составила 1,7 мкм, а диаметр – 50 мкм (Таблица 2.1). Спектры ЛИ МЗ-1 приведены на рисунке 2.23. Видно, что при увеличении температуры, моды шепчущей галереи как бы «перемещаются» вверх по энергии, что связано со сдвигом спектра усиления в коротковолновую область из-за увеличения ширины запрещённой зоны. При этом при 60 К на длине волны 4 мкм в этом микродиске наблюдается одномодовая генерация [А1]. При изменении мощности накачки при 60 К линия не смещается, а лишь изменяет интенсивность, демонстрируя сверхлинейный рост от мощности накачки, характерный для ЛИ, и гашение, которое, либо связано с разогревом носителей, либо с разогревом структуры (Рисунок 2.23б). При повышении температуры до 65 К линия ЛИ на длине волны 4 мкм не сдвигается, однако под ней появляется широкий сигнал спонтанной ФЛ, что указывает на гашении вынужденного излучения и увеличение эффективности безызлучательных процессов. При повышении температуры до 70 К ЛИ исчезает и остаётся только ФЛ (Рисунок 2.23в).



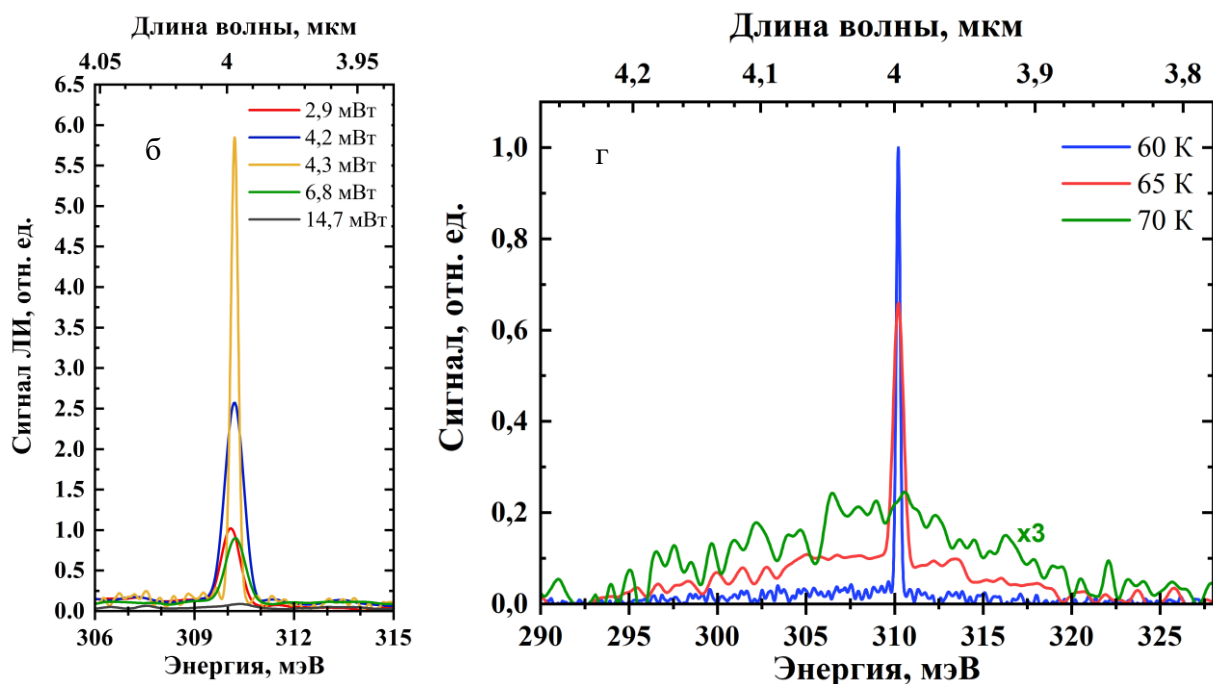


Рисунок 2.23 – Спектры лазерного излучения микродиска МЗ-1: а) при различных температурах, б) при 60 К и различной мощности накачки. в) Спектры излучения, демонстрирующие переход от лазерного излучения к фотолюминесценции при повышении температуры от 60 К до 70 К при плотности мощности накачки 84 кВт/см². Спектр при 70 К увеличен в трое.

Разрешение для всех спектров лазерного излучения составляет 0,12 мэВ, для спектров при 65 К и 70 К на (в) – 0,5 мэВ. Также на (а) приведён спектр пропускания.

Также стоит отметить, что на спектре ЛИ микродиска МЗ-1 моды расположены парами, что похоже на расщепление мод из-за дефектов [117]. Действительно, если рассмотреть боковую стенку микродиска МЗ-1 с помощью СЭМ (Рисунок 2.22б), то видна периодическая структура дефектов. Эффект «ребристости» возникает из-за использования металлической маски. Дело в том, что при формировании рисунка будущей мезы в процессе литографии используется лазерный луч, который имеет незначительный люфт. В случае ФР, используемого при формировании микродисков серии М2, в процессе ФЛГ фоторезист немного разрушается (плавится), поэтому боковые стенки мез становятся более гладкие. В случае металлических масок такого не происходит, так как металлическая маска более жёсткая, поэтому рисунок с учётом люфта чётко сохраняется и «копируется» на боковые стенки. Оценить величину расщепления можно с помощью выражения

$$\Delta\lambda_{\text{рас}} \approx \frac{4\lambda\sqrt{L_c}\sigma_R}{\pi^4 D^2}, \quad (6)$$

где λ – длина волны излучения, D – диаметр микродиска, L_C – корреляционная длина шероховатости, σ_R – среднее квадратичное значение высоты шероховатости [117]. Теоретическое значение модового расщепления для микродиска МЗ-1 при $L_C = 2$ мкм и $\sigma_R = 150$ нм составляет 0,0074 мкм, в то время как экспериментальное значение между модами-парами варьируется от 0,0067 до 0,008 мкм, что с учётом разрешения хорошо согласуется. Также совпадает теоретическое и экспериментальное значение межмодового расстояния $\Delta\lambda = 0,039$ мкм, которое можно рассчитать с помощью выражения (2).

Помимо уменьшения максимальной температуры генерации ЛИ в микродиске МЗ-1 до 60 К по сравнению с микродиском М2-1 (250 К) и непроцессированным образцом (270 К), наблюдалось увеличение пороговой плотности мощности накачки. Так при 30 К для МЗ-1 для наблюдения ЛИ требовалось (26 ± 2) кВт/см², в то время как для М2-1 – (10 ± 2) кВт/см². Таким образом, сравнивая микродиски М2-1 и МЗ-1, можно сделать вывод, что металлическую маску из Ni/V можно использовать для процессинга мезоструктур на основе гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe, однако необходимо заранее рассчитывать толщину маски, чтобы не требовалось проводить дополнительное ионное травление.

Ещё одним материалом, рассматриваемом в качестве маски в процессе формирования мез, был алюминий (Al). Несмотря на его высокий уровень адгезии к поверхности структур на основе HgCdTe, преимуществом маски из Al по сравнению с масками из Ni и Ti является возможность её удаления с помощью раствора щёлочи. На рисунке 2.24 на СЭМ-изображениях хорошо заметны дефекты в виде углублений и зёрен на поверхности микродисков, однако это не мешало наблюдать ЛИ. Также не смотря на дефекты при использовании алюминиевой маски максимальная температура генерации ЛИ падает лишь на 30 – 40 К относительно таковой для непроцессированного образца. По сравнению с микродисками на ФР, в микродисках на алюминии максимальная температура немного ниже (на 10 – 20 К), а пороговая плотность мощности незначительно возрастает. Угол наклона боковой стенки варьируется от 77° до 83°.

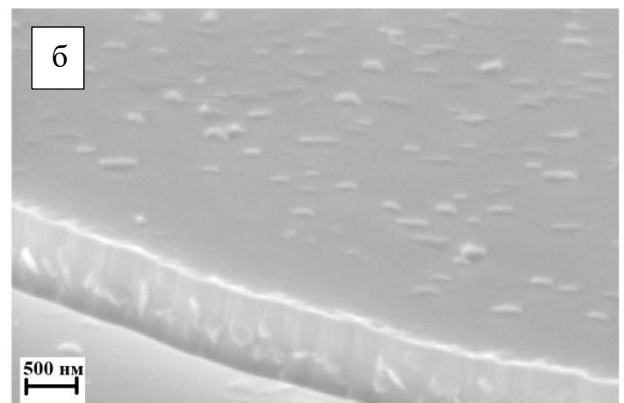
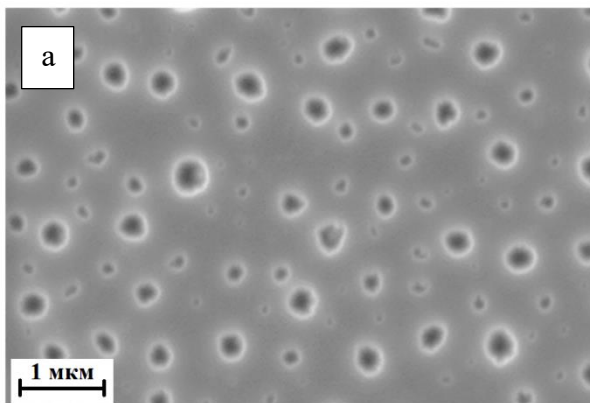


Рисунок 2.24 – СЭМ-снимки поверхности мезаструктур на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe, при формировании которых в качестве маски использовался алюминий: а) углубления, б) зёрна.

Также с помощью Al маски был сформирован кольцевой резонатор с внешним диаметром 40 мкм и внутренним диаметром 20 мкм на структуре № 170201 (Рисунок 2.25а, б, в), в которой наблюдалось СИ при комнатной температуре. Глубина травления составила около 1 мкм, что соответствует стравливанию до буферного слоя CdTe вне области микрокольца. Несмотря на то, что площадь поверхности боковых стенок в микрокольцевых резонаторах значительно больше, чем в микродисковых, в результате было получено ЛИ на МШГ (Рисунок 2.25г), что косвенно указывает на слабую роль поверхностной рекомбинации на боковых стенках мезаструктуры. Однако максимальная температура наблюдения ЛИ оказалась ниже на 70 К по сравнению с непроцессированным образцом и составила 230 К, а пороговая плотность мощности возросла в два раза с 200 кВт/см² у непроцессированного образца до 418 кВт/см² у микрокольца, что указывает на большие потери по сравнению с микродисками, которые, по-видимому, возникают из-за формирования внутренней стенки. Углы наклона внешней и внутренней стенок, соответственно, были 80° – 83° и 77° – 79° [A1].

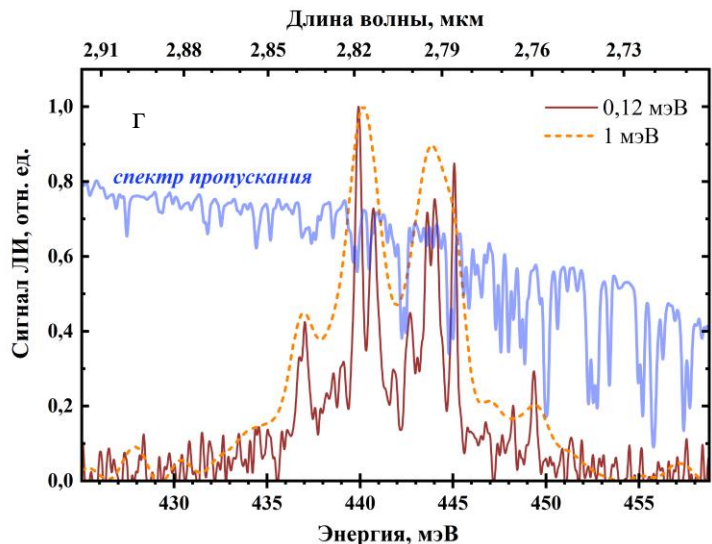
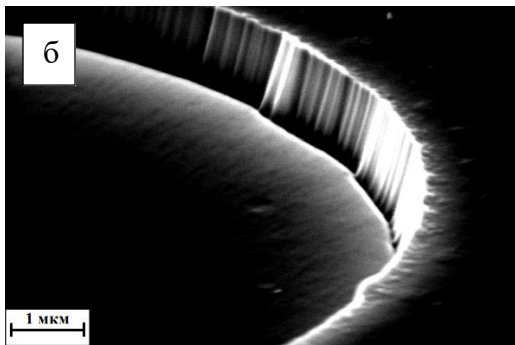
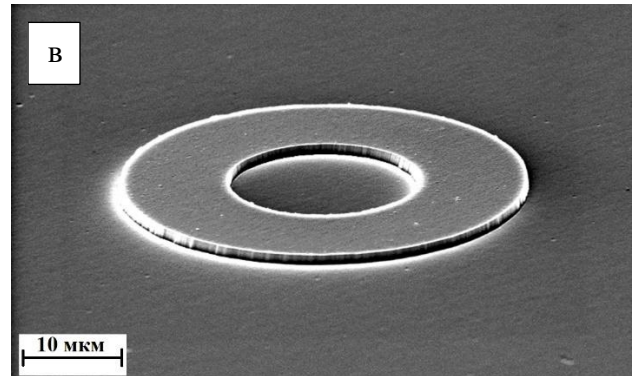
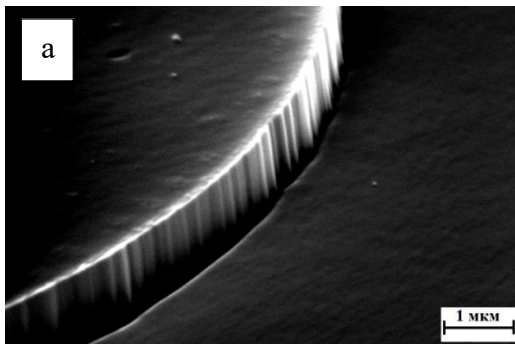


Рисунок 2.25 – Кольцевой резонатор, сформированный с помощью взрывной литографии (маска – Al) и ионного травления. СЭМ-снимки: а) внешней боковой стенки, б) внутренней боковой стенки, в) всего микрокольца. г) Спектры лазерного излучения (нормированные на максимум сигнала) при 210 К с разным спектральным разрешением и спектр пропускания со спектральным разрешением 0,12 мЭВ.

Таким образом, металлические маски из Ni/V и Al подходят в качестве масок при проведении взрывной литографии и ионного травления для формирования мезоструктур на основе волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe. Применение данных масок привело к небольшому улучшению вертикальности стенок: при использовании фоторезиста наклон боковых стенок составляет $78^\circ - 80^\circ$, а в случае металла – $80^\circ - 83^\circ$. Проведение процессинга структур с металлическими масками немного ухудшило оптические свойства микродисковых резонаторов, однако на данном этапе исследований они показали достаточно хорошие результаты. Поэтому для получения мезоструктур с наилучшими характеристиками в окне прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм в качестве маски лучше подходит фоторезист, а для длинноволновых структур лучше использовать металлические маски. Также для всех металлических масок пока остаётся открытым вопрос, как процесс магнетронного нанесения металла действует на оптические свойства мез. Однако данное исследование требовало проведения дополнительных процессов и выходило за рамки данной диссертационной работы, так как на данном этапе ставилась цель найти маски, пригодные для процессинга мез на основе гетероструктур с HgCdTe КЯ, поэтому далее эта тема не рассматривалась.

2.7 Заключение

В данном разделе были представлены впервые проведённые исследования свойств микродисковых лазеров, сформированных методами фотолитографии и ионного травления на основе волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe, излучающих в окне прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм.

Показано, что методы фотолитографии и ионного травления пригодны для создания мезоструктур на основе волноводных гетероструктур с HgCdTe КЯ. При этом в качестве масок могут выступать фоторезист и металлические маски из никеля/ванадия и алюминия. Оптические свойства микродисков, сформированных с помощью металлов, немного хуже в сравнении с микродисками, сформированными с помощью фоторезиста, что, по-видимому, связано с не до конца отработанной технологией нанесения металлов. Наиболее пригодной для формирования мез и наблюдения в них лазерного излучения на модах шепчущей галереи оказалась лазерная

литография, а не масочная литография, сложность которой состояла в том числе в необходимости создания фотошаблонов. Также при отработке технологии процессинга было установлено, что важным фактором проведения успешного травления является цикличность. Экспериментально было установлено, что необходимо осуществлять циклическое ионное травление в течение не более 3 минут с перерывами для остывания в атмосфере аргона. Последующее травление может быть начато уже спустя минуту после предыдущего.

Одним из главных результатов данной главы является первая демонстрация лазерного излучения микродисковых резонаторов, сформированных на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe , в диапазоне длин волн окна прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм на модах шепчущей галереи при температурах, достижимых с помощью многокаскадных элементов Пельтье. Во-первых, было показано, что основной причиной уменьшения максимальной температуры наблюдения лазерного излучения в микродисках по сравнению с максимальной температурой наблюдения стимулированного излучения в непротравленном образце являются оптические потери, а именно, потери на вывод излучения на шероховатостях. Причём данные потери возрастают от 32 до 81 см^{-1} с уменьшением диаметра микродисков от 50 до 20 мкм. При этом добротность микродисков на основе структур с HgCdTe квантовыми ямами составила $(0,5 - 1) \cdot 10^3$, что на порядок меньше известных микродисковых лазеров на основе полупроводников группы A^3B^5 . Во-вторых, была продемонстрирована одномодовая генерация при криогенной температуре в микродисковом HgCdTe лазере, при формировании которого использовалась маска из никеля/ванадия. В-третьи, интегральная мощность накачки для всех исследуемых в этой главе микродисковых лазеров составила не более одного ватта, что при условии поглощения в квантовой яме излучения накачки около 0,5 % соответствует пороговой плотности токовой накачки $\sim 1 \text{ кА/см}^2$. Это ещё раз доказывает возможность конкурентоспособности лазеров на основе HgCdTe перед современными квантовыми каскадными лазерами.

Также помимо микродисков в главе был представлен кольцевой резонатор, генерирующий вплоть до 230 К на модах шепчущей галереи. Несмотря на большую по сравнению с микродисками боковую поверхность, оптические свойства микрокольца ухудшились незначительно, что также демонстрирует возможность создания более сложных конструкций и дизайнов лазеров на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe методами фотолитографии и ионного травления.

Несомненно, создание микролазеров, работающих при термоэлектрическом охлаждении и обладающих возможностью перестройки длины волны с температурой, позволяет повысить конкурентоспособность источников на основе HgCdTe в диапазоне 3 – 5 мкм и предложить

альтернативу не доступным в России межзонным каскадным лазерам и лазерам на основе GaSb для задач, где требуется большая перестройка по длине волны.

Глава 3. Стимулированное излучение в структурах с HgCdTe квантовыми ямами в диапазоне длин волн 14 – 24 мкм при квазинепрерывной оптической накачке

3.1 Введение

Вся средняя инфракрасная (ИК) область спектра покрыта различными линиями поглощения молекул и атомов веществ и газов. В диапазоне длин волн 20 – 50 мкм до сих пор существует большая потребность в источниках излучения для спектроскопических приложений. В этот диапазон попадают, например, линии поглощения галоген-содержащих органических соединений [6] и водяного пара [8]. Для обеспечения безопасности окружающей среды и человека необходимо проводить тщательные измерения спектров поглощения и анализ нефтепродуктов [7]. В астрофизике существуют задачи, ориентированные на исследование тонкой структуры линий вращательных и колебательных переходов различных молекул [128, 129].

На данный момент для исследований в этом диапазоне применяют в основном газовые лазеры. Однако они имеют два больших недостатка: во-первых, они работают лишь на отдельных длинах волн, во-вторых, имеют большой размер, что в случае необходимости проведения спектроскопии на различных местах будет затруднять быструю транспортировку.

Среди полупроводниковых лазеров так же, как и в окне прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм, наилучшими характеристиками обладают квантовые каскадные лазеры (ККЛ). Однако данные лазеры покрывают диапазон длин волн 3 – 20 мкм и выше 50 мкм вплоть до 340 мкм. Из-за высоких требований к технологии роста, эти лазеры традиционно изготавливаются на основе соединений GaAs и InP, что приводит к сложностям при продвижении в диапазон длин волн 20 – 50 мкм – полосы остаточных лучей и двухфононного поглощения в этих материалах. Из-за фононного поглощения возникают проблемы и в ККЛ на основе InAs/AlSb. В таких лазерах наибольшая длина волны составила здесь около 25 мкм [130]. Наибольшая длина волны среднего ИК-диапазона, соответствующая минимуму решёточного поглощения, составляет ~ 28 мкм [13]. Также известна конференционная публикация о ККЛ, которые подходят к «проблемному» спектральному диапазону с длинноволновой стороны: для системы GaN/AlGaN рабочая длина волны составила ~ 40 мкм (7 ТГц) [14], однако эта работа не получила дальнейшего развития. В результате в настоящее время не существует ККЛ доступных в спектральном диапазоне 28 – 50 мкм, диапазон от 20 мкм до 28 мкм перекрыт ими лишь частично.

Единственными известными полупроводниковыми лазерами в интервале между средним ИК-диапазоном и дальним ИК-диапазоном, недоступном ККЛ, являются межзонные лазеры на основе PbSnSe и PbSnTe, в которых безызлучательная оже-рекомбинация подавлена за счёт гиперболического закона дисперсии носителей [16]. Из-за высокой остаточной концентрации носителей (не ниже 10^{17} см^{-3}), данные лазеры работают только в импульсном режиме и при криогенной температуре, а наибольшая рабочая длина волны халькогенидов свинца-олова в разных научных группах составила 46 мкм [17, 18] и 50 мкм [19]. При этом характерная выходная мощность (в импульсе) составляла доли микроватта.

Диапазон длин волн 20 – 50 мкм могли бы охватить межзонные лазеры на основе волноводных гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) HgCdTe (КРТ). В параграфе 1.2 было показано, что данные структуры обладают квазигиперболическим законом дисперсии носителей, что позволяет частично или полностью подавить безызлучательную оже-рекомбинацию. Демонстрация стимулированного излучения (СИ) на длине волны 31 мкм [33], которая недоступна современным ККЛ, несомненно показывает перспективность гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe. Помимо этого, данные структуры имеют малое рассогласование решёток (около 0,3 %), что в совокупности с отработанной технологией роста позволяет выращивать качественные структуры, что подтверждают, в частности, исследования энергии Урбаха [28]. Также в отличие от соединений халькогенидов свинца-олова, остаточная концентрация носителей в структурах КРТ на три-четыре порядка меньше.

Данная глава посвящена исследованию возможности получения стимулированного излучения и анализу его характеристик при непрерывной оптической накачке в длинноволновом диапазоне. В параграфе 3.2 показаны ранее полученные результаты по наблюдению СИ в гетероструктурах с КРТ КЯ при импульсной оптической накачке на длинах волн более 10 мкм и при непрерывной оптической накачке с длиной волны 0,9 мкм в диапазоне длин волн 10 – 14 мкм. Далее в параграфе 3.3 приведены параметры исследуемых структур. В следующих параграфах 3.4 и 3.5 представлены спектры и параметры СИ при квазинепрерывной оптической накачке, а также проводится сравнение теоретического и экспериментального значений времён жизни носителей в структурах с множественными и одиночными КЯ. Основные результаты данной главы сформулированы в параграфе 3.6 «Заключение».

3.2 Предшествующие исследования стимулированного излучения волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в длинноволновом инфракрасном диапазоне

Гетероструктуры с КЯ HgCdTe исследуются уже на протяжении нескольких десятилетий, в том числе и в исследовательской группе д.ф.-м.н. С. В. Морозова – научного руководителя автора данной диссертации. В последние годы было продемонстрировано СИ при импульсной оптической накачке в КРТ волноводных гетероструктурах с КЯ в диапазоне длин волн 10 – 31 мкм (Рисунок 3.1а) [131, 40, 33]. Также максимальная температура наблюдения СИ выросла: для структуры с длиной волны 10 мкм при 8 К максимальная температура гашения СИ выросла до 175 К [132], а для структуры с длиной волны 23 мкм при 8 К – до 110 К [60] (Рисунок 3.1б, в).

Такие результаты удалось достигнуть благодаря детальному исследованию механизмов рекомбинации и зонного спектра в гетероструктурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe. В ранее исследуемых структурах основной «фокус» был направлен на изучение безызлучательной пороговой оже-рекомбинации. В работах [27, 56, 58, 133] было показано, что пороговая энергия оже-рекомбинации коррелирует с положением боковых максимумов первой подзоны валентной зоны: чем ниже по энергии боковые максимумы, тем выше пороговая энергия оже-процесса. Для того, чтобы пороговая энергия была максимальной необходимо выращивать структуры с узкими и «чистыми» HgTe КЯ, то есть кадмий в таких КЯ отсутствует. Повышение пороговой энергии оже-рекомбинации приводит к повышению максимальной температуры наблюдения СИ, а также к понижению пороговой плотности мощности накачки и к меньшему разогреву носителей. Именно в структурах с меньшим содержанием кадмия в КЯ были достигнуты максимальные температуры наблюдения СИ, упомянутые выше (Рисунок 3.1б, в).

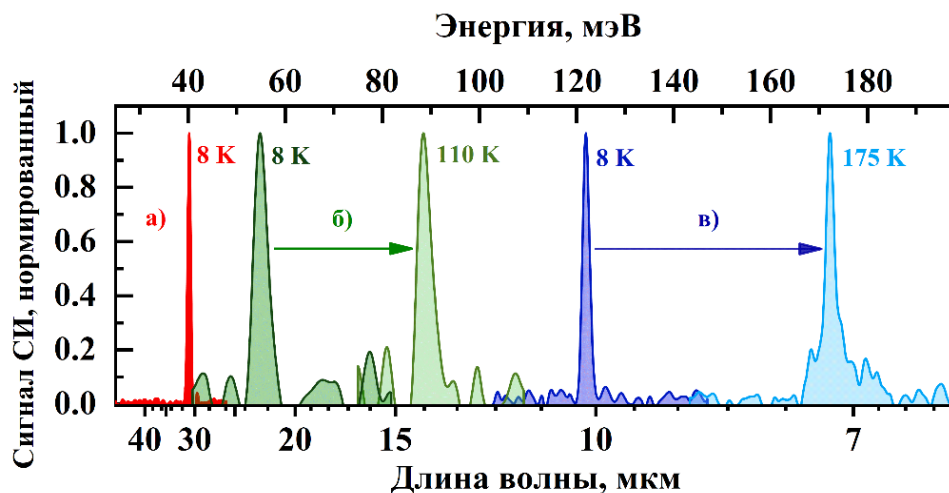


Рисунок 3.1 – Спектры стимулированного излучения волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe при импульсной оптической накачке при разных температурах в длинноволновом диапазоне: а) 31 мкм, б) 23 – 14 мкм, в) 10 – 7 мкм.

Помимо улучшения характеристик СИ за счёт оптимизации параметров квантовой ямы, приводящей к оптимизации закона дисперсии носителей, данные улучшения можно достигнуть

за счёт количества КЯ и модернизации конструкции структуры: подложки и толщины буферного слоя CdTe.

В работе [134] было показано, что 15 – 30 КЯ является оптимальным числом для волноводных гетероструктур на основе HgCdTe, так как, с одной стороны, технологически сложно разместить больше 30 КЯ в пучности электрического поля фундаментальной TE₀-моды, с другой стороны, структуры с большим числом КЯ не будут иметь выигрыша в характеристиках СИ.

Модернизация конструкции исследуемых гетероструктур с HgCdTe КЯ приводит к снижению отношения внутренних потерь ($\alpha_{внут}$) к фактору оптического ограничения (Γ) и, как следствие, понижению пороговой плотности мощности накачки и увеличению температуры наблюдения СИ [58]. Фактор оптического ограничения (Γ) – это отношение доли электрического поля TE₀-моды, расположенной в массиве КЯ, к электрическому полю всей TE₀-моды. На рисунке 3.2а приведён расчёт зависимости $\alpha_{внут}/\Gamma$ от энергии фотона (длины волны) для трёх оптимизированных конструкций: стандартных гетероструктур с КРТ КЯ с 10 мкм CdTe-буферами, гетероструктур с КРТ КЯ с увеличенными CdTe-буферами до 15 мкм и гетероструктур с КРТ КЯ с легированными до 10^{18} см^{-3} GaAs-подложками. Для генерации СИ в структуре необходимо, чтобы материальное усиление (G) превышало данное соотношение $\alpha_{внут}/\Gamma$ (поглощение излучения накачки в каждой КЯ составляет половину процента, а потери на вывод излучения из-за отсутствия резонатора малы, поэтому ими пренебрегаем). Видно, что $\alpha_{внут}/\Gamma$ в структурах с 10 мкм буферным слоем на порядок выше практически во всём представленном диапазоне длин волн (а в области 26 – 30 мкм больше, чем на порядок) по сравнению со структурами с 15 мкм буфером и структурами с легированной подложкой. Дело в том, что в модернизированных структурах предотвращается утеkanie моды в подложку и улучшается её локализация в активной области (Рисунок 3.2б, в), что приводит к уменьшению $\alpha_{внут}/\Gamma$. В результате в области 27 мкм удалось получить СИ, а также продемонстрировать, что за счёт температурной перестройки в рамках одного образца возможно охватить спектральный диапазон от 27 мкм до 18 мкм. В подобных оптимизированных структурах была уменьшена необходимая для получения СИ плотность мощности накачки с кВт/см² до сотни Вт/см² и увеличена температура гашения СИ с 70 К до 110 К.

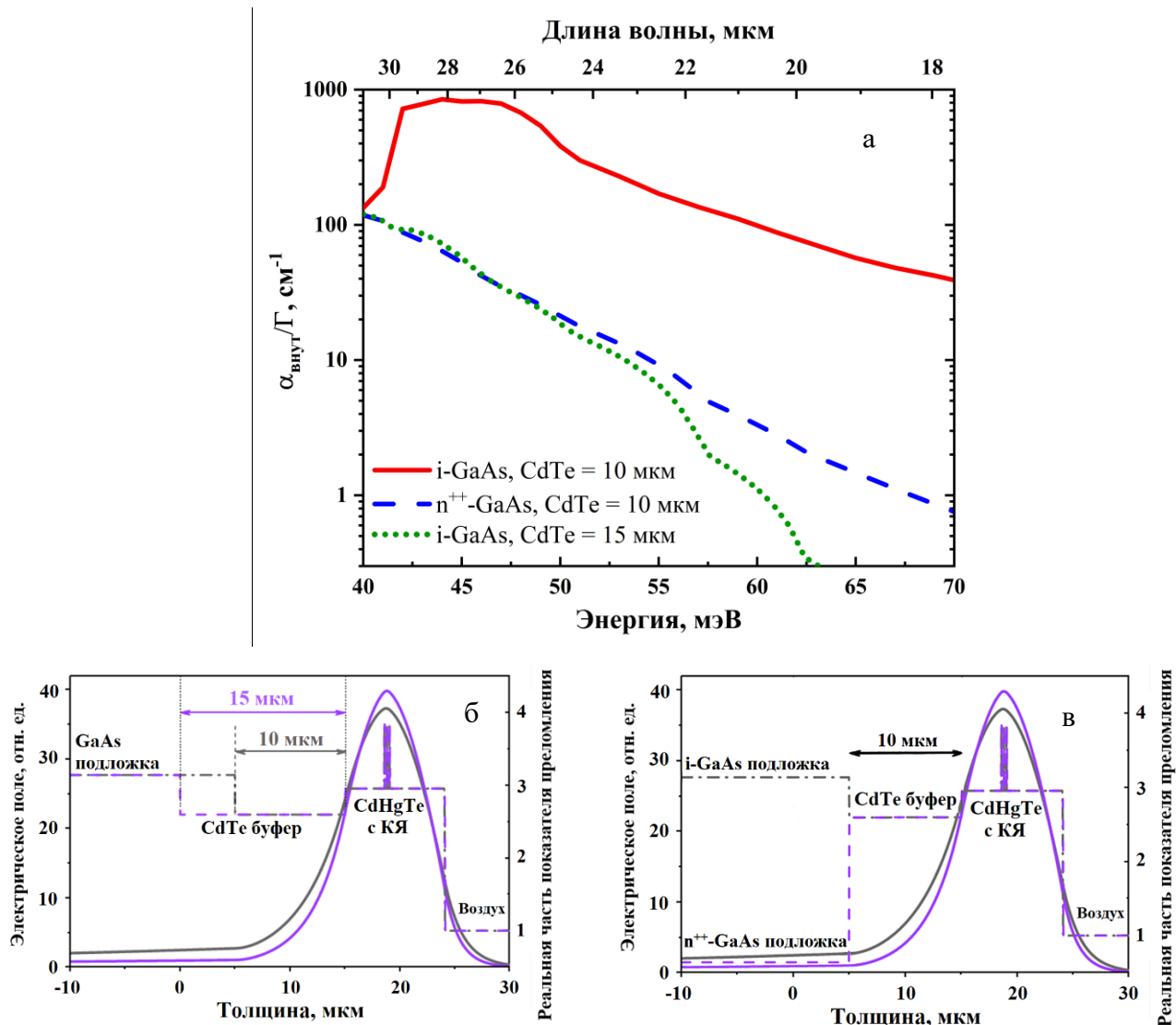


Рисунок 3.2 – а) Зависимость отношения внутренних потерь ($\alpha_{\text{внут}}$) к фактору оптического ограничения (Γ) от энергии фотона (длины волны) для стандартной гетероструктуры с HgCdTe квантовыми ямами с 10 мкм CdTe-буфером (красная сплошная кривая), гетероструктуры с HgCdTe квантовыми ямами с 15 мкм CdTe-буфером (зелёные точки) и гетероструктуры с HgCdTe квантовыми ямами с легированной n^{++} -GaAs-подложкой (концентрация носителей 10^{18} см⁻³) (синяя пунктирная линия). Расчёт проводился для оптимизированных по толщине волновода гетероструктур.

Дизайны волноводных гетероструктур на основе CdHgTe с множественными квантовыми ямами (КЯ), помещёнными в пучность TE₀-моды, б) с 10 мкм (серый цвет) и 15 мкм CdTe-буферами (сиреневый цвет) и полуизолирующей GaAs-подложкой, в) с легированной (сиреневый цвет) и полуизолирующей (серый цвет) GaAs-подложкой и 10 мкм CdTe-буфером. Сплошной линией показано значение электрического поля TE₀-моды, пунктирной и штрихпунктирной линиями показано значение показателя преломления.

Как известно, для многих спектроскопических применений предпочтительнее иметь источники, работающие в непрерывном режиме. Поэтому в гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe также были проведены исследования при непрерывной оптической накачке с длиной волны 900 нм в области длин волн 10 – 14 мкм [59], так как этот диапазон пересекается с окном прозрачности атмосферы 8 – 13 мкм, и малое значение решёточного и друкеевского поглощений в гетероструктурах с HgCdTe КЯ обеспечивает относительно низкие пороги генерации СИ в импульсном режиме. В результате было показано, что для наблюдения СИ при непрерывной оптической накачке предпочтительны структуры с широкими КЯ с ненулевым содержанием кадмия, так как в структурах с более узкими КЯ HgTe/CdHgTe флуктуации ширины КЯ приводят к более сильному размытию плотности состояний и к уменьшению коэффициента усиления. Это в том числе подтверждают исследования спектров ФЛ волноводной гетероструктуры с КРТ КЯ № 1, имеющей в активной области КЯ из чистого HgTe толщиной 3,2 нм, где при низкой мощности накачки ширина спектра ФЛ достигает 37 – 45 мэВ при 50 – 300 К, что больше ширины линии ФЛ структуры № 2 с широкой HgCdTe КЯ (толщина КЯ – 6,1 нм, состав Cd – 10,8 %): 30 – 40 мэВ при 50 – 300 К (Рисунок 3.3) [132].

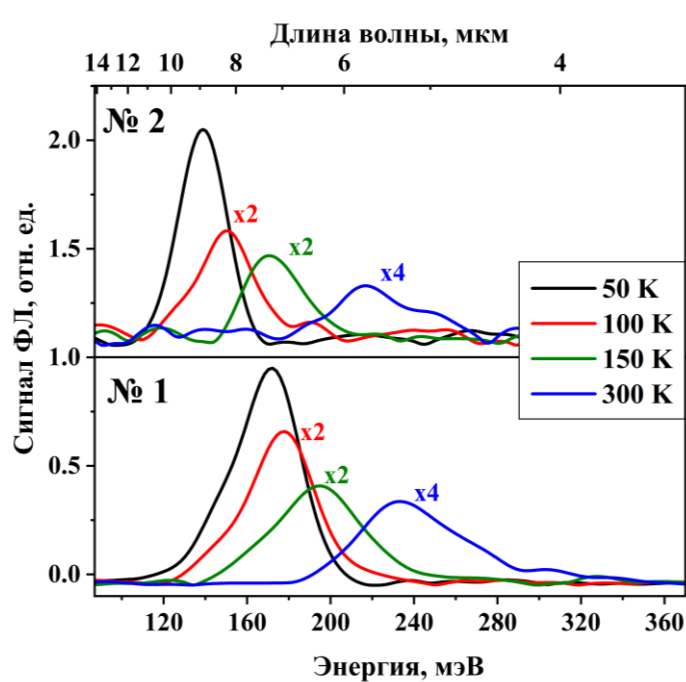


Рисунок 3.3 – Спектры фотолюминесценции волноводных гетероструктур на основе HgCdTe с широкими (№ 2) и узкими (№ 1) квантовыми ямами при разной температуре.

Таким образом, для получения низкорогового стимулированного излучения необходимо не только оптимизировать параметры КЯ, но и дизайн структуры, а также необходимо находить «золотую середину» в значении ширины КЯ и её состава для того, чтобы

обеспечить высокую пороговую энергию оже-рекомбинации для максимального подавления данного процесса и условия для наблюдения СИ при непрерывном режиме возбуждения.

Как правило, для возможности генерации излучения при непрерывной оптической накачке пороговая плотность мощности накачки должна быть ниже 1 кВт/см^2 . При этом современные коммерческие ККЛ имеют мощность 1 Вт при длине волны $8 - 12 \text{ мкм}$ [135] и снижающуюся до нескольких десятков мВт мощность на более длинных волнах [136]. Также плотность мощности накачки менее 500 Вт/см^2 имеют диодные лазеры. Уменьшение в гетероструктурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe в импульсном режиме возбуждения порога плотности мощности до сотен Вт/см^2 за счёт оптимизации структур создало предпосылки для исследования СИ при непрерывной оптической накачке.

3.3 Параметры и дизайны исследованных структур

В данной главе исследовались волноводные гетероструктуры с множественными КЯ HgCdTe/CdHgTe с различным дизайном, параметры которых приведены в таблице 3.1 [A5].

Таблица 3.1 – Параметры исследуемых волноводных гетероструктур с квантовыми ямами на основе HgCdTe . Обозначения: № - номер структуры, где A и B – структуры с 10 и 15 мкм CdTe -буфером, соответственно, и полуизолирующей GaAs -подложкой, N – структура с 10 мкм CdTe -буфером и $n^{++}\text{-GaAs}$ -подложкой, цифра рядом с буквой – длина волны (мкм) стимулированного излучения при 8 К ; $D_{\text{буф}}$ – толщина CdTe -буфера; d – толщина квантовой ямы; x – содержание кадмия в квантовой яме; $N_{\text{КЯ}}$ – число квантовых ям; y – содержание кадмия в барьерах; $D_{\text{вол1}}$ и $D_{\text{вол2}}$ – толщины верхнего и нижнего волноводных слоёв, соответственно; $D_{\text{актив}}$ – толщина активной области, состоящей из квантовых ям и барьерных слоёв.

№	$D_{\text{буф}}$, мкм	d , нм	x , %	$N_{\text{КЯ}}$	y , %	$D_{\text{вол1}} / D_{\text{актив}} / D_{\text{вол2}}$, мкм
A14	10	7,4	9,8	5	69	1,9 / 0,3 / 3
A22	10	6,8	6,7	11	69	3,5 / 0,5 / 5
A25	10	7,4	7,1	15	61	3,5 / 0,7 / 5
A32	10	7,7	6,4	11	63	2,4 / 0,8 / 3,6
B24	15	7,8	7,7	15	65	4 / 0,6 / 5
B27	15	7,8	7,2	15	64	4 / 0,6 / 5
N21	10	5,2	2,8	20	62	2,6 / 0,6 / 5,8

Также в работе потребовалось провести исследование кинетики фотопроводимости КРТ гетероструктур с одиночной КЯ. Параметры структур приведены в таблице 3.2.

Таблица 3.2 – Параметры гетероструктур с одной квантовой ямой HgCdTe. Обозначения: № – номер структуры, где *O* – структура с одиночной квантовой ямой; λ – длины волны основного оптического перехода; $D_{буф}$ – толщина CdTe-буфера; d – толщина квантовой ямы; x – содержание кадмия в квантовой яме; y – содержание кадмия в барьерах.

№	λ , мкм	$D_{буф}$, мкм	d , нм	x , %	y , %
O1	24	5	4,8	0,6	70
O2	25	5	9,0	8,7	70
O3	26	5	4,9	0,1	76

3.4 Стимулированное излучение при квазинепрерывной оптической накачке с длиной волны 10,6 мкм в HgCdTe гетероструктурах с квантовыми ямами в длинноволновом ИК-диапазоне

Ранее во всех исследуемых в данной главе гетероструктурах с множественными КЯ было получено СИ при накачке импульсным CO₂-лазером с длиной волны 10,6 мкм. Для исследования стимулированного излучения в волноводных гетероструктурах с КРТ КЯ при непрерывном режиме возбуждения в качестве источника был использован CO₂-лазер SynRad48-1SAN с возможностью изменения длительности лазерного импульса от 50 мкс вплоть до непрерывного режима работы. В результате в четырёх из семи структур было получено СИ при квазинепрерывной накачке. Квазинепрерывным режимом возбуждения мы будем называть возбуждение со скважностью 100 и длительностью импульса не менее 50 мкс. За такое время достигается тепловое равновесие электронов и дырок, поэтому с этой точки зрения режим является непрерывным, однако не было технической возможности достигнуть скважность 2, поэтому будем называть такой режим квазинепрерывным. На рисунке 3.4 приведены спектры СИ структур A14, B24 и N21, а также спектры ФЛ, полученные при накачке диодным лазером с длиной волны 808 нм [A5]. На спектрах видно явное отличие ширины спектра СИ, которая составляет около 1 мэВ, по сравнению с шириной спектра ФЛ, которая составляет 7 – 10 мэВ. Значительная разница в ширине спектров излучения позволяет предположить, что в случае накачки CO₂-лазером имеет место не спонтанное излучение, а СИ. Также известно, что в простейшей модели форма линии ФЛ должна быть произведением двух функций – ступенчатой функции плотности состояний и экспоненциальной функции, обусловленной тепловым распределением носителей по функции Ферми-Дирака, поэтому для идеальной КЯ с параболическим законом дисперсии ширина линии ФЛ должна составлять $\sim 0,7 \cdot k_B \cdot T$, где k_B – постоянная Больцмана, T – температура, при которой измерен спектр и оценивается полная ширина спектра на полувысоте. В реальности эта величина увеличивается из-за разных

дополнительных факторов, например, неоднородности структуры. Видно, что представленные спектры СИ имеют меньшую, чем $0,7 \cdot k_B \cdot T$, ширину спектра на полувысоте, а ширина спектра ФЛ больше $0,7 \cdot k_B \cdot T$ из-за уширения. Помимо сужения линии, все структуры продемонстрировали сверхлинейную зависимость интегральной интенсивности излучения от плотности мощности накачки, что является характерной особенностью возникновения СИ.

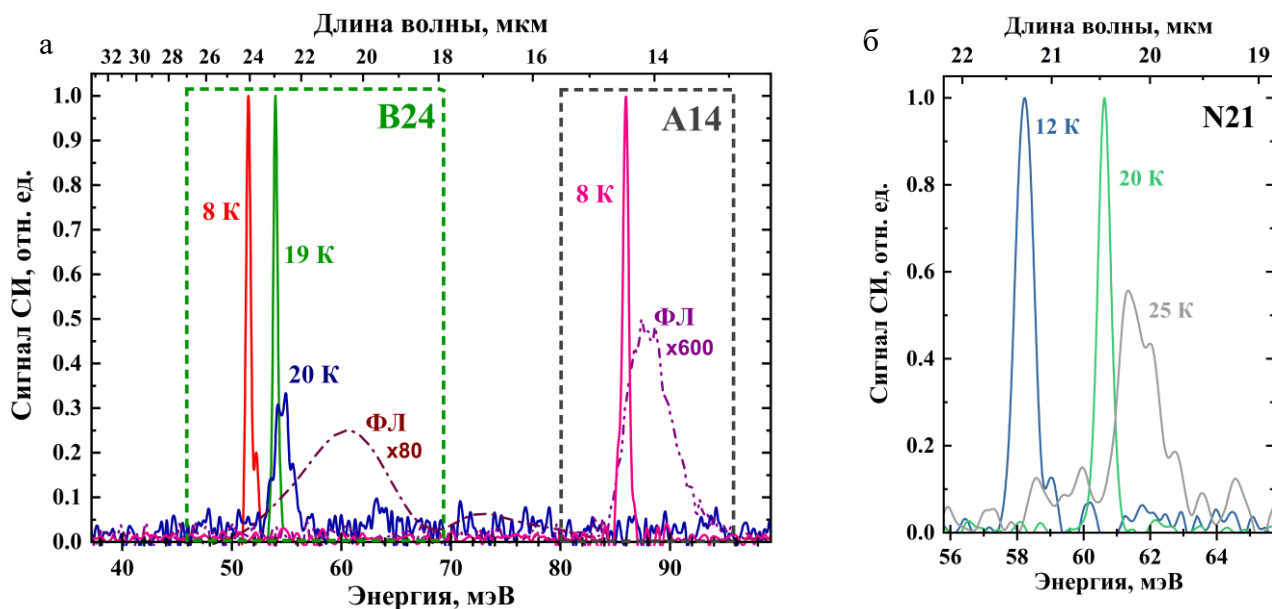


Рисунок 3.4 – Спектры стимулированного излучения и фотолюминесценции структур A14 и B24 (а) и спектры стимулированного излучения структуры N21 (б).

В таблице 3.3 приведены значения пороговой плотности мощности накачки, которая потребовалась, чтобы наблюдать СИ в квазинепрерывном режиме. Видно, что пороговая плотность мощности у структур разная.

Таблица 3.3 – Характеристики КРТ структур с квантовыми ямами при квазинепрерывной оптической накачке. Обозначения: № – номер структуры, где A и B – структуры с 10 и 15 мкм CdTe-буфером, соответственно, и полуизолирующей GaAs-подложкой, N – структура с 10 мкм CdTe-буфером и n^{++} -GaAs-подложкой, цифра рядом с буквой – длина волны (мкм) стимулированного излучения при 8 К; $P_{пор}$ – пороговая плотность мощности накачки при 8 К, $E_{пор}$ – пороговая энергия оже-рекомбинации с участием двух электронов и дырки (СН-С-процесс), $E_{кин}$ – начальная кинетическая энергия дырки после генерации CO₂-лазером электронно-дырочной (e-h) пары.

№	$P_{пор}$, Вт/см ²	$E_{пор}$, мэВ	$E_{кин}$, мэВ
A14	$1,5 \pm 1$	15,9	11,0
A22	12 ± 1	21,9	18,6

Продолжение таблицы 3.3.

№	$P_{пор}$, Вт/см ²	$E_{пор}$, мЭВ	$E_{кин}$, мЭВ
B24	2 ± 1	18,1	19,7
N21	8 ± 1	31	20,3

Обращу внимание, что квантовые ямы исследуемых структур имели не нулевое содержание кадмия и были «широкими», как и КЯ структур, в которых было получено СИ на длинах волн 10 – 14 мкм при непрерывной накачке с длиной волны 900 нм [59].

Рассмотрим зависимость $\alpha_{внут}/\Gamma$ для структур, в которых наблюдалось СИ в квазинепрерывном режиме (Рисунок 3.5). Видно, что $\alpha_{внут}/\Gamma$ в структурах разное. Так для A22 значение $\alpha_{внут}/\Gamma$ почти на порядок выше по сравнению с другими структурами, однако в ней удалось получить СИ при квазинепрерывной накачке. Помимо этого, пороговая плотность мощности для A22 незначительно отличается от пороговой плотности мощности для N21, в то время как их $\alpha_{внут}/\Gamma$ отличаются в 40 раз (Таблица 3.3). Структуры B24 и B27 схожи по дизайну (Таблица 3.1) и их потери близки (Рисунок 3.5), однако СИ в квазинепрерывном режиме в B27 не наблюдалось. Получается, что $\alpha_{внут}/\Gamma$ в данном случае не является основным фактором, определяющим генерацию СИ при квазинепрерывной оптической накачке [A5].

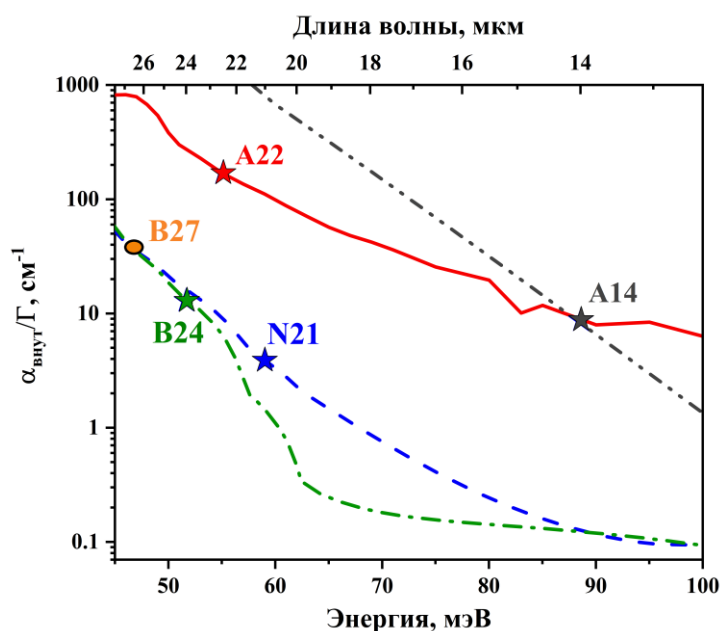
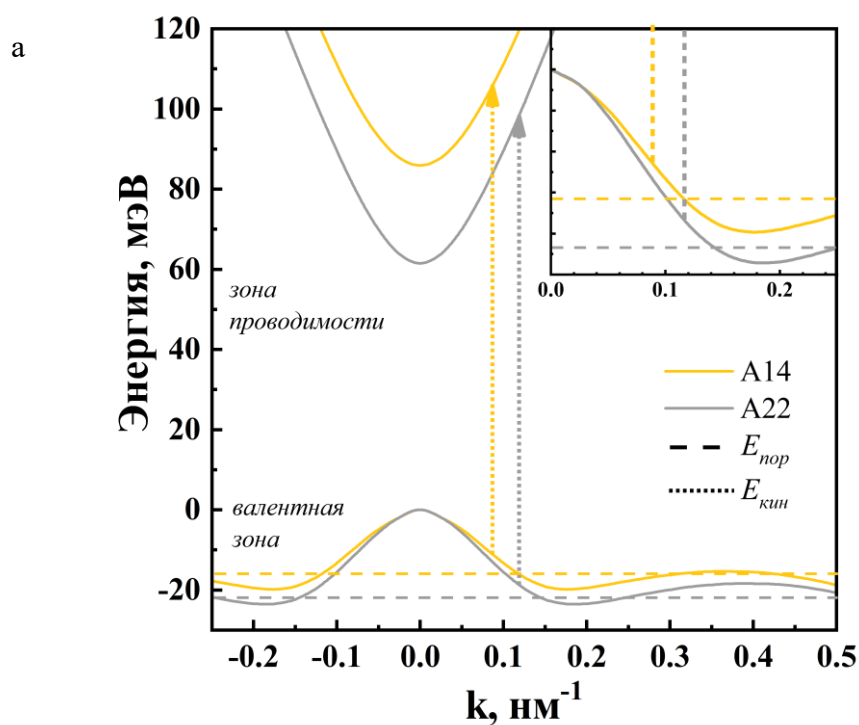


Рисунок 3.5 – Зависимость $\alpha_{внут}/\Gamma$, которую необходимо преодолеть для достижения оптического усиления, от длины волны излучения для различных конструкций структур. Звёздами указаны значения для структур, в которых получено СИ при квазинепрерывной накачке, и жёлтой точкой указано расчётное значение для структуры B27. Данные значения рассчитаны при 8 К.

Вспомним, что основными конкурентами излучательной рекомбинации являются безызлучательные процессы – оже-рекомбинация и рекомбинация Шокли-Рида-Холла (ШРХ). Для того, чтобы оже-процесс начался, необходимо, чтобы кинетическая энергия системы из трёх частиц была больше пороговой энергии оже-рекомбинации ($E_{пор}$). В гетероструктурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe наибольшую вероятность имеет процесс с участием двух электронов и дырки (ССН-С-процесс). Пороговую энергию ССН-С-процесса можно определить численно. В данной работе оценка $E_{пор}$ была проведена с помощью программы, написанной профессором, д.ф.-м.н. В.Я. Алёшкиным и рассчитывающей зонный спектр структуры с заданными параметрами и пороговую энергию ССН-С-процесс в модели Кейна 8x8. Также была оценена начальная кинетическая энергия дырки после генерации CO₂-лазером (с длиной волны 10,6 мкм) электронно-дырочной пары. Результаты расчёта приведены в таблице 3.3 и на рисунке 3.6.



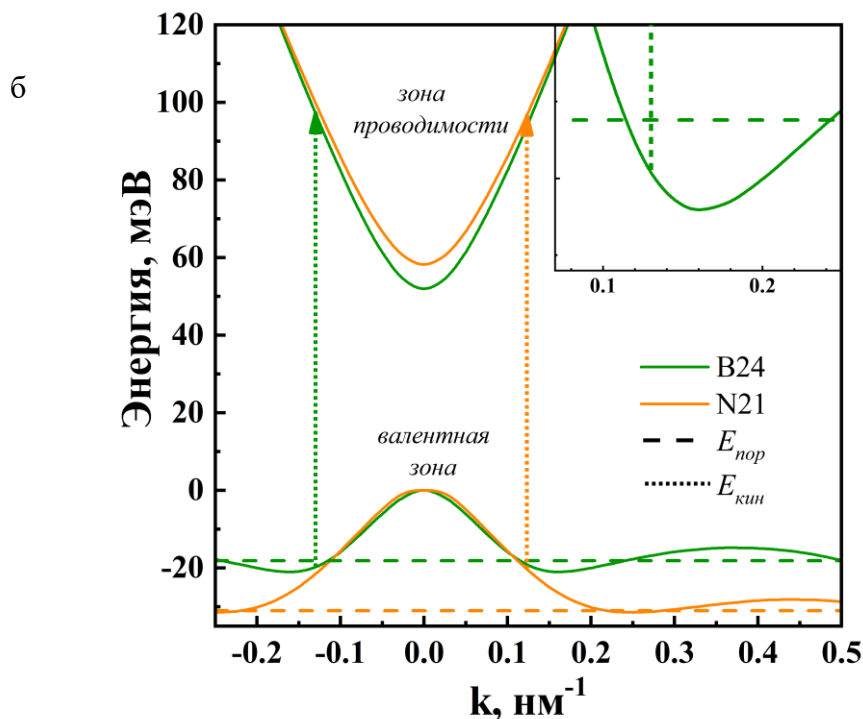


Рисунок 3.6 – Закон дисперсии носителей при 8 К для исследуемых структур: а) A14 и A22, б) B24 и N21. Пунктиром указан уровень энергии, соответствующий пороговой энергии оже-рекомбинации, маленьким пунктиром показана кинетическая энергия дырки, которую она приобретает при накачке структуры CO_2 -лазером. На вставке в увеличенном размере показана валентная зона.

Как известно, эффективная масса дырок больше эффективной массы электронов, поэтому практически вся начальная энергия, необходимая для начала оже-процесса, принадлежит дырке. Видно, что начальная кинетическая энергия дырки ($E_{кин}$) после генерации CO_2 -лазером лежит ниже, чем пороговая энергия оже-рекомбинации ($E_{пор}$), что указывает на её подавление. Только для структуры B24 $E_{кин} > E_{пор}$. Однако, помимо пороговой энергии оже-рекомбинации важными являются значения эффективной температуры носителей и пороговая концентрация носителей ($n_{пор}$), необходимая для генерации СИ. Для минимизации разогрева носителей возбуждающим излучением использовалась длинноволновая накачка 10,6 мкм. В работе [137] было показано, что такая накачка при плотности мощности менее кВт/см^2 не приводит к разогреву носителей, следовательно, эффективная температура носителей не превышала 20 К. Также для того, чтобы оже-процесс был доминирующим, нужна определённая концентрация носителей. В работе [138] был проведён расчёт скоростей излучательной рекомбинации и оже-рекомбинации в зависимости от концентрации носителей для структур с одной и той же шириной запрещённой зоны, но разными параметрами КЯ (Рисунок 3.7). Видно,

что оже-рекомбинация превалирует над излучательной рекомбинацией, когда концентрация носителей становится больше 10^{11} см^{-2} .

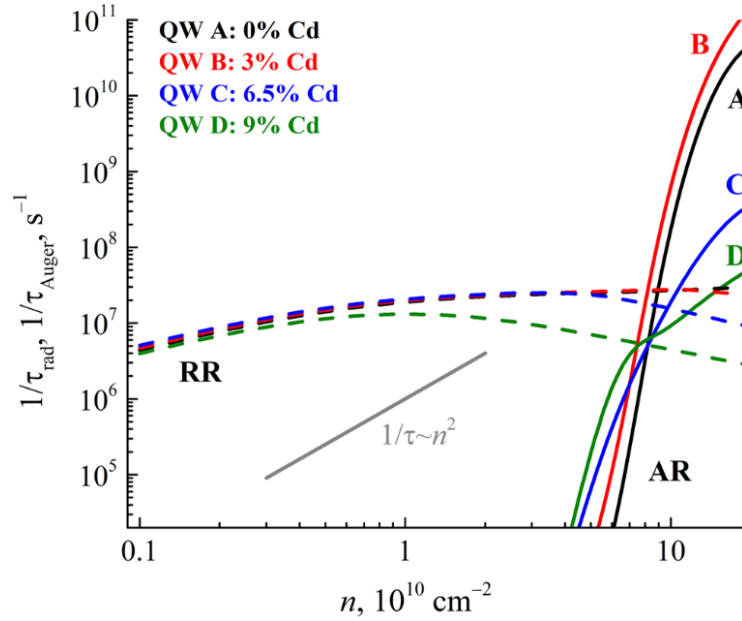


Рисунок 3.7 – Зависимости скоростей излучательной рекомбинации (RR, пунктирные линии) и оже-рекомбинации (AR, сплошные линии) от концентрации носителей n для квантовых ям с шириной запрещённой зоны 40 мэВ с разными параметрами (d – толщина КЯ, x – содержание кадмия): чёрный цветом $d = 4,9$ нм, $x = 0$ %, красным цветом $d = 6$ нм, $x = 3$ %, синим цветом $d = 7,9$ нм, $x = 6,5$ %, зелёным цветом $d = 10,1$ нм, $x = 9$ %. Все расчёты были выполнены при $T = 8$ К. Рисунок взят из работы [138].

Известно, что $n_{\text{пор}}$ зависит от эффективной температуры неравновесных носителей заряда, однако при генерации СИ данная температура, строго говоря, не известна. Но поскольку гашение СИ для структуры В24 происходит при температуре больше 20 К, то можно предположить, что эффективная температура носителей в режиме генерации СИ не превышает 20 К. Из расчёта материального усиления (G) (Рисунок 3.8а, б), которое необходимо достигнуть для наблюдения СИ, можно определить $n_{\text{пор}}$, при которой происходит начало усиления (Рисунок 3.8в). При расчёте температура решётки была фиксирована и составляла 8 К. С учётом малости дифракционных потерь и потерь на фононах, $n_{\text{пор}}$ будет равна концентрации, при которой КЯ становится «прозрачной». Таким образом, из расчётов получаем оценку $n_{\text{пор}} = (8 \pm 2) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ (Рисунок 3.8в).

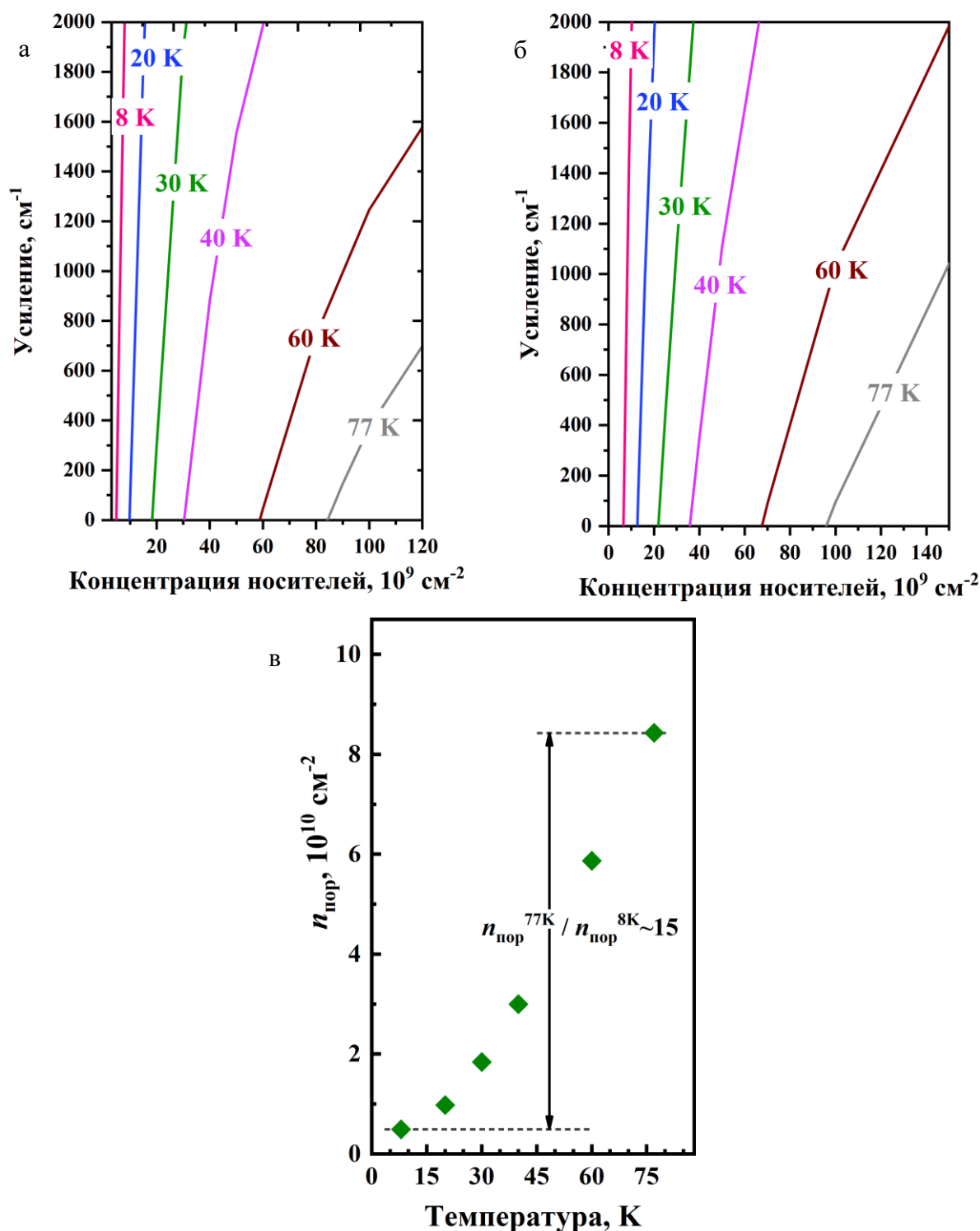


Рисунок 3.8 – Материальное усиление в зависимости от концентрации носителей при различных температурах для структур а) B24 и б) A14. в) Температурная зависимость пороговой концентрации носителей структуры B24.

Таким образом, совокупность вышеприведённых характеристик показывает, что оже-рекомбинация подавлена, а, следовательно, не является определяющим фактором при генерации СИ при квазинепрерывном режиме возбуждения. В исследуемых структурах концентрация неравновесных носителей составляет $(8 \pm 2) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, чего может быть недостаточно для

насыщения канала рекомбинации ШРХ. Концентрация центров рекомбинации ШРХ в объёмных структурах составляет $(1 \div 3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что в случае двумерных КЯ соответствует около $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Таким образом, рекомбинация ШРХ может быть определяющей как в возможности наблюдения СИ, так и в значении пороговой мощности накачки в квазинепрерывном режиме генерации [A5].

3.5 Время жизни носителей при квазинепрерывном режиме возбуждения волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe

Для того чтобы понять, что препятствует получению СИ при квазинепрерывной оптической накачке и определяет пороговую плотность мощности в данном режиме генерации, оценим эффективное время жизни носителей $\tau_{\text{эфф}}$. Для этого рассмотрим уравнение динамики носителей [52]

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau_{\text{эфф}}} + \alpha \cdot G_{\text{пор}}, \quad (7)$$

где n – пороговая концентрация носителей; α – коэффициент поглощения излучения накачки в КЯ, который составляет 0,5 %; $G_{\text{пор}}$ – соответствующий пороговой интенсивности СИ поток фотонов, входящих в структуру. При этом делаем предположение, что эффективное время носителей меньше, чем длительность импульса накачки, поэтому рассматриваем стационарный процесс, то есть $dn/dt = 0$. Тогда получаем соотношение

$$\tau_{\text{эфф}} = \frac{n_{\text{пор}}}{\alpha \cdot G_{\text{пор}}}. \quad (8)$$

Далее учитывая, что

$$G_{\text{пор}} = \frac{P_{\text{пор}}}{E}, \quad (9)$$

где $P_{\text{пор}}$ – пороговая плотность мощности накачки при 8 К, E – энергия фотонов накачки, равная hc/λ (h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме, λ – длина волны накачки), которая составляет 116 мэВ при $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$, получаем выражение для оценки эффективного времени жизни носителей:

$$\tau_{\text{эфф}} = \frac{c \cdot h \cdot n_{\text{пор}}}{\alpha \cdot \lambda \cdot P_{\text{пор}}}. \quad (10)$$

Основываясь на измеренных пороговых плотностях мощности накачки (Таблица 3.3) и определённых с помощью коэффициентов материального усиления пороговых концентрациях

носителей (Рисунок 3.8), получаем из формулы (10) $\tau_{эфф}$ (Таблица 3.4). Видно, что значение времени варьируется от 5 до 40 нс. Сравним данное время с временем излучательной рекомбинации $\tau_{изл}$. Расчёт $\tau_{изл}$ выполнен профессором, д.ф.-м.н. В.Я. Алёшкиным в рамках модели, разработанной в работе [139], где в качестве концентрации носителей была взята пороговая концентрация $n_{пор} = (8 \pm 2) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ при 8 К.

Таблица 3.4 – Времена рекомбинации носителей в исследуемых структурах. Обозначение: № – номер структуры; $\tau_{эфф}$ – эффективное время жизни носителей, оценённое с помощью формулы (10); $\tau_{изл}$ – время излучательной рекомбинации, рассчитанное в модели [139].

№	$\tau_{эфф}$, нс	$\tau_{изл}$, нс
A14	40 ± 20	40
A22	5 ± 2	45
B24	30 ± 15	35
N21	8 ± 2	40

Сравнение $\tau_{эфф}$ с $\tau_{изл}$ показывает, что по порядку величины эти времена сходятся для структур A14 и B24, где пороговые плотности мощности были наименьшими (Таблица 3.3), в то время как для структур A22 и N21 экспериментальные времена оказываются ниже теоретических. Так как пороговая оже-рекомбинация в данных структурах подавлена, то падение времени жизни может происходить только из-за более эффективной рекомбинации ШРХ. Также можно видеть, что в структурах, в которых пороговая плотность мощности накачки была выше, пороговая концентрация носителей была ниже (Рисунок 3.8 и Таблица 3.3). При этом время жизни носителей могли быть близки к излучательному времени, что можно объяснить разной дефектностью структур и, как следствие, разной эффективностью рекомбинации ШРХ.

В работе также исследовались структуры с одиночными КЯ, межзонный оптический переход которых соответствовал диапазону длин волн 24 – 26 мкм (Таблица 3.2). Для них было проведено измерение кинетики фотопроводимости (ФП) при температурах жидкого гелия ($T = 4,2 \text{ К}$) и жидкого азота ($T = 77 \text{ К}$) [A5]. Результаты измерений представлены в логарифмическом масштабе на рисунке 3.9. Можно видеть, что поведение кинетик ФП для исследуемых структур разное. Так на чёрной кривой видно, что релаксация проводимости после возбуждающего импульса, длительность которого составляет 15 нс, слабо регистрируемая и составляет не более 5 нс. В то время как в других структурах в кинетике релаксации ФП можно выделить несколько характерных временных масштабов. Как известно, по спаду кинетики ФП можно определить, какой процесс рекомбинации является доминирующим. К сожалению, качество полученных кинетик ФП обусловлено шумами и не хорошо согласованной системой. Мы не можем оценить мгновенное время, однако можем указать интервалы изменения времён релаксации ФП (Таблица

3.5). Также мы можем однозначно сказать, что кинетика ФП является экспоненциальной, и мы работаем в режиме слабого возбуждения.

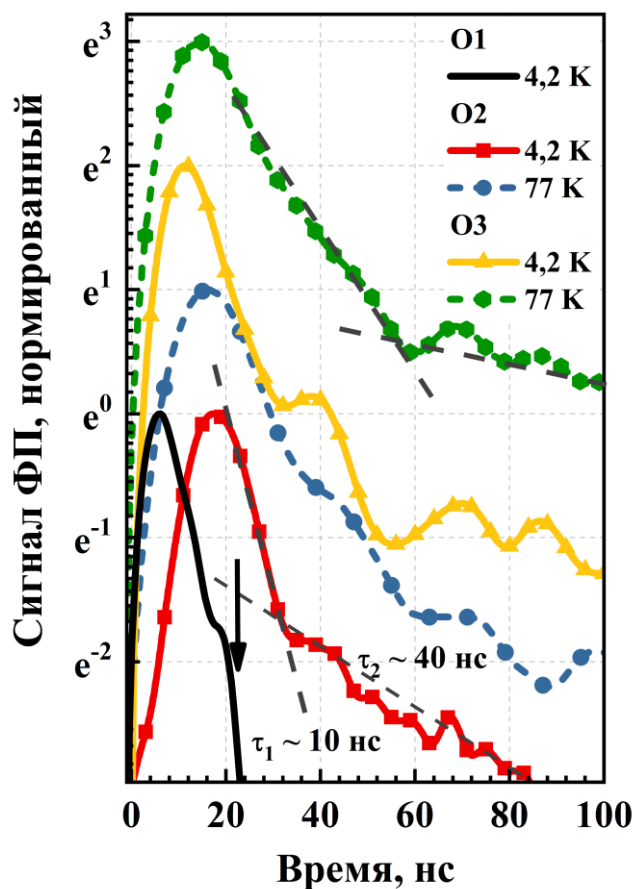


Рисунок 3.9 – Кинетика релаксации фотопроводимости гетероструктур с одиночными квантовыми ямами на основе HgCdTe при 4,2 К и 77 К. Вертикальная ось построена в логарифмическом масштабе. Чёрная стрелка указывает время окончания импульса возбуждения. Для нескольких кинетик проведены пунктирные линии, показывающие экспоненциальную динамику.

Таблица 3.5 – Времена рекомбинации носителей в гетероструктурах с одиночными квантовыми ямами на основе HgCdTe. Обозначение: № – номер структуры; $\tau_{ФП}$ – эффективное время жизни носителей, полученное из кинетики фотопроводимости; $\tau_{изл}$ – время излучательной рекомбинации, рассчитанное в модели [139].

№	$\tau_{ФП}$, нс	$\tau_{изл}$, нс
O1	< 5	95
O2	10 – 40	100

Продолжение таблицы 3.5.

№	$\tau_{ФП}$, нс	$\tau_{изл}$, нс
ОЗ	10 – 120	80

Аналогично структурам с множественными КЯ для структур с одиночными КЯ можно оценить время излучательной рекомбинации $\tau_{изл}$, где в качестве пороговой концентрации носителей возьмём пороговую концентрацию носителей структур с множественными КЯ $n_{пор} = (8 \pm 2) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ при 8 К. Данная оценка является грубой, так как в реальности концентрация зависит от температуры, а измерения времени жизни проводились при других температурах, однако можно провести сравнение по порядку величины. Также, если посмотреть на рисунок 3.7 на кривую, соответствующую излучательной рекомбинации, то можно видеть, что при концентрации носителей $(8 \pm 2) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ время излучательной рекомбинации принимает минимальное значение и при этом практически не меняется в указанном интервале концентраций.

На рисунке 3.9 видно, что динамика ФП после окончания импульса возбуждения имеет несколько характерных участков. В случае доминирования излучательной рекомбинации темп рекомбинации пропорционален квадрату концентрации, так как в данном процессе участвуют две частицы. В результате на участке спада ФП должна быть гиперболическая зависимость сигнала от времени, которая затем переходит в экспоненциальную зависимость с характерным излучательным временем [140]. В реальных экспериментах в основном удаётся проследить только гиперболический спад, так как при малых концентрациях носителей основной становится рекомбинация ШРХ. На представленной кинетике ФП гиперболический спад отсутствует, что указывает на доминирование безызлучательного процесса. Релаксация кинетики ФП, обусловленная оже-рекомбинацией из-за участия в этом процессе трёх частиц, должна проходить более резко, чем для излучательного процесса. На кинетике ФП это соответствует укорочению времени жизни носителей, которое на всей зависимости сигнала ФП от времени представляется нелинейной функцией. На рисунке 3.10 представлен результат исследований из работы [27], где проводится сравнение экспериментальных кинетик ФП и теоретических расчётов динамики неравновесной концентрации носителей для двух гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe. Здесь показано, что при температуре 77 К в структуре № 1 доминирует излучательная рекомбинация, а в структуре № 2 основным процессом является оже-рекомбинация. Видно, что данная динамика ФП отличается от динамики ФП, представленной на рисунке 3.9, что также позволяет сделать вывод, что наблюдаемые динамики соответствуют рекомбинации ШРХ.

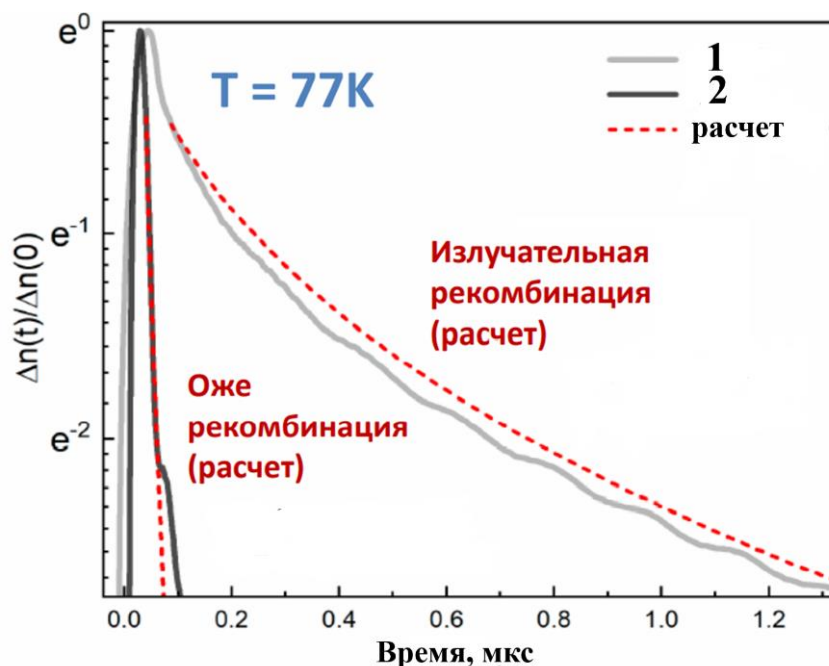


Рисунок 3.10 – Сравнение кинетик фотопроводимости структур № 1 и № 2 (кривая 1 и 2) и соответствующие результаты расчётов динамики неравновесной концентрации носителей (красная пунктирная кривая) за счёт излучательной рекомбинации и оже-рекомбинации, соответственно [27].

Точный расчёт времени жизни носителей, определяемой рекомбинацией Шокли-Рида-Холла сложен из-за того, что плохо известны такие параметры, как энергия центров-ловушек, концентрация центров-ловушек и коэффициенты захвата на них. Однако известно, что при малом уровне возбуждения кинетика спада ФП должна быть неэкспоненциальной, а в некоторых случаях можно выделить два характерных времени спада кривой ФП, что типично для рекомбинации ШРХ [140]. При этом время жизни носителей, определяемое рекомбинацией ШРХ, в отличие от времени жизни носителей, определяемое излучательной рекомбинацией или оже-рекомбинацией, с увеличением концентрации неравновесных носителей немонотонно уменьшается до определённого значения, что связано с ограниченным количеством дефектов и примесей в материале. По этой же причине наблюдается насыщение канала рекомбинации ШРХ при высокой концентрации носителей, например, в работе [141].

Таким образом, наблюдаемая в структурах с одиночными КЯ кинетика релаксации ФП демонстрирует доминирование механизма рекомбинации Шокли-Рида-Холла. Из таблицы 3.5 видно, что для одних структур $\tau_{ФП}$ приближается к $\tau_{изл}$, для других – сильно отличается, что также указывает на различную дефектность структур с одиночными КЯ.

Стоит отметить, что прямые исследования кинетики ФП не проводились в исследуемых в данной работе структурах с множественными КЯ из-за наличия в них толстых волноводных

слоёв, из-за которых не удавалось обеспечить должного смещения напряжения. Поэтому оценка времени жизни осуществлялась непрямой методикой.

Полученное значение времени жизни носителей структур с множественными КЯ $\tau_{эфф}$ в целом соответствуют результатам прямых измерений кинетики носителей ($\tau_{фл}$), выполненных с помощью исследований спада ФП, в образцах с одной квантовой ямой с близкими значениями шириной запрещённой зоны. Это, а также продемонстрированное подавление оже-рекомбинации в данных структурах и их разное значение отношения внутренних потерь к фактору оптического ограничения указывают на то, что значение пороговой плотности мощности квазинепрерывной оптической накачки при генерации СИ определяется различной дефектностью материала, что приводит к разной эффективности механизма рекомбинации Шокли-Рида-Холла. В наиболее лучших структурах рекомбинация ШРХ не заметна и можно сделать структуры, где времена жизни носителей будут приближаться к излучательному времени.

Также наиболее вероятно, что именно процесс рекомбинации ШРХ может ограничивать получение СИ на длинах волн более 24 мкм в квазинепрерывном режиме. Структуры В24 и В27 схожи по дизайну (Таблица 3.1) и их потери близки (Рисунок 3.5), однако СИ в квазинепрерывном режиме возбуждения в В27 не наблюдалось. Следовательно, отношение внутренних потерь к фактору оптического ограничения играет здесь не главную роль. В импульсном режиме возбуждения пороговая плотность мощности в данных структурах отличалась в несколько раз, что также указывает на большую эффективность безызлучательных процессов в структуре В27 по сравнению с В24. Для В27 главную роль может играть оже-рекомбинация, так как для них $E_{кин} > E_{пор}$ и, следовательно, оже-процесс не подавлен. Однако для А25 $E_{кин} < E_{пор}$ и пороговая концентрация такова, что оже-процесс «выключен». При импульсной накачке пороговая плотность мощности накачки структуры А25 на порядок выше пороговых плотностей мощности накачки структур, в которых наблюдалось СИ в квазинепрерывном режиме возбуждения, что также указывает на разную дефектность. При подавлении оже-рекомбинации в структурах, рассчитанных на генерацию на длинах волн больше 24 мкм, рекомбинация Шокли-Рида-Холла является основным механизмом, определяющим возможность получения СИ при квазинепрерывной оптической накачке [А5].

Стоит отметить, что время жизни носителей в структурах с одиночными КЯ существенно не меняется при изменении температуры от 4,2 К до 77 К (Рисунок 3.9). Из этого можно ожидать, что пороговая плотность мощности будет расти пропорционально температурной зависимости пороговой концентрации носителей (Рисунок 3.8в). В этом случае при переходе к 77 К пороговая плотность мощности накачки должна увеличиться в 15 раз по сравнению с этим значением при 8 К. Такая мощность достижима современными квантовыми каскадными лазерами, работающими

в непрерывном режиме на длинах волн 10 – 16 мкм [136]. При использовании более длинноволновой накачки может быть снижена $E_{кин}$ – начальная кинетическая энергия дырки после генерации лазером накачки электронно-дырочной пары, что позволит подавить оже-рекомбинацию и получить СИ при непрерывной накачке при больших температурах и длинах волн.

3.6 Заключение

В данной главе продемонстрировано впервые полученное стимулированное излучение на длинах волн 14 – 24 мкм при квазинепрерывной оптической накачке CO₂-лазером с длиной волны 10,6 мкм в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe при криогенных температурах. Пороговые плотности мощности накачки составляли 1,5 – 12 Вт/см². Такие плотности мощности позволяют рассчитывать на генерацию при накачке непрерывными квантовыми каскадными лазерами с длиной волны 10 – 16 мкм.

Показано, что значение пороговой плотности мощности накачки и возможность генерации стимулированного излучения в структурах с HgCdTe квантовыми ямами с широкой областью квазигиперболического энергетического спектра в окрестности Γ -точки, то есть с подавленной оже-рекомбинацией, в квазинепрерывном режиме возбуждения определяется рекомбинацией Шокли-Рида-Холла. При этом в структурах с наименьшим значением пороговой плотности мощности эффективное время жизни носителей близко к времени жизни носителей, соответствующему механизму излучательной рекомбинации, что указывает на меньшую концентрацию центров рекомбинации Шокли-Рида-Холла в таких структурах. Также показано, что значение эффективного времени жизни носителей структур с множественными КРТ квантовыми ямами, полученное из не прямой методики при помощи исследования зависимости сигнала от плотности мощности накачки и рассчитанного коэффициента усиления, в целом соответствуют результатам прямых измерений кинетик носителей, выполненных с помощью исследований спада фотопроводимости, в образцах с одиночной квантовой ямой с близкими значениями шириной запрещённой зоны.

Также, по-видимому, для генерации при квазинепрерывной оптической накачке на длинах волн больше 24 мкм при условии, что начальная кинетическая энергия дырки после генерации лазером накачки электронно-дырочной пары меньше пороговой энергии оже-рекомбинации, при пороговых концентрациях носителей $(8 \pm 2) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ важным становится подавление рекомбинации Шокли-Рида-Холла, то есть уменьшение концентрации примесей и дефектов, что

требует модернизации процесса роста, осуществляемого методом молекулярно-лучевой эпитаксией.

Глава 4. Длинноволновое лазерное излучение микродисковых и торцевых гребенчатых HgCdTe лазеров

4.1 Введение

В результате оптимизации параметров гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe (КРТ) (параметров КЯ и волноводов) в длинноволновом диапазоне, то есть демонстрации низкорогового стимулированного излучения (СИ) при импульсной и квазинепрерывной накачке, стало возможным приступить к следующему этапу в исследовании КРТ структур с КЯ – получению лазерного излучения (ЛИ) и исследованию его характеристик. Так как в области 3 – 5 мкм наилучшие оптические свойства показали микродисковые лазеры, то и в области 20 – 26 мкм также были исследованы микродисковые лазеры, сформированные с помощью взрывной литографии и ионного травления (ИТ).

Как уже было сказано, ранее максимальная длина волны лазерного излучения, полученная в эпитаксиальных плёнках КРТ, достигала 5,3 мкм при 60 К [42]. Дальнейшего продвижения по длине волны ЛИ не происходило. Поэтому ЛИ, которое будет продемонстрировано в параграфе 4.4 данной главы, получено впервые на волноводных гетероструктурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe в длинноволновом ИК-диапазоне. Параметры исследованных мезоструктур и методика исследования их оптических свойств приведены в параграфах 4.2 и 4.3, соответственно.

Известно, что с увеличением длины волны генерации толщина диэлектрического волновода увеличивается для обеспечения локализации фундаментальной TE_0 -моды, поэтому для формирования мезоструктур необходимо проводить травление на большую глубину по сравнению с микродисками, генерирующими в области 3 – 5 мкм. Однако возникает вопрос, на какую глубину достаточно травить, чтобы получить лазерное излучение с удовлетворительными характеристиками. Проведённые исследования микродисковых и торцевых гребенчатых лазеров по данному вопросу отражены в параграфе 4.4.

В параграфе 4.5 рассматривается вопрос о возможности преодоления потерь в длинноволновом диапазоне на основе исследования параметров стимулированного излучения в образцах с мезоструктурами. Основные результаты главы отражены в параграфе 4.6.

4.2 Параметры и дизайны исследованных структур

Микродисковые лазеры формировались на основе волноводной гетероструктуры № 221201, выращенной методом МЛЭ на легированной n^{++} -GaAs-подложке (концентрация носителей 10^{18} см^{-3}). Структура имела 20 КЯ с содержанием кадмия 2,6 % и толщиной 5,4 нм. В барьерных слоях содержание кадмия составляло $y = 63 \%$ (Рисунок 4.1а). В данной структуре было получено стимулированное излучение вплоть до 95 К при импульсной оптической накачке CO_2 -лазером с длиной волны 10,6 мкм (Рисунок 4.1б). Далее непротравленный образец будем обозначать № 1201 (см. рисунок 4.4а).

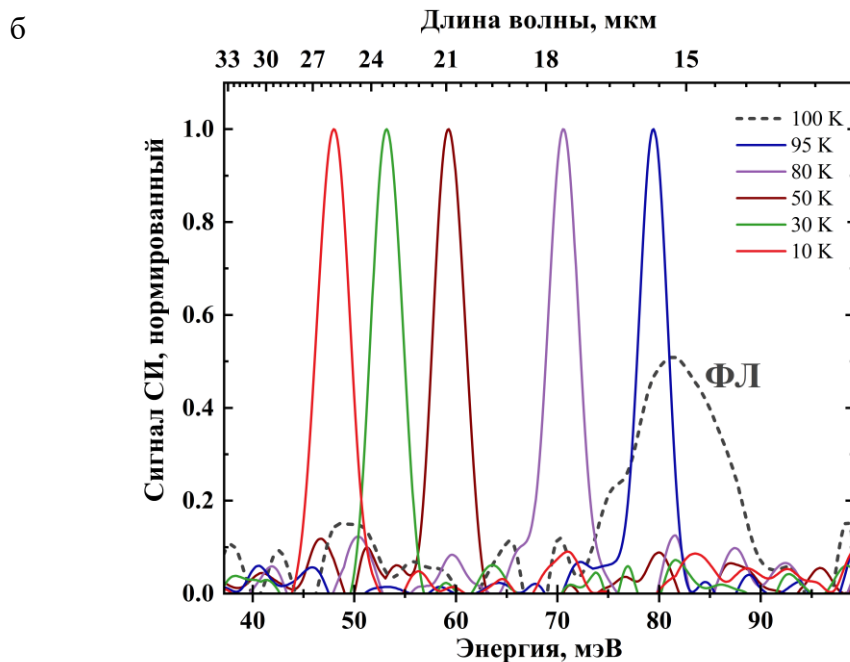
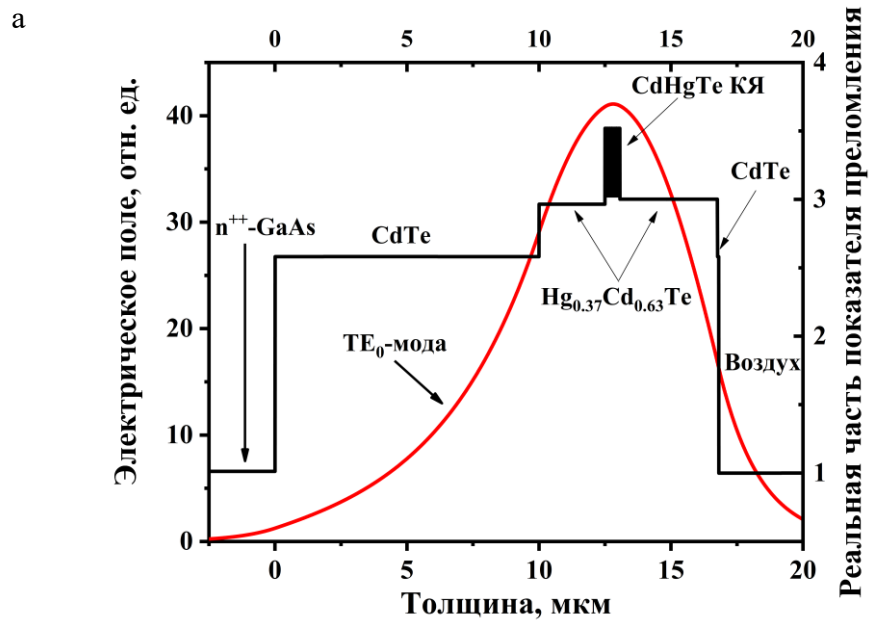


Рисунок 4.1 – Для волноводной гетероструктуры № 221201: а) пространственное распределение показателя преломления для длины волны $\lambda = 25$ мкм (чёрная кривая) и распределение электрического поля основной TE_0 -моды (красная кривая); б) спектры стимулированного излучения при разных температурах, нормированные на максимум сигнала, и спектр фотолюминесценции при 100 К. Спектральное разрешение составляло 2 мэВ.

Микродисковые лазеры формировались с помощью взрывной литографии и ионного травления. Методика создания микродисков данными технологиями описано в главе 2 (параграф 2.3). В качестве маски был использован алюминий (Al). На рисунке 4.2 представлены СЭМ-изображения исследуемых микродисков, диаметром 200 мкм с разной глубиной травления [А6].

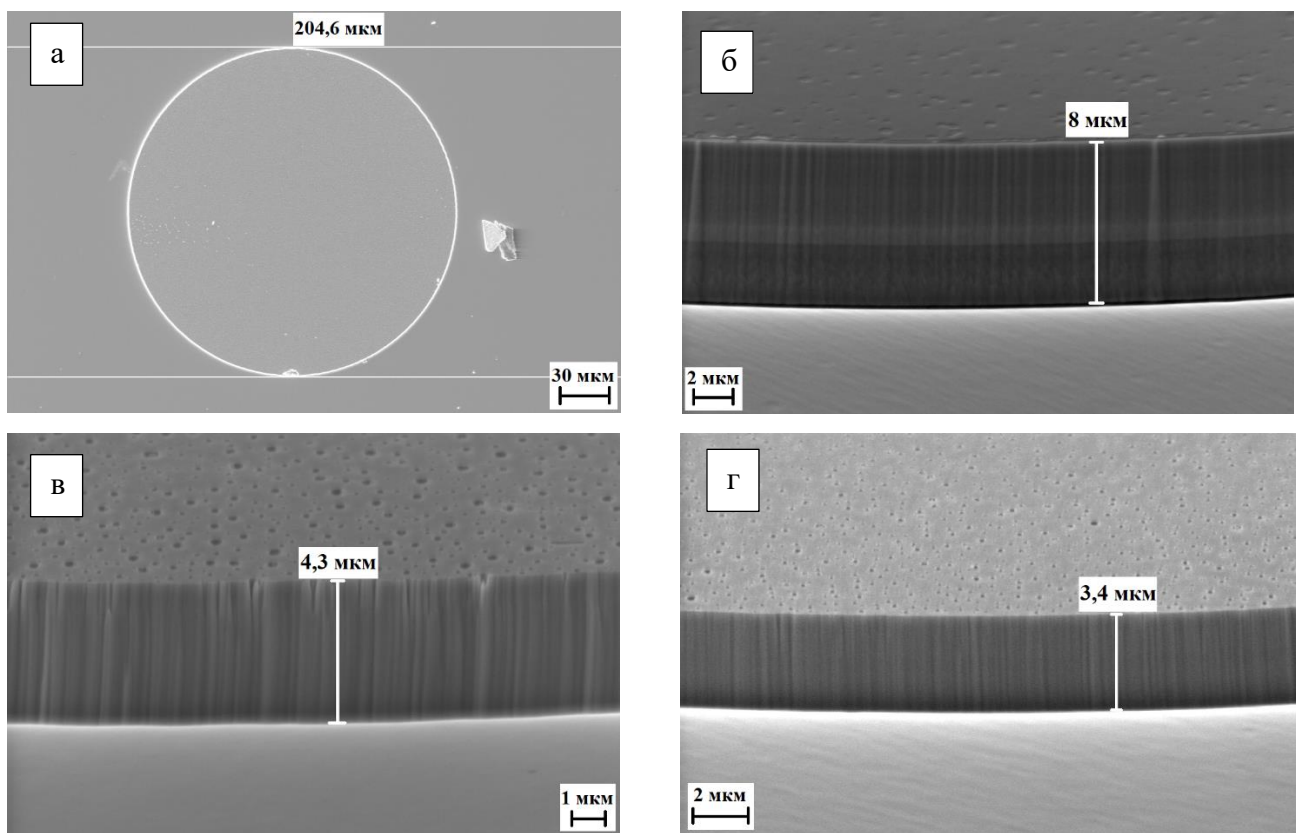


Рисунок 4.2 – СЭМ-снимки микродисков: а) вид сверху структуры № 1201d, вид сбоку с разной глубиной травления – б) 8 мкм (структура № 1201a), в) 4,3 мкм (структура № 1201c), г) 3,4 мкм (структура № 1201d).

Также в работе исследовались торцевые гребенчатые лазеры, сформированные на основе волноводной гетероструктуры № 161220 (Рисунок 4.3a) [А7]. Параметры структуры: толщина КЯ – 5,9 нм, содержание кадмия в КЯ – 10,8 %, содержание кадмия в барьере – 63 %, количество КЯ – 5 (Рисунок 4.3б). Максимальная температура наблюдения СИ при импульсной оптической накачке составила 160 К. Далее непротравленный образец будем обозначать № 1220, а торцевой гребенчатый лазер на основе данной структуры № 1220a.

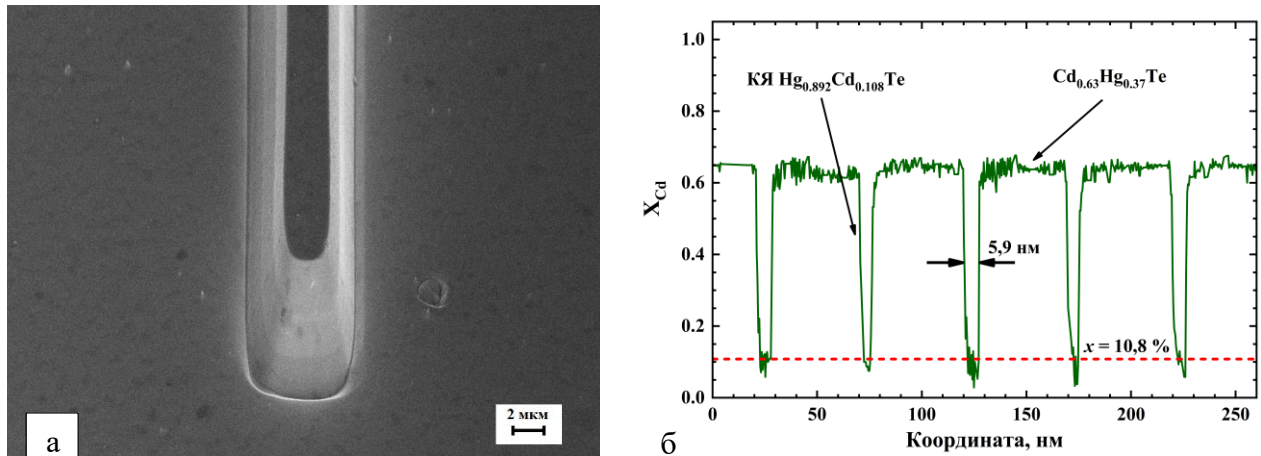


Рисунок 4.3 – а) СЭМ-изображение торцевого гребенчатого HgCdTe лазера № 1612а. б) Распределение кадмия в волноводной гетероструктуре № 161220, полученное с помощью эллипсометрии.

4.3 Методика исследования стимулированного и лазерного излучения в HgCdTe микродисках

С помощью взрывной литографии и ИТ был сформирован микродиск № 1201а диаметром 200 мкм и высотой 8 мкм (Рисунок 4.2б). Такое травление было почти «аналогично» травлению микродисков, генерирующих в области 4 мкм (глава 2, параграф 2.5), то есть в обоих случаях стравливались покровный слой, верхний волноводный слой, массив КЯ и затрагивался нижний волноводный слой (Рисунок 4.4г). При проведении спектроскопических исследований обнаружить генерацию ЛИ в этом микродиске не удалось.

Возникает естественный вопрос, что произошло с мезаструктурой и на какую глубину нужно травить длинноволновые образцы, чтобы получить ЛИ. Поэтому были сформированы ещё два микродиска так, что вне микродиска у первого образца стравливались покровный слой и часть верхнего волноводного слоя (Рисунок 4.4б), а у второго - покровный слой, верхний волноводный слой и половина массива КЯ (Рисунок 4.4в) [А6].

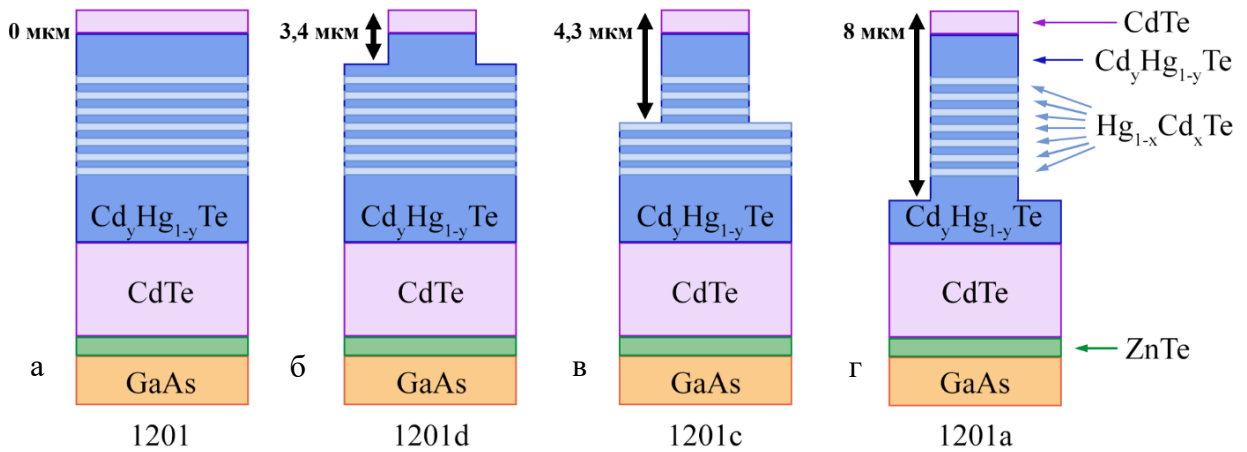


Рисунок 4.4 – Схематическое изображение образцов с разной глубиной травления, сформированных на основе одной структуры № 221201: а) непротравленный образец № 1201 (глубина травления 0 мкм), б) образец № 1201d (глубина травления 3,4 мкм), в) образец № 1201с (глубина травления 4,3 мкм), г) образец № 1201а (глубина травления 8 мкм).

В результате в образцах № 1201d и № 1201с было получено стимулированное излучение при накачке импульсным CO_2 -лазером с длиной волны 10,6 мкм (Рисунок 4.5). На рисунке 4.5а представлены спектры излучения образца № 1201с при различной плотности мощности и с разным спектральным разрешением при 35 К. На них не видна модовая структура, однако наблюдается сверхлинейная зависимость сигнала от мощности накачки, а ширина спектров составляет 1,2 – 1,6 мэВ, что характерно для стимулированного излучения, так как для ФЛ ширина линии в идеальном случае должна составлять $\sim 0,7 \cdot k_B \cdot T$, где k_B – постоянная Больцмана, T – температура, что при 35 К соответствует 2,1 мэВ. При увеличении температуры спектры СИ сдвигаются в коротковолновую область, а модовая структура так и не наблюдается (Рисунок 4.5б).

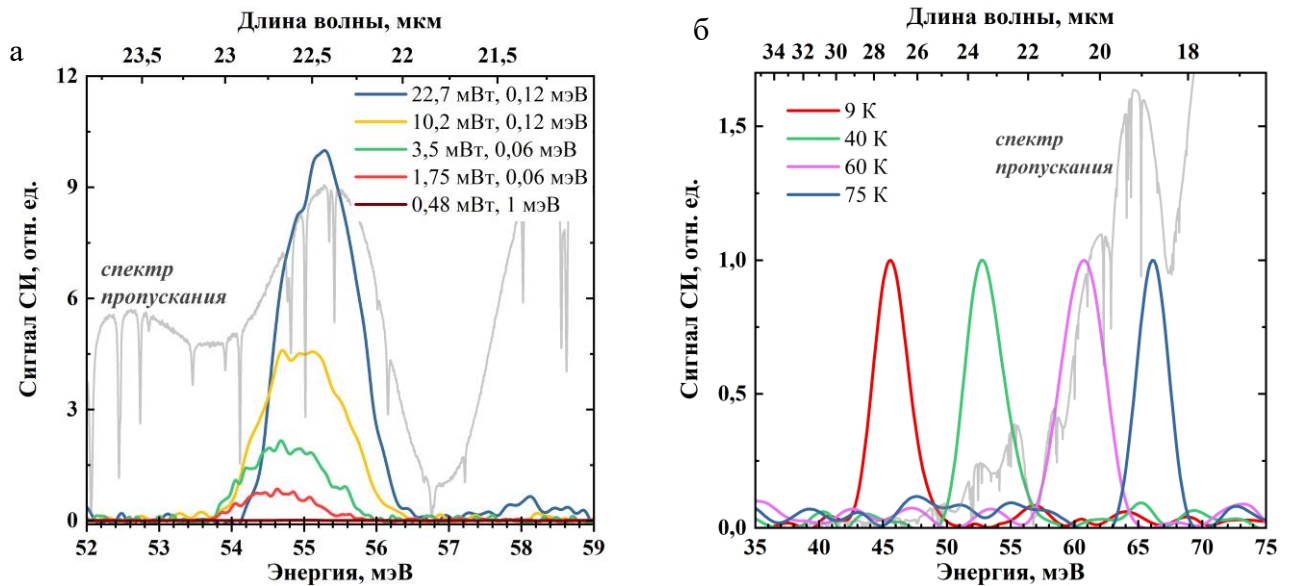


Рисунок 4.5 – Спектры стимулированного излучения а) образца № 1201с при 35 К при разной плотности мощности накачки импульсным CO_2 -лазером с длиной волны 10,6 мкм и разным спектральным разрешением, б) образца № 1201d при разной температуре со спектральным разрешением 1 мэВ. Также приведён спектр пропускания (серым цветом) со спектральным разрешением 0,025 мэВ.

Ранее при исследовании микродисков, оптический переход которых был около 4 мкм, было невозможно наблюдать СИ из области вне микродиска, так как травление осуществлялось до буферного слоя CdTe. Однако в образцах № 1201d и № 1201с вне области микродиска остались квантовые ямы и нижний волноводный слой. Расчёт распределения электрического поля основной TE_0 -моды для этих образцов показывает, что, несмотря на стравливание верхних слоёв структуры, мода хорошо локализуется в активной области (Рисунок 4.6). Хорошую локализацию обеспечивает легированная n^{++} -GaAs-подложка. Из-за этого в образцах № 1201d и № 1201с наблюдается СИ из области вне микродиска.

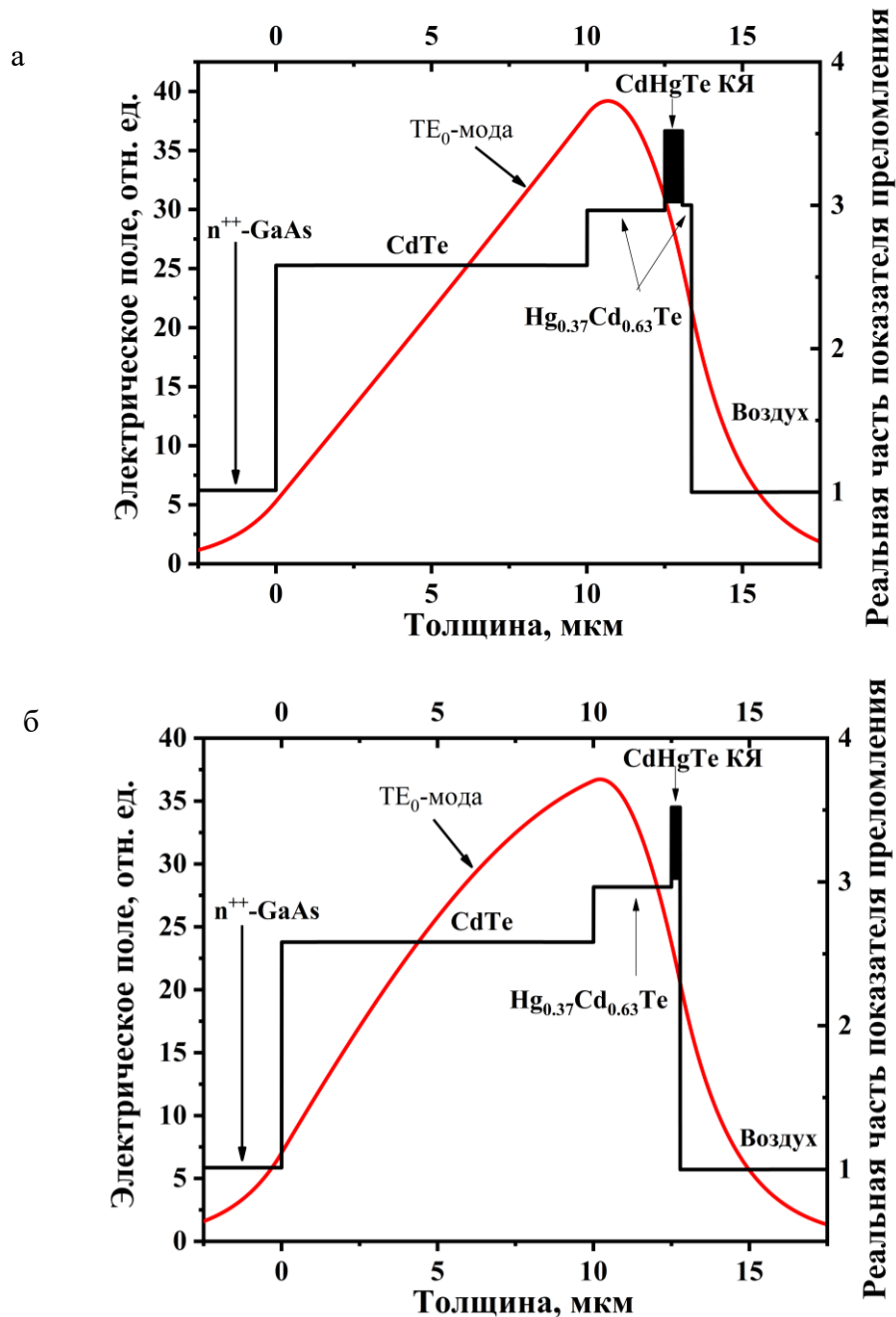


Рисунок 4.6 – Пространственное распределение показателя преломления для длины волны $\lambda = 25$ мкм (чёрная кривая) и распределение электрического поля основной TE_0 -моды (красная кривая) для области вне микродиска образцов № 1201d (а) и № 1201с (б).

Так как область вне микродиска намного больше размера микродиска (квадрат размером 5×5 мм против круга радиусом 100 мкм (Рисунок 4.7а)), то при засвечивании пятном накачки всего образца СИ доминирует. Для того, чтобы уменьшить вклад СИ в спектр излучения и зафиксировать ЛИ была использована диафрагма. Её диаметр составлял 1 мм, а располагалась она на расстоянии ~ 7 см от образца (диаметр пятна на образце составлял 1,5 мм). В результате при засвечивании всего образца (открытая диафрагма) наблюдалось СИ из области вне микродиска и исследовались его характеристики (Рисунок 4.7б), а при использовании диафрагмы

диаметром 1 мм в спектре наблюдалось ЛИ микродиска, что позволило исследовались его характеристики (Рисунок 4.7в).

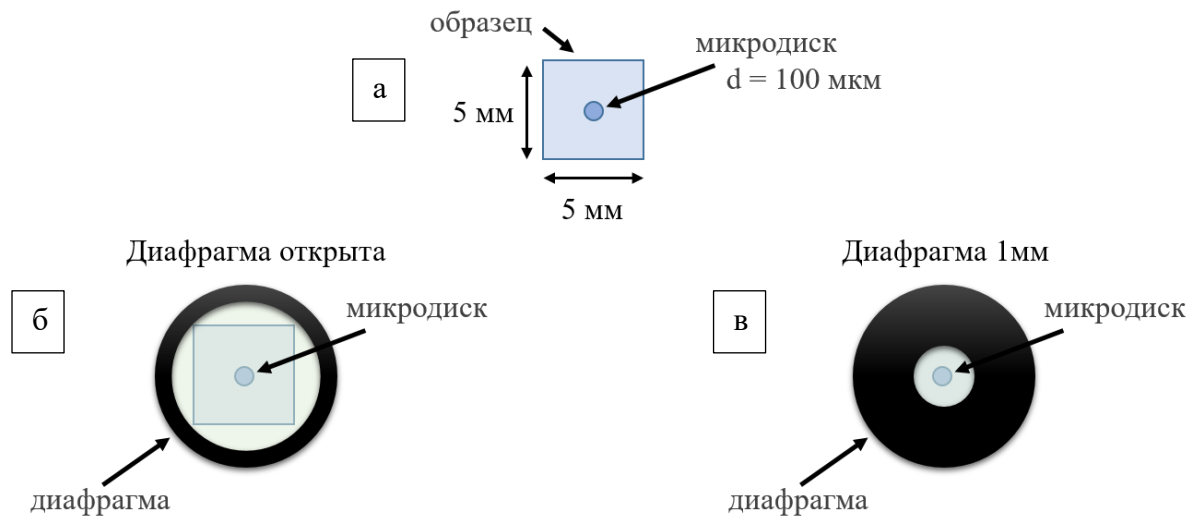


Рисунок 4.7 – а) Схематическое изображение исследуемых образцов. Схема исследования СИ из области вне микродиска (б) и ЛИ микродиска (в).

4.4 Исследование влияния глубины травления на оптические свойства HgCdTe лазеров

В результате при использовании вышеописанной методики в образцах № 1201d и № 1201с наблюдалось СИ из области вне микродиска и ЛИ микродиска. На рисунке 4.8 приведены спектры длинноволнового ЛИ на длинах волн 25 – 20 мкм. Разрешение, с которым записывались спектры, составляло 0,012 - 0,06 мэВ, что позволило зафиксировать структуру мод в спектрах излучения микродисков. Теоретическое значение межмодового расстояния для мод шепчущей галереи, рассчитанное в первом приближении по формуле (2) (см. главу 2, параграф 2.5), составляет 0,62 мэВ, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. При этом наблюдаемые в спектре ЛИ моды не имеют одинакового значения радиального порядка q , а имеют разные радиальные порядки q , каждый из которых имеет разные азимутальные числа m . Ширина спектра ЛИ на полувысоте составляет 0,031 мэВ при разрешении 0,012 мэВ (Рисунок 4.8б), что на два порядка меньше типичной ширины спектра СИ (Рисунок 4.5) [А6].

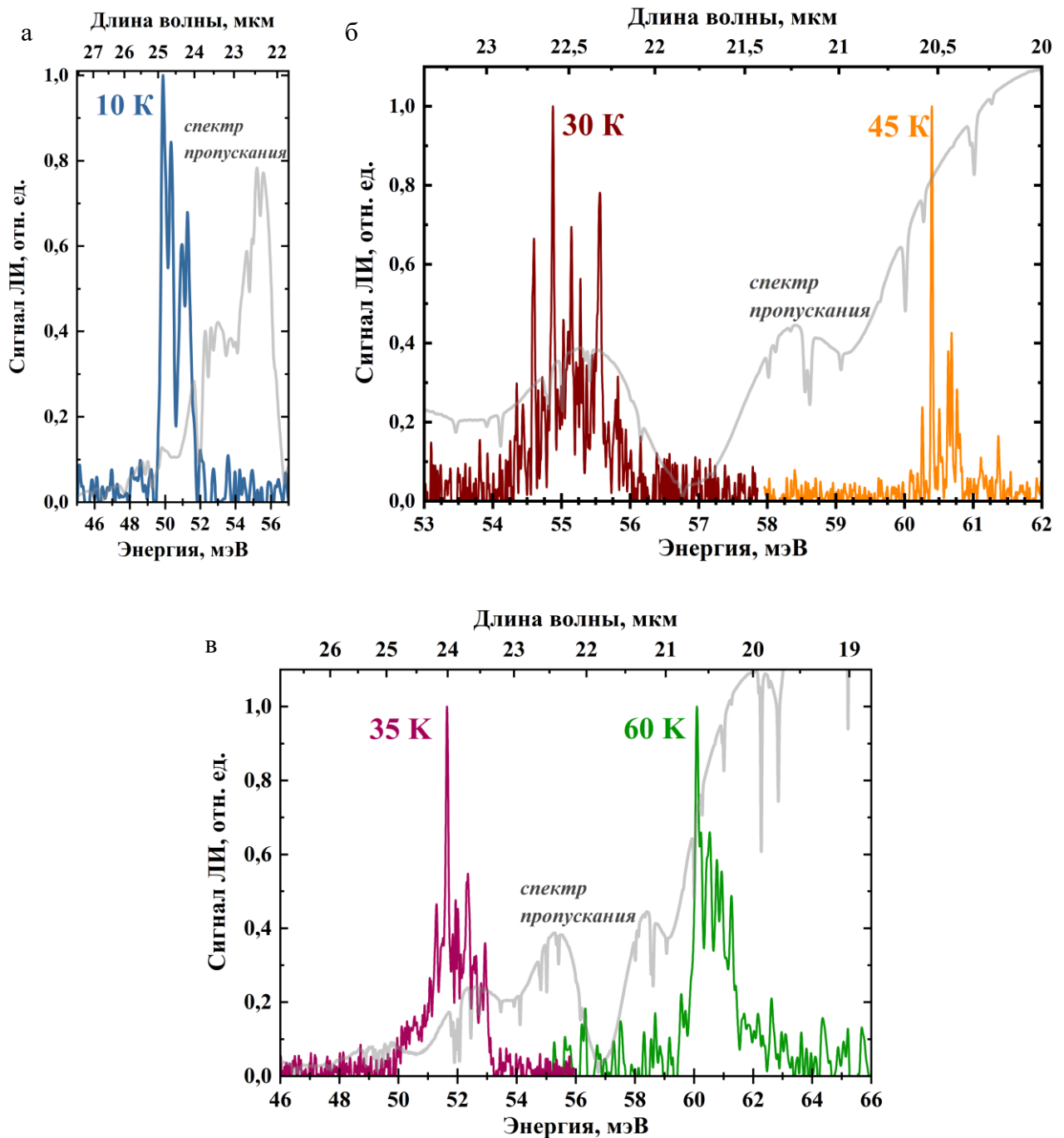


Рисунок 4.8 – Спектры лазерного излучения микродисков при разных температурах: а) № 1201с при 10 К и разрешении 0,06 мэВ, б) № 1201с при 30 К и 45 К и разрешении 0,012 мэВ, в) № 1201d при 35 К и 60 К и разрешении 0,025 мэВ. Также на спектрах приведён спектр пропускания (серым цветом) со спектральным разрешением 0,025 мэВ.

В работе [142] была предложена экспресс-характеризация волноводных гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe , которая показала, что изменение ширины запрещённой зоны с температурой имеет скорость около 0,25 мэВ/К. Зная ширину запрещённой зоны структуры при некоторой температуре, можно оценить, какую ширину запрещённой зоны будет иметь

структура при любой другой температуре. При этом нужно учесть, что ширина запрещённой зоны КРТ КЯ при нормальной зонной структуре (см. главу 1, параграф 1.2) увеличивается при увеличении температуры. Максимальная длина волны ЛИ образца № 1201d составила 26,5 мкм при 10 К. Однако эта область длин волн имеет большое число линий поглощения атмосферы (Рисунок 4.8), а интенсивность ЛИ в несколько раз меньше, чем интенсивность СИ. Поэтому записать хороший спектр СИ образца № 1201d при 9 К удалось при использовании 24 мкм КРТ приёмника, в то время как спектр ЛИ имел небольшой сигнал и плохое соотношение сигнал/шум, поэтому данный спектр не приводится. Однако, используя методику экспресс-характеризации, можно рассчитать, какую длину волны должно иметь ЛИ микродиска № 1201d при 10 К, при условии, что мы знаем ширину запрещённой зоны при 35 К (Рисунок 4.8в). Ширина запрещённой зоны составляет 51 мэВ при 35 К, следовательно, получаем, что при 10 К ширина запрещённой зоны составит 47,2 мэВ, что соответствует длине волны 26,3 мкм. Поэтому в дальнейшем все полученные результаты будут относиться к диапазону длин волн 20 – 26 мкм.

Для СИ области вне микродиска и ЛИ микродиска были определены максимальная температура наблюдения СИ/ЛИ и пороговая плотность мощности накачки (Таблица 4.1). Можно отметить, что с увеличением глубины травления пороговая плотность мощности накачки повышается, а максимальная температура гашения излучения снижается как для ЛИ, так и для СИ процессированных образцов по сравнению с параметрами СИ непроцессированной структуры.

Таблица 4.1 – Параметры стимулированного (СИ) и лазерного (ЛИ) излучения при разной глубине травления. Обозначения: h – глубина травления, $T_{\text{макс}}$ – максимальная температура наблюдения СИ/ЛИ, $P_{\text{пор}}$ – пороговая плотность мощности накачки при 35 К для СИ/ЛИ.

Образец	h , мкм	$T_{\text{макс(СИ)}}$, К	$T_{\text{макс(ЛИ)}}$, К	$P_{\text{пор(СИ)}}$, кВт/см ²	$P_{\text{пор(ЛИ)}}$, кВт/см ²
1201	0	95 ± 2	-	$0,5 \pm 0,2$	-
1201d	3,4	75 ± 2	60 ± 2	$7,5 \pm 1$	12 ± 1
1201c	4,3	50 ± 2	50 ± 2	9 ± 1	35 ± 3
1201d	8	-	-	-	-

Как было сказано в главе 2 (параграф 2.5) характеристики излучения могли ухудшиться из-за возникающих при травлении дополнительных оптических потерь или дефектов активной области, усиливающих безызлучательную рекомбинацию. При использовании металлических масок, как было показано ранее, на боковых стенках микродисков увеличивается шероховатость (глава 2, параграф 2.6). По сравнению с микродисками коротковолнового диапазона в данных микродисках увеличены глубина травления, диаметр микродиска и длина волны излучения, что в результате приводит к тому, что оптические потери на шероховатостях малы, а, следовательно,

не являются причиной увеличения пороговой плотности мощности накачки и уменьшения максимальной температуры наблюдения ЛИ.

Оценим эффективное время жизни носителей по формуле (10) (см. главу 3, параграф 3.5). Для этого необходимо знать пороговые плотность мощности накачки и концентрацию носителей. Первая была определена с помощью измерений зависимости интенсивности сигнала от плотности мощности накачки с открытой диафрагмой и диафрагмой диаметром 1 мм (Рисунок 4.7). Результаты измерений для ЛИ микродиска № 1201с представлены на рисунке 4.9. Для второй необходимо было рассчитать материальное усиление (Рисунок 4.10а). Расчёт был выполнен профессором, д.ф.-м.н. В. Я. Алёшкиным и к.ф.-м.н. А. А. Дубиновым. При этом видно, что пороговая концентрация носителей, при которой происходит усиление в непроцессированном образце № 1201 при 95 К, составляет $9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

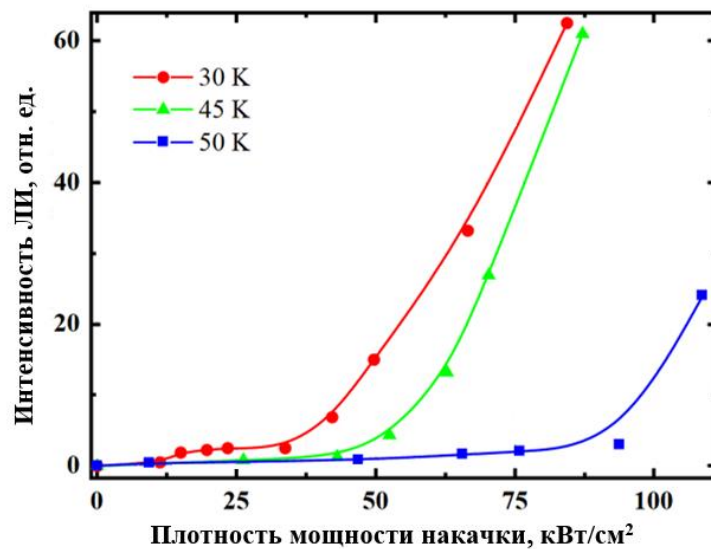


Рисунок 4.9 – Интенсивность сигнала от плотности мощности накачки для микродиска № 1201с при разных температурах.

Для области вне диска TE_0 -мода «утекает» в CdTe-буфер по мере того, как при травлении уменьшается толщина верхнего слоя (Рисунок 4.6). В результате этого увеличивается отношение внутренних потерь к фактору оптического ограничения ($\alpha_{внут}/\Gamma$) (Рисунок 4.10б), следовательно, требуется достигнуть большего материального усиления, чтобы наблюдать СИ/ЛИ. Для образцов № 1201d и № 1201с этот уровень при 35 К отмечен на рисунке 4.10а пунктирной и штрихпунктирной линиями, соответственно [А6].

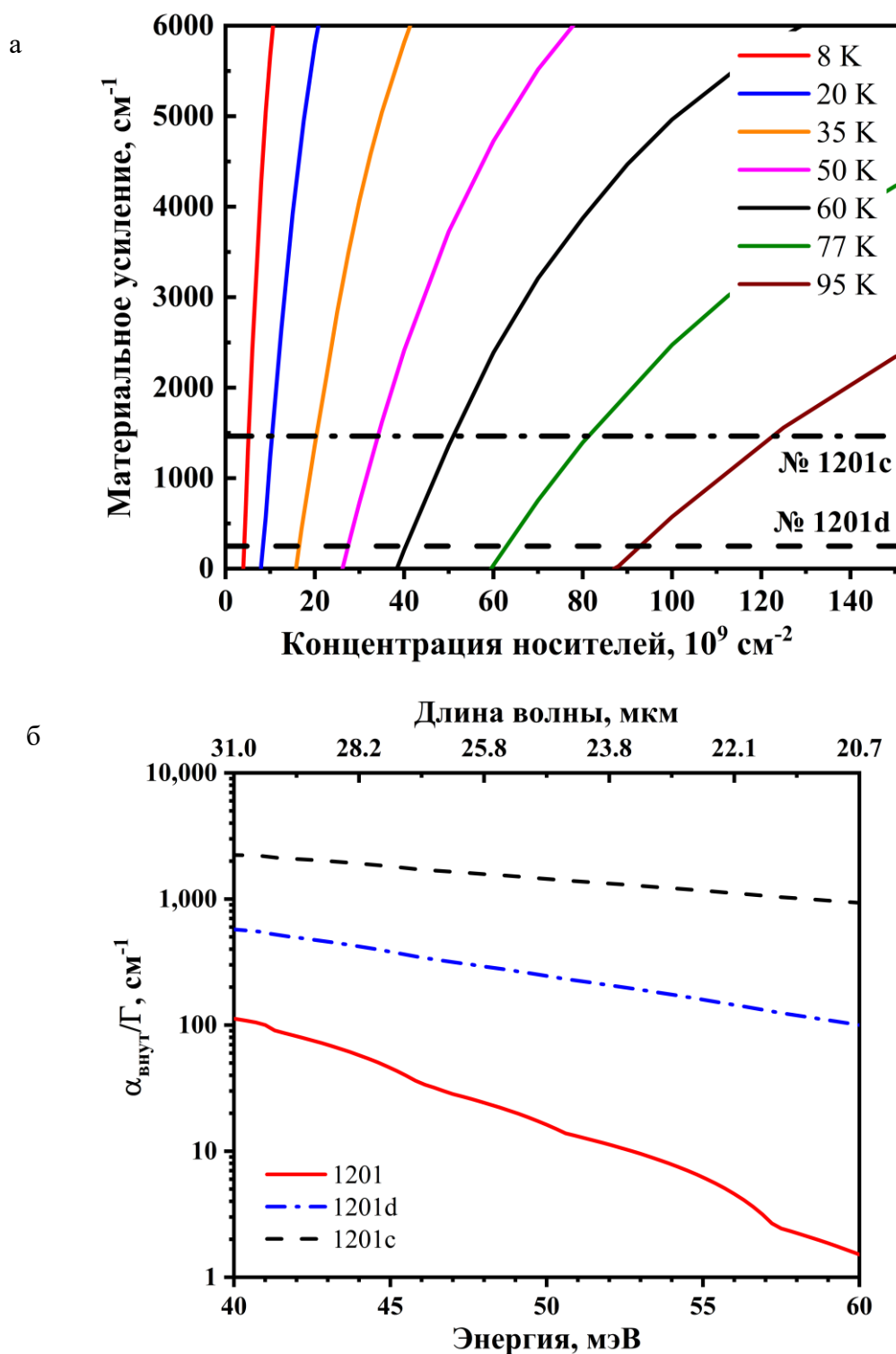


Рисунок 4.10 – а) Зависимость материального усиления от концентрации неравновесных носителей при разных температурах. Пунктирной и штрихпунктирной линиями отмечен уровень усиления для образцов № 1201d и № 1201c при 35 К, соответственно. б) Зависимость отношения внутренних потерь к фактору оптического ограничения ($\alpha_{\text{внут}}/\Gamma$) от длины волны для непроцессированного образца № 1201 и процессированных образцов с разной глубиной травления.

Рассчитанные значения эффективного времени жизни носителей при 35 К приведены в таблице 4.2. Видно, что и для области вне микродиска, и для микродиска время жизни носителей на 1,5 порядка меньше, чем для непроцессированного образца.

Таблица 4.2 – Эффективное время жизни носителей для микродисковых лазеров и области вне микродиска при разной глубине травления. Обозначения: h – глубина травления, $\tau_{эфф}$ – эффективное время жизни носителей при 35 К при пороговой концентрации носителей для стимулированного/лазерного излучения.

Образец	h , мкм	$\tau_{эфф(СИ)}$, пс	$\tau_{эфф(ЛИ)}$, пс
1201	0	150	-
1201d	3,4	8	5
1201с	4,3	8	1,7
1201d	8	-	-

Поскольку для непроцессированного образца № 1201 $\alpha_{внут}/\Gamma$ незначительно (18 см^{-1} при 35 К), и СИ наблюдалось при 95 К только при максимальной плотности мощности накачки 105 кВт/см^2 , то можно предположить, что такая плотность мощности соответствует пороговой концентрации носителей при 95 К. При травлении покровного слоя CdTe и верхнего волноводного слоя (Рисунок 4.4б) соотношение $\alpha_{внут}/\Gamma$ в образце № 1201d увеличивается до 250 см^{-1} при 35 К (Рисунок 4.10б). Это значение все ещё достаточно низкое, чтобы ожидать рабочую температуру около 85 – 90 К, а не 75 К, как это наблюдалось в эксперименте. В непроцессированном образце пороговая плотность мощности при 75 К составляет около 5 кВт/см^2 , а время жизни носителей можно оценить в 44 пс. Видно, что для данного образца время жизни носителей при увеличении температуры от 35 К до 75 К падает с 150 пс до 44 пс, что является результатом усиливающейся с температурой оже-рекомбинации. Уменьшение времени жизни до 8 пс для области вне микродиска после травления указывает на «включение» дополнительной безызлучательной рекомбинации, которая, по-видимому, происходит через дефекты, вносимые в процессе ИТ. Это увеличивает пороговую мощность накачки и уменьшает температуру гашения СИ.

Однако видно, что при переходе от образца № 1201d к № 1201с время жизни носителей при СИ не изменяется (Таблица 4.2). По-видимому, дальнейшие дефекты, вносимые ИТ, незначительны, и увеличение пороговой мощности, и уменьшение температуры наблюдения СИ определяются увеличением на порядок соотношения $\alpha_{внут}/\Gamma$ (Рисунок 4.10б).

Мы видим уменьшение времени жизни носителей для микродисков по сравнению с непроцессированным образцом, а также что $\tau_{эфф(ЛИ)}$ меньше $\tau_{эфф(СИ)}$ (Таблица 4.2). Это указывает

либо на более высокую плотность дефектов в микродиске, либо на большие оптические потери на боковых стенках резонатора. Однако, как уже было показано выше, значение оптических потерь мало. Помимо этого, максимальная температура наблюдения СИ и ЛИ для образца № 1201с одинаковая – 50 К, а для микродиска № 1201d для ЛИ она составляет 60 К, при условии того, что и для микродиска № 1201d, и для микродиска № 1201с пороговая плотность мощности накачки выше, чем для области вне микродиска образца № 1201с (Таблица 4.2), что также указывает на хорошую добротность микродисков.

Стоит отметить, что при расчёте материального усиления от концентрации носителей не учитывается разогрев носителей. Разогрев носителей в таких структурах проявляется, когда мощность накачки превышает 10 кВт/см^2 [33]. Тогда получается, что для микродиска № 1201с эффективная температура носителей вблизи порогового значения плотности мощности накачки будет, несомненно, выше 35 К. Таким образом, генерация ЛИ на самом деле начинается при более высокой концентрации носителей, чем ожидалось из рисунка 4.10а при 35 К. Это означает, что время жизни носителей в таблице 4.2 для микродиска № 1201с занижено (формула (10)). Кроме того, генерация ЛИ при 50 К для микродиска № 1201с происходит при максимальной плотности мощности накачки 105 кВт/см^2 , то есть разогрев носителей может быть ещё сильнее. Это означает, что в действительности при учёте разогрева носителей зависимость материального усиления от концентрации носителей будет увеличиваться медленнее, чем на рисунке 4.10а.

Таким образом, при увеличении глубины травления основной причиной уменьшения температуры наблюдения ЛИ микродисков и СИ области вне микродиска, а также повышения пороговой плотности мощности, необходимой для генерации СИ/ЛИ, является безызлучательная рекомбинация на дефектах, создаваемых при ионном травлении. Различие в пороговых мощностях накачки для СИ непротравленного образца и ЛИ протравленных образцов, по-видимому, связано с разной плотностью дефектов, вносимых ИТ, что также приводит к различной скорости уменьшения максимальных температур наблюдения СИ и ЛИ при увеличении глубины травления [А6].

Аналогичные исследования влияния глубины травления на характеристики излучения были проведены в торцевых гребенчатых лазерах (полосках), сформированных на основе гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe с помощью ФЛГ и ИТ. Так как травление данных структур осуществлялось ниже массива КЯ (Рисунок 4.11а), то наблюдать СИ из областей вне полосков было невозможно. В результате наблюдалось только ЛИ торцевого гребенчатого лазера № 1220а на модах Фабри-Перо в области длин волн 7 – 9 мкм (Рисунок 4.11б) [А7].

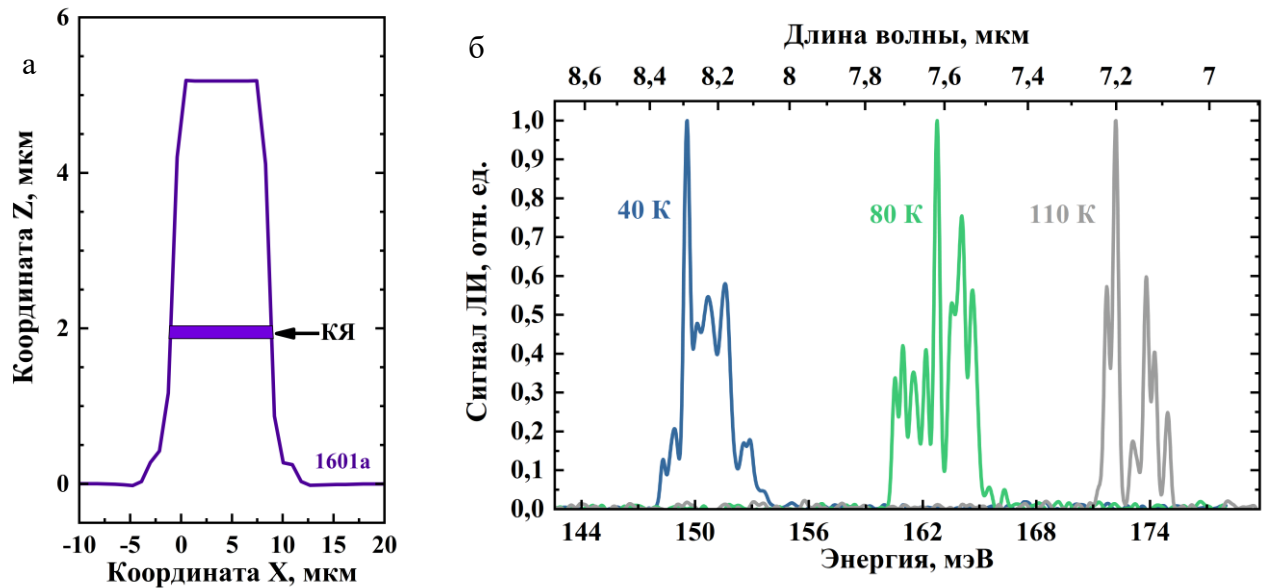


Рисунок 4.11 – а) Поперечный профиль торцевого гребенчатого лазера, полученный с помощью интерферометра белого света. Стрелкой указано расположение КЯ. б) Спектры лазерного излучения при разных температурах торцевого гребенчатого лазера № 1220а.

Также по формуле (10) было оценено эффективное время жизни носителей для непроцессированного образца и торцевого гребенчатого лазера (Таблица 4.3). Для исходного образца пороговая концентрация носителей при 35 К составляла $1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Из таблицы 4.3 видно, что при увеличении глубины травления уменьшается максимальная температура наблюдения ЛИ, растёт пороговая плотность мощности накачки и, следовательно, уменьшается эффективное время жизни носителей. Причём тенденция уменьшения времени жизни носителей аналогична уменьшению времени жизни носителей в микродисках с увеличением глубины травления: при переходе от образца № 1612 к образцу № 1612а время жизни носителей падает на порядок.

Таблица 4.3 – Эффективное время жизни носителей непроцессированного образца № 1220 и торцевого гребенчатого лазера № 1220а при разной глубине травления. Обозначения: h – глубина травления, $T_{\text{макс}}$ – максимальная температура наблюдения СИ непроцессированного образца № 1220 и ЛИ полоска, $P_{\text{пор}}$ – пороговая плотность мощности накачки при генерации СИ/ЛИ при 35 К, $\tau_{\text{эфф}}$ – эффективное время жизни носителей при 35 К при пороговой концентрации носителей для СИ непроцессированного образца № 1220 и ЛИ полоска.

Образец	h , мкм	$T_{\text{макс}}$, К	$P_{\text{пор}}$, кВт/см ²	$\tau_{\text{эфф}}$, нс
1220	0	160	0,2	14,8
1220а	5,2	120	1	2,9

Таким образом, в мезаструктурах, оптический переход которых лежит в области 7 – 26 мкм, с увеличением глубины травления происходит увеличение пороговой плотности мощности накачки и уменьшение максимальной температуры наблюдения ЛИ по сравнению с непроцессированными структурами, что обусловлено уменьшением эффективного времени жизни носителей вследствие безызлучательной рекомбинации на дефектах, создаваемых при травлении.

Стоит отметить, что в сформированном с помощью масочной литографии и ионного травления массиве микродисков, описанных во второй главе в параграфе 2.5, глубина травления была около 4 мкм. При этом они обладали плохой добротностью и в спектрах ЛИ не наблюдалась модовая структура. Также по СЭМ-снимкам боковые стенки резонаторов были очень шероховатыми. По-видимому, такое поведение излучения массива микродисков коротковолнового диапазона было связано с вышеописанным эффектом – безызлучательной рекомбинацией на дефектах, вносимых ИТ.

Зная, что для мезаструктур, генерирующих ЛИ в окне прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм, при глубине травления 1,5 – 1,7 мкм характеристики ЛИ практически не ухудшились по сравнению с СИ в непроцессированных структурах (за исключением максимальной температуры наблюдения ЛИ, падение которой было связано с оптическими потерями), а в микродисках длинноволнового диапазона наиболее удовлетворительные характеристики наблюдались при глубине травления 3,4 – 4,3 мкм, можно сделать вывод, что на данный момент для получения ЛИ в гетероструктурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe с удовлетворительными характеристиками в диапазоне длин волн больше 20 мкм глубина травления при использовании ионного травления не должна превышать 3 – 4 мкм.

4.5 Исследование структур, подверженных ионному травлению

Как известно, для получения СИ в гетероструктурах с КЯ необходимо достигнуть материального усиления, превышающего потери. В общем случае можно написать, что

$$(G - \alpha_{КЯ}) \cdot \Gamma = \alpha_{внут} + \alpha_{изл}, \quad (11)$$

где G – материальное усиление, $\alpha_{КЯ}$ – потери в квантовых ямах, Γ – фактор оптического ограничения, $\alpha_{внут}$ – внутренние потери, $\alpha_{изл}$ – потери на излучение. Напомню, что Γ -фактор – это безразмерный коэффициент, отображающий долю энергии электромагнитного излучения, приходящуюся на массив КЯ, в котором происходит усиление излучения. Внутренние потери включают в себя потери на примесях, фононах, свободных носителях (друдевские потери).

Коэффициент поглощения в одной КЯ гетероструктуры на основе HgCdTe составляет 0,5 %. Тогда $\alpha_{КЯ}$ даже при наличии 30 КЯ является малой величиной, которой можно пренебречь. Также можно пренебречь потерями на излучения, так как в непротесированных гетероструктурах с КРТ КЯ отсутствует резонатор и наблюдается СИ, которое является однопроходовым усиленным излучением. В результате для генерации СИ необходимо, чтобы выполнялось условие

$$G > \alpha_{внут} / \Gamma. \quad (12)$$

На рисунке 4.12 представлено значение $\alpha_{внут}/\Gamma$ в широком диапазоне длин волн и при разной толщине буферного слоя CdTe для гетероструктур к КЯ HgCdTe/CdHgTe с оптимизированными по потерям конструкциями волноводов. Как уже было показано ранее, толщина CdTe-буфера, а также легирование GaAs-подложки приводит к изменению локализации основной TE₀-моды волновода и, как следствие, изменению соотношения $\alpha_{внут}/\Gamma$, что также видно на представленном ниже рисунке.

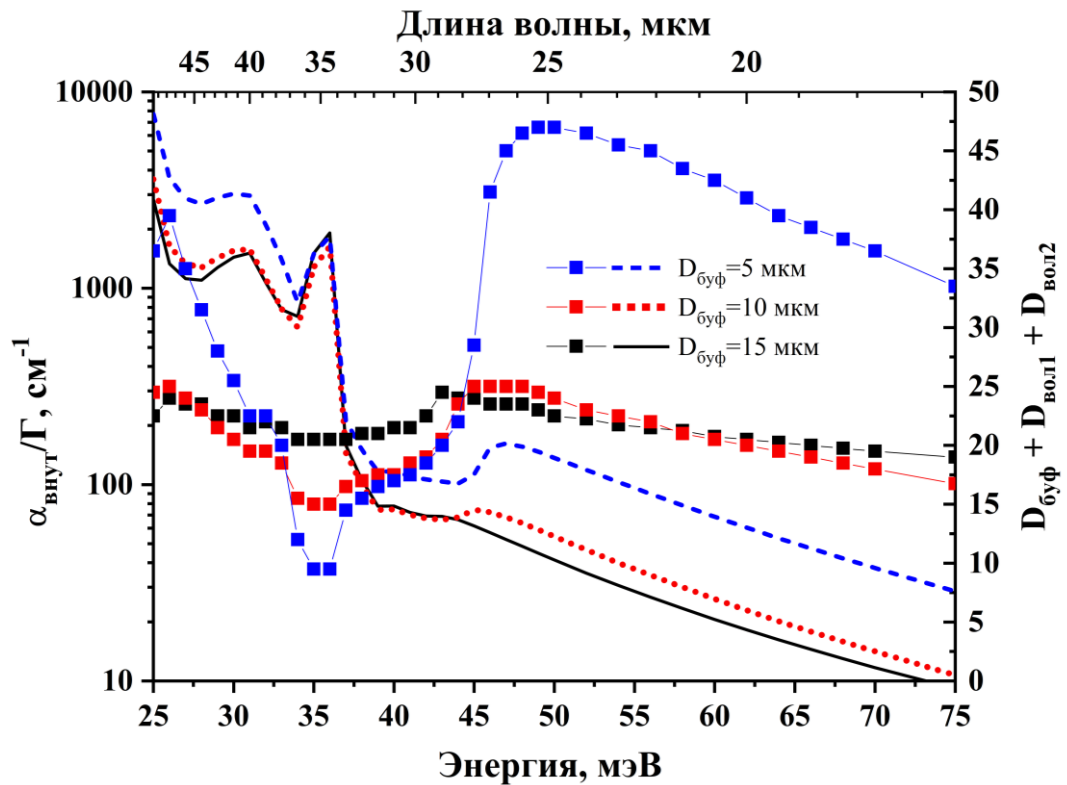


Рисунок 4.12 – Левая ось, кривые без символов: зависимость отношения внутренних потерь к фактору оптического ограничения ($\alpha_{внут}/\Gamma$) от длины волны для разной толщины CdTe-буфера ($D_{буф}$) в гетероструктурах с HgCdTe квантовыми ямами с оптимизированными конструкциями волноводов.

Правая ось, кривые с символами: общая толщина структуры без учёта толщины GaAs-подложки ($D_{буф} + D_{вол1} + D_{вол2}$) при оптимизированном по потерям значении волноводного слоя ($D_{вол1} + D_{вол2}$) в зависимости от длины волны при разных значениях толщины CdTe-буфера ($D_{буф}$). Зависимость взята из работы [33].

В данной зависимости можно выделить три области:

- В первой области ($\lambda < 28$ мкм) соотношение $\alpha_{внут}/\Gamma$ увеличивается с увеличением длины волны. В этой области основную роль играют потери на свободных носителях, которые для полупроводников зависят от длины волны как λ^p , где p меняется от 1,5 до 3,5 в зависимости от аппроксимации, использованной при построении теории [143]. При этом чем шире CdTe-буфер, тем лучше локализуется мода, то есть уменьшается Γ . Поэтому $\alpha_{внут}/\Gamma$ можно уменьшить, увеличив CdTe-буфер до 15 мкм (или как было показано на рисунке 3.2, используя легированную n^{++} -GaAs-подложку).

- Увеличивая длину волны, оказываемся во второй области (28 – 33 мкм), где появляется провал. В работе [33] было показано, что данный участок связан с «фононным отражением» в GaAs-подложке (так называемый «Reststrahlen» волновод). Здесь подложка играет роль зеркала, которое отражает моду назад и локализует её в CdHgTe волноводе. Это привело к уменьшению потерь и позволило наблюдать СИ на рекордной длине волны – 31 мкм.

- В третьей области мы видим пики и провалы в соотношении $\alpha_{внут}/\Gamma$, связанные с нерадиационными потерями – двухфононным поглощением в теллуриде кадмия (CdTe) и теллуриде ртути (HgTe). В этой области, которая соответствует длинам волн 33 – 50 мкм, имеют место самые большие потери, из-за которых пока что не удавалось наблюдать СИ.

Область выше 50 мкм для гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe мы не рассматриваем, так как на длинах волн 60 – 90 мкм располагается полоса остаточных лучей HgCdTe, а в области 50 – 60 мкм соотношение $\alpha_{внут}/\Gamma$ приближается к 10^4 см^{-1} , что маловероятно преодолеть. Поэтому данные структуры нами рассматриваются как материал для межзонных лазеров диапазона длин волн 2 – 50 мкм.

В предыдущем параграфе были рассмотрены параметры образцов с микродисками, имеющими разную высоту. Из-за того, что структура была выращена на легированной n^{++} -GaAs-

подложке, которая хорошо локализовала моду в волноводе (Рисунок 4.6), в исследуемых образцах наблюдалось не только ЛИ микродисков (Рисунок 4.8), но и СИ из области вне микродисков (Рисунок 4.5) [А6]. Стоит отметить, что СИ наблюдалось не только при засветке накачкой всего образца, то есть при открытой диафрагме (Рисунок 4.7б), но и в случае засветки только области с протравленным волноводом (области вне микродиска) при использовании диафрагмы с меньшим диаметром отверстия.

При увеличении толщины верхнего стравленного слоя соотношение $\alpha_{внут}/\Gamma$ для области вне микродиска увеличилось (Рисунок 4.10б). Посмотрим на значение $\alpha_{внут}/\Gamma$ для образцов с протравленными верхними слоями (Таблица 4.4). Видно, что в том диапазоне, где наблюдалось СИ для образца № 1201с, было достигнуто материальное усиление величиной 1500 см^{-1} [А6].

Таблица 4.4 – Соотношение внутренних потерь ($\alpha_{внут}$) к фактору оптического ограничения (Γ) для образцов с разной глубиной протравленного верхнего слоя структуры № 221201. Обозначения: h – высота стравленного верхнего слоя структуры № 221201, $T_{\text{макс}}$ – максимальная температура наблюдения СИ, λ_1 – длина волны СИ при 8 К, λ_2 – длина волны СИ при $T_{\text{макс}}$.

Образец	h , мкм	8 К		$T_{\text{макс}}$		
		λ_1 , мкм	$\alpha_{внут}/\Gamma$, см^{-1}	$T_{\text{макс}}$, К	λ_2 , мкм	$\alpha_{внут}/\Gamma$, см^{-1}
1201	0	26	25,4	95	15,6	0,04
1201d	3,4	28	376	75	20,3	99
1201с	4,3	25	1500	50	20,2	890

Если посмотреть на соотношение $\alpha_{внут}/\Gamma$ на рисунке 4.12 в области 33 – 50 мкм, в которой СИ пока не наблюдалось, то можно видеть, что уровень $\alpha_{внут}/\Gamma$ здесь может быть, как выше 1500 см^{-1} , так и ниже этого значения. Это означает, что для генерации СИ на отдельных длинах волн в области 33 – 50 мкм необходимо сконструировать структуру, в которой материальное усиление G будет превосходить уровень $700 \text{ см}^{-1} \leq \alpha_{внут}/\Gamma \leq 1500 \text{ см}^{-1}$ (Рисунок 4.12 и Таблица 4.4). При этом стоит обратить внимание, что $\alpha_{внут}/\Gamma = 1500 \text{ см}^{-1}$ было достигнуто в структуре № 1201с, в которой были стравлены покровный слой CdTe, верхний волноводный слой CdHgTe и половина массива КЯ. В этом случае величина Γ составляла около 0,003. Тогда внутренние потери $\alpha_{внут}$, а, следовательно, и достигаемое модовое усиление g можно оценить, как 4 см^{-1} .

Известно, что коэффициент усиления уменьшается с частотой [139], поэтому рассмотрим, какое значение модового усиления g можно достичь в гетероструктурах с КРТ КЯ в области длин волн 33 – 50 мкм. В работе [144] была рассчитана действительная часть двумерной проводимости σ (Рисунок 4.13) при разной концентрации неравновесных носителей для модельной

волноводной гетероструктуры с КЯ HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3} с толщиной КЯ 5,6 нм, что соответствует длине волны 62 мкм при 4,2 К. Видно, что для разных значений концентрации неравновесных носителей проводимость меняет знак при энергии кванта от 60 до 100 мэВ (от 20,6 до 12,4 мкм), то есть существует область отрицательных значений σ , где происходит усиление, и положительных значений σ , где происходит поглощение. В области усиления максимальное значение $Re(\sigma) = 6 \cdot 10^7$ см/с.

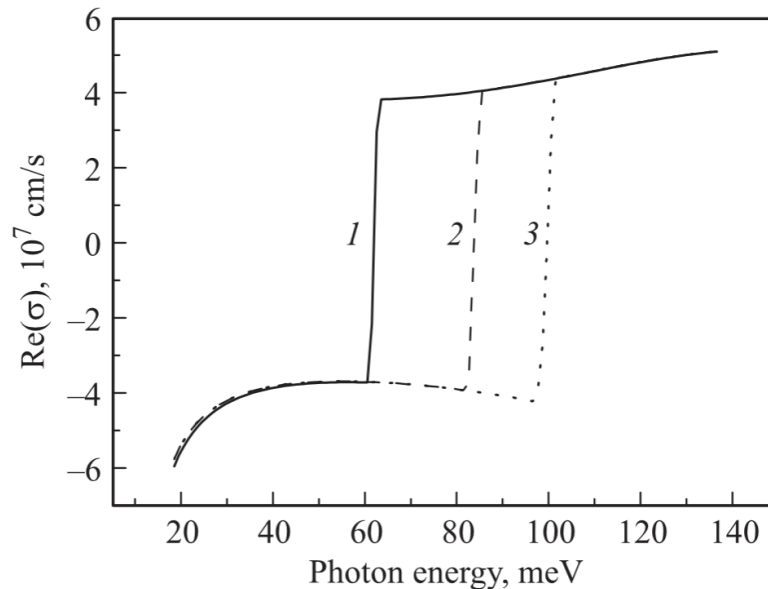


Рисунок 4.13 – Спектр действительной части поверхностной проводимости σ в волноводной гетероструктуре с квантовыми ямами HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3} (толщина квантовой ямы $d = 5,6$ нм) для разных концентраций неравновесных носителей n , 10^{11} см⁻²: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3. Спектр взят из работы [144].

Зная значение $Re(\sigma)$, оценим значение модового усиления g по формуле [139, 145]:

$$g = - \frac{4\pi Re(\sigma)}{cnd} \Gamma, \quad (13)$$

где c – скорость света, n – эффективный показатель преломления, d – толщина КЯ. Тогда получим, что в данной модельной структуре можно получить модовое усиление $g = 45$ см⁻¹.

Похожие оценки проводились и в работе [145] для волноводной гетероструктуры с пятью квантовыми ямами HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3} с толщиной КЯ $d = 5,2$ нм, рассчитанной на генерацию на длине волны около 33 мкм. Было показано, что в такой структуре модовое усиление может быть равно 33 см⁻¹, что сравнимо со значением модового усиления ККЛ [146].

В результате, в гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe в диапазоне длин волн 33 – 50 мкм теоретически можно достигнуть модового усиления 33 – 45 см⁻¹. При оптимизации параметров структуры фактор оптического ограничения может достигать значения 0,01. При

этих условиях получаем, что теоретически в оптимизированных волноводных гетероструктурах с HgCdTe КЯ можно достичь материального усиления размером 4000 см^{-1} в области $33 - 50 \text{ мкм}$, а, следовательно, можно достичь и уровня 1500 см^{-1} , которые экспериментально удалось преодолеть в данной работе.

Таким образом, в гетероструктуре с КЯ HgCdTe/CdHgTe (20 КЯ с $x = 2,6 \%$ и $d = 5,4 \text{ нм}$), выращенной на легированной GaAs n^{++} -подложке, при стравливании верхнего волноводного слоя и половины массива КЯ удаётся преодолеть отношение модовых потерь к фактору оптического ограничения, составляющее 1500 см^{-1} , и наблюдать СИ при оптической накачке с пороговой плотностью мощности 10 кВт/см^2 при 8 К на длине волны 25 мкм [А6]. Теоретические оценки показывают, что преодоление уровня таких потерь достаточно для генерации стимулированного излучения на длинах волн в области $33 - 50 \text{ мкм}$ при использовании оптимизированных структур.

4.6 Заключение

Сформулируем полученные в данной главе результаты.

Во-первых, была продемонстрирована генерация лазерного излучения на модах шепчущей галереи в микродисковых лазерах, сформированных с помощью взрывной литографии и ионного травления на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe, на длинах волн $20 - 26 \text{ мкм}$ при криогенных температурах при оптической накачке импульсным CO_2 -лазером.

Во-вторых, было показано, что уменьшение максимальной температуры наблюдения лазерного излучения микродисков и стимулированного излучения области вне микродисков гетероструктуры HgCdTe с 20 квантовыми ямами ($2,6 \%$ кадмия, толщина $5,2 \text{ нм}$), а также увеличение пороговой плотности мощности накачки с увеличением глубины травления определяются уменьшением времени жизни носителей, которое обусловлено безызлучательной рекомбинацией через дефекты, вносимые ионным травлением. Наблюдение стимулированного излучения стало возможным из-за того, что исследуемая структура имела легированную n^{++} -GaAs-подложку (с концентрацией носителей 10^{18} см^{-2}), которая хорошо локализовала моду в волноводе. Помимо этого, такой же эффект уменьшения времени жизни носителей наблюдался в торцевых гребенчатых лазерах (длина волны излучения $7 - 9 \text{ мкм}$) при увеличении глубины травления. То есть можно сделать вывод, что для мезоструктур, оптический переход которых лежит в области $7 - 26 \text{ мкм}$, при увеличении глубины травления уменьшается время жизни

носителей из-за увеличения дефектов при ионном травлении, что приводит к уменьшению рабочей температуры лазеров и увеличению пороговой мощности накачки.

В-третьих, было продемонстрировано, что наблюдение стимулированного излучения в гетероструктуре с HgCdTe квантовыми ямами со стравленными верхним волноводным слоем и половиной массива квантовых ям и с соотношением внутренних потерь к фактору оптического ограничения 1500 см^{-1} , позволяет рассчитывать на получение в оптимизированных структурах стимулированного излучения в области длин волн $33 - 50\text{ мкм}$, где нерадиационные потери возрастают из-за двухфононного поглощения на фононах CdTe и HgTe.

Заключение

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе.

Продемонстрировано, что методы фотолитографии и ионного травления позволяют создать микродисковые и торцевые гребенчатые лазеры из гетероструктур с квантовыми ямами на основе HgCdTe, межзонный оптический переход которых лежит в диапазоне длин волн 4 – 26 мкм [A1, A2, A3, A4, A6, A7]. (Специальность 2.2.2 и 1.3.19)

В микродисковых лазерах на основе гетероструктур с HgCdTe квантовыми ямами лазерное излучение на модах шепчущей галереи в области 4 мкм возникает при оптической накачке с пороговой плотностью мощности до 50 кВт/см² при температурах ≤ 190 К, что, во-первых, в пределах погрешности не отличается от пороговой интенсивности исходной непроцессированной структуры, во-вторых, при токовом возбуждении соответствует плотности тока 500 А/см² [A3, A4]. (Специальность 1.3.19)

Показано, что максимальная температура наблюдения генерации HgCdTe микродисковых лазеров диаметром 20 – 50 мкм в окне прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм составляет 230 – 260 К, что достижимо при охлаждении элементами Пельтье. Значение максимальной температуры генерации лазерного излучения определяется в первую очередь оптическими потерями на вывод излучения, а не безызлучательной оже-рекомбинацией [A2, A3, A4]. (Специальность 1.3.19)

Впервые продемонстрировано стимулированное излучение в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe с 15 мкм CdTe-буфером при квазинепрерывной оптической накачке с пороговой плотностью мощности 2 Вт/см² при температуре 8 К на длине волны около 24 мкм [A5]. (Специальность 2.2.2)

Экспериментально показано, что квазинепрерывный режим генерации структур с HgCdTe квантовыми ямами при оптической накачке в области длин волн больше 20 мкм при подавлении пороговой оже-рекомбинации ограничивается безызлучательной рекомбинацией Шокли-Рида-Холла, скорость которой определяется дефектностью материала [A5]. (Специальность 2.2.2)

Впервые получено лазерное излучение на модах шепчущей галереи в области 20 – 26 мкм в микродисковых HgCdTe лазерах, диаметром 200 мкм при криогенных температурах [A6]. (Специальность 1.3.19)

Показано, что при переходе от непроцессированной структуры к микродисковому резонатору, а также с увеличением высоты стенок резонатора, то есть глубины травления вне области микродиска, эффективное время жизни носителей уменьшается на 1,5 порядка, что связано с увеличением эффективности безызлучательных процессов рекомбинации через дефектные центры, возникшие в результате ионного травления [А6, А7]. (Специальность 2.2.2 и 1.3.19)

Продemonстрировано, что в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe , выращенных на легированной $\text{GaAs } n^{++}$ -подложке (с концентрацией носителей 10^{18} см^{-3}) и содержащих 2,6 % кадмия в квантовых ямах, при травлении верхнего волноводного слоя и половины массива квантовых ям удаётся преодолеть отношение модовых потерь к фактору оптического ограничения, составляющее 1500 см^{-1} , и наблюдать стимулированное излучение при оптической накачке импульсным CO_2 -лазером (длина волны 10,6 мкм) с пороговой плотностью мощности 10 кВт/см^2 [А6]. Теоретические оценки показывают, что преодоления таких потерь должно быть достаточно для генерации на длинах волн в области 33 – 50 мкм. (Специальность 2.2.2)

Список сокращений и условных обозначений

ИК — инфракрасный

ККЛ — квантовый каскадный лазер

МКЛ – межзонный каскадный лазер

HgCdTe (КРТ) — кадмий-ртуть-теллур

КЯ — квантовая яма

СИ — стимулированное излучение

ЛИ – лазерное излучение

МЛЭ – молекулярно-лучевая эпитаксия

ФЛ — фотолюминесценция

ФП - фотопроводимость

ИТ – ионное травление

ФЛТ – фотолитография

ФР – фоторезист

МШГ – моды шепчущей галереи

МФП — моды типа «Фабри-Перо»

Рекомбинация ШРХ – рекомбинация Шокли-Рида-Холла

Список литературы

- [1] Farmer, C. B. Simultaneous spectroscopic measurements of stratospheric species: O₃, CH₄, CO, CO₂, N₂O, H₂O, HCl, and HF at northern and southern mid-latitudes / C. B. Farmer, O. F. Raper, B. D. Robbins, R. A. Toth, C. Mülle // *Journal of Geophysical Research*. – 1980. – Vol. 85. – № C3. – P. 1621-1632.
- [2] Коровкин, М. В. Инфракрасная спектроскопия карбонатных минералов: учебное пособие / М. В. Коровкин, Л. Г. Ананьева; Томский политехнический университет. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2016. – 96 с.
- [3] Lovett, G. M. Who needs environmental monitoring? / G. M. Lovett, D. A. Burns, C. T. Driscoll [et al.] // *Frontiers in Ecology and the Environment*. – 2007. – Vol. 5. – № 5. – P. 253-260.
- [4] Колтовой, Н. Спектральные методы в медицине / Н. Колтовой // *Фотоника*. – 2009. – Т. 6. – № 18. – С. 12-17.
- [5] 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. — Vol. 28. — № 13. — P. 19446-19456.
- [6] Love, S. P. Far-infrared spectroscopy of halogen-bridged mixed-valence platinum-chain solids: Isotope-substitution studies / S. P. Love, S. C. Hockett, L. A. Worl [et al.] // *Physical Review B*. – 1993. – Vol. 47. – № 17. – P. 11107.
- [7] Al-Douseri, F. M. THz wave sensing for petroleum industrial applications / F. M. Al-Douseri, Y. Chen, X. C. Zhang // *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. – 2006. – Vol. 27. – №. 4. – P. 481.
- [8] Koroleva, A. O. The foreign-continuum absorption of water vapour in the far-infrared (50–500 cm⁻¹) / A. O. Koroleva, T. A. Odintsova, M. Y. Tretyakov, O. Pirali, A. Campargue // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. – 2021. – Vol. 261. – P. 107486.
- [9] Razeghi, M. Quantum cascade lasers: from tool to product / M. Razeghi, Q. Y. Lu, N. Bandyopadhyay [et al.] // *Optics express*. — 2015. — Vol. 23. — № 7. — P. 8462-8475.
- [10] Vitiello, M. S. Quantum cascade lasers: 20 years of challenges / M. S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, P. De Natale // *Optics express*. — 2015. — Vol. 23. — № 4. — P. 5167-5182.
- [11] Deng, Y. Narrow linewidth characteristics of interband cascade lasers / Y. Deng, B.-B. Zhao, X.-G. Wang, C. Wang // *Applied Physics Letters*. – 2020. – Vol. 116. – № 20. – P. 201101.

- [12] Castellano, F. Loss mechanisms of quantum cascade lasers operating close to optical phonon frequencies / F. Castellano, A. Bismuto, M. I. Amant [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 2011. – Vol. 109. – № 10. – P. 102407.
- [13] 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. — Vol. 3. — № 12. — P. 2280-2284.
- [14] Anwar, M. F. GaN-based terahertz quantum cascade lasers / M. F. Anwar, T. W. Crowe, T. Manzur, W. Terashima, H. Hirayama // *Proc. SPIE*. — 2015. — Vol. 9483. — P. 948304.
- [15] Eibelhuber, G. K. Room-temperature vertical-cavity surface-emitting lasers at 4 μm with GaSb-based type-II quantum wells / G. K. Eibelhuber, S. Sprengel, A. Andrejew, M.-C. Amann // *Applied Physic Letters*. – 2017. – Vol. 110. – № 7. – P. 071104.
- [16] Dimmock, J. Band Structure and Laser Action in $\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Te}$ / J. Dimmock, I. Melngailis, A. Strauss // *Physical Review Letters*. — 1966. — Vol. 16. — № 26. — P. 1193-1196.
- [17] Курбатов, Л. Н. Перестраиваемые гетеролазеры дальнего ИК диапазона с длиной волны до 46,2 мкм / Л. Н. Курбатов, А. Д. Бритов, С. М. Караваев [и др.] // *Письма в ЖЭТФ*. — 1983. — Т. 37. — № 9. — С. 422-424.
- [18] Shotov, A. P. Tunable diode lasers for 3 to 40 μm infrared spectral region / A. P. Shotov // *AIP Conference Proceedings*. — 1991. — Vol. 240. — P. 87-94.
- [19] Маремьянин, К. В. Терагерцовые инжекционные лазеры на основе твердого раствора PbSnSe с длиной волны излучения до 50 мкм и их использование для магнитоспектроскопии полупроводников / К. В. Маремьянин, А. В. Иконников, Л. С. Бовкун [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. — 2018. — Т. 52. — № 12. — С. 1486-1490.
- [20] Bernevig, B. A. Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells / B. A. Bernevig, T. L. Hughes, S. C. Zhang [et al.] // *Science*. — 2006. — Vol. 314. — № 5806. — P.1757-1761.
- [21] Buttner, B. Single valley Dirac fermions in zero-gap HgTe quantum wells / B. Buttner, C. X. Liu, G. Tkachov [et al.] // *Nature Physics*. — 2011. — Vol. 7. — № 5. — P. 418-422.
- [22] Alymov, F. Z. Nonparabolicity Effects on Carrier Lifetimes in Bulk $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ Alloys and Mid-Infrared 2D $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ Single Quantum Well Lasers / F. Z. Alymov, A. Kadri, N. Mokdad, K. Zitouni // *Superlattices Microstructure*. – 2021. – Vol. 150. – P. 106780.
- [23] Talwar, D. N. Vibrational properties of HgCdTe system / D. N. Talwar, M. Vandevyver // *Journal of Applied Physics*. — 1984. — Vol. 56. — № 6. — P. 1601-1607.

- [24] Kvon, Z. D. Cyclotron resonance of Dirac fermions in HgTe quantum wells / Z. D. Kvon, S. N. Danilov, D. A. Kozlov [et al.] // JETP Letters. — 2012. — Vol. 94. — № 11. — P. 816-819.
- [25] 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. — Vol. 21. — № 4. — P. 390-394.
- [26] Mikhailov, N. Interface Studies in HgTe/HgCdTe Quantum Wells / N. Mikhailov, V. Shvets, D. Ikusov [et al.] // *physica status solidi (b)*. — 2020. — Vol. 257. — № 5. — P. 1900598.
- [27] 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. — Vol. 11. — P. 1855.
- [28] Rumyantsev, V. V. Urbach tail and nonuniformity probe of HgCdTe thin films and quantum well heterostructures grown by molecular beam epitaxy / V. V. Rumyantsev, A. A. Razova, M. A. Fadeev [et al.] // Optical Engineering. — 2021. — Vol. 60. — № 8. — P. 082007.
- [29] Fadeev, M. A. Mid-infrared stimulated emission in HgCdTe/CdHgTe quantum well heterostructures at room temperature / M. A. Fadeev, A. O. Troshkin, A. A. Dubinov [et al.] // Optical Engineering. — 2020. — Vol. 60. — № 8. — P. 082006.
- [30] Utochkin, V. V. Stimulated emission up to 2.75 μm from HgCdTe/CdHgTe QW structure at room temperature / V. V. Utochkin, K. E. Kudryavtsev, A. A. Dubinov [et al.] // Nanomaterials. — 2022. — Vol. 12. — № 15. — P. 2599.
- [31] 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. Rumyantsev, V. Ya. Aleshkin [et al.] // Applied Physics Letters. — 2020. — Vol. 117. — № 8. — P. 083103.
- [32] 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. Rumyantsev, A. M. Kadykov [et al.] // Optics Express. — 2018. — Vol. 26. — № 10. — P. 12755.
- [33] Rumyantsev, V. V. Stimulated emission in 24–31 μm range and «Reststrahlen» waveguide in HgCdTe structures grown on GaAs / V. V. Rumyantsev, A. A. Dubinov, V. V. Utochkin [et al.] // Applied Physics Letters. — 2022. — Vol. 121. — № 18. — P. 182103.
- [34] Rogalski, A. History of infrared detectors / A. Rogalski // Opto-Electronics Review. — 2012. — Vol. 20. — № 3. — P. 279-308.

- [35] Moazzami, K. Optical absorption properties of HgCdTe epilayers with uniform composition / K. Moazzami, D. Liao, J. D. Phillips [et al.] // *Journal of electronic materials*. – 2003. – Vol. 32. – № 7. – P. 646-650.
- [36] Ruzhevich, M. S. Optical properties and disorder of HgCdTe films grown by molecular beam epitaxy / M. S. Ruzhevich, K. D. Mynbaev, N. L. Bazhenov [et al.] // *Journal of Optical Technology*. – 2024. – Vol. 91. – № 2. – P. 77-82.
- [37] Krishnamurthy, S. Minority carrier lifetimes in HgCdTe alloys / S. Krishnamurthy, M. A. Berding, Z. G. Yu // *Journal of Electronic Materials*. — 2006. — Vol. 35. — № 6. — P. 1369-1378.
- [38] Li, B. Study of impurity states in p-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ using far-infrared spectroscopy / B. Li, Y. Gui, Z. Chen [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 1998. — Vol. 73. — № 11. — P. 1538.
- [39] Rumyantsev, 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. Rumyantsev, D. V. Kozlov, S. V. Morozov [et al.] // *Semiconductor Science and Technology*. — 2017. — Vol. 32. — P. 095007.
- [40] Morozov, S. V. Stimulated emission from HgCdTe quantum well heterostructures at wavelengths up to $19.5\ \mu\text{m}$ / S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, M. A. Fadeev [et al.] // *Applied Physics Letters*. — 2017. — Vol. 111. — № 19. — P. 192101.
- [41] Zandian, M. HgCdTe double heterostructure injection laser grown by molecular beam epitaxy / M. Zandian, J. M. Arias, R. Zucca, R. V. Gil, S. H. Shin // *Applied Physics Letters*. — 1991. — Vol. 59. — № 9. — P. 1022-1024.
- [42] Arias, J. M. HgCdTe infrared diode lasers grown by MBE / J. M. Arias, M. Zandian, R. Zucca, J. Singh // *Semiconductor Science and Technology*. — 1993. — Vol. 8. — P. S255–S260.
- [43] Vurgaftman, I. High-temperature HgTe/CdTe multiple-quantum-well lasers / I. Vurgaftman, J. R. Meyer // *Optics Express*. — 1998. — Vol. 2. — № 4. — P. 137-142.
- [44] Alymov, G. Fundamental Limits to Far-Infrared Lasing in Auger Suppressed HgCdTe Quantum Wells / G. Alymov, V. Rumyantsev, S. Morozov [et al.] // *ACS Photonics*. – 2020. — Vol. 7. — P. 98–104.
- [45] Bleuse, J. Laser emission in HgCdTe in the $2\text{--}3.5\ \mu\text{m}$ range // J. Bleuse, J. Bonnet-Gamard, G. Mula, N. Magnea, J.-L. Pautrat // *Journal of Crystal Growth*. – 1999. — Vol. 197. — № 3. — P. 529-536.
- [46] But, D. B. Suppressed Auger scattering and tunable light emission of Landau-quantized massless Kane electrons / D. B. But, M. Mittendorff, C. Consejo [et al.] // *Nature Photonics*. – 2019. – Vol. 13. – № 11. – P. 783-787.

- [47] Ushakov, D. HgCdTe-based quantum cascade lasers operating in the GaAs phonon Reststrahlen band predicted by the balance equation method / D. Ushakov, A. Afonenko, R. Khabibullin [et al.] // Optics Express. – 2020. – Vol. 28. – № 17. – P. 25371.
- [48] Dubinov, A. A. Thin active region HgCdTe-based quantum cascade laser with quasi-relativistic dispersion law / A. A. Dubinov, D. V. Ushakov, A. A. Afonenko [et al.] // Optics Letters. – 2022. – Vol. 47. – № 19. – P. 5048.
- [49] Dubinov, A. A. Feasibility of a 9 THz HgTe/HgCdTe quantum-well vertical-cavity surface-emitting laser / A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin // Journal of Computational Electronics. – 2024. – Vol. 23. – P. 986–990.
- [50] Dvoretzky, S. Growth of HgTe quantum wells for IR to THz detectors / S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Y. Sidorov [et al.] // Journal of Electronic Materials. – 2010. – Vol. 39. – № 7. – P. 918-923.
- [51] König, M. Quantum spin hall insulator state in HgTe quantum wells / M. König, S. Wiedmann, C. Brüne [et al.] // Science. – 2007. – Vol. 318. – № 5851. – P. 766-770.
- [52] Абакумов, В. Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках / В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Ясиевич. – СПб: Изд-во ПИЯФ, 1997. – 376 с.
- [53] 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. – Vol. 249. – № 1256. – P. 16-29.
- [54] Landsberg, P. T. The band-band Auger effect in semiconductors / P. T. Landsberg // Solid-State Electronics. – 1987. – Vol. 30. – № 11. – P. 1107-1115.
- [55] Rogalski, A. HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook / A. Rogalski // Reports on Progress in Physics. – 2005. – Vol. 68. – № 10. – P. 2267-2336.
- [56] 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. Rumyantsev, M. S. Zholudev [et al.] // ACS Photonics. – 2021. – Vol. 8. – P. 3526-3535.
- [57] Насрединов, Ф. С. Мессбауэровские исследования двухэлектронных центров олова с отрицательной корреляционной энергией в халькогенидах свинца. (Обзор) / Ф. С. Насрединов, С. А. Немов, В. Ф. Мастеров, П. П. Серегин // Физика твердого тела. – 1999. – Т. 41. – № 11. – С. 1897.

- [58] Мажукина, К. А. Генерация длинноволнового стимулированного излучения в квантовых ямах HgCdTe с увеличенным энергетическим порогом оже-рекомбинации / К. А. Мажукина, В. В. Румянцев, А. А. Дубинов [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2023. – Т. 118. – № 5. – С. 311-316.
- [59] 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.] // Физика и техника полупроводников. – 2020. – Т. 54. – № 10. – С. 1169-1173.
- [60] Морозов С. В. Стимулированное излучение в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe: дис. ... док. физ.-мат. наук; спец. 2.2.2 / С. В. Морозов. – Нижний Новгород, 2022. – 238 с.
- [61] Уточкин В. В. Генерация излучения среднего ИК-диапазона в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe: дис. ... канд. физ.-мат. наук; спец. 2.2.2 / В. В. Уточкин. – Нижний Новгород, 2024. – 142 с.
- [62] Haas, J. Advances in Mid-Infrared Spectroscopy for Chemical / J. Haas, B. Mizaikoff // Analysis. Annual Review of Analytical Chemistry. – 2016. – Vol. 9. – № 1. – P. 45-68.
- [63] Parker, F. Applications of infrared spectroscopy in biochemistry, biology, and medicine / F. Parker. – Springer Science & Business Media, 2012. – 600 p.
- [64] Razeghi, M. Recent advances in mid infrared (3-5 μm) Quantum Cascade Lasers / M. Razeghi, N. Bandyopadhyay, Y. Bai, Q. Lu, S. Slivken // Optical Materials Express. – 2013. – Vol. 3. – № 11. – P. 1872-1884.
- [65] Vainio, M. Narrow linewidth parametric oscillators and frequency combs for molecular spectroscopy / M. Vainio, L. Halonen // Physical Chemistry Chemical Physics. – 2016. – Vol. 18. – № 6. – P. 4266-4294.
- [66] Bismuto, A. High power Sb-free quantum cascade laser emitting at 3.3 μm above 350 K / A. Bismuto, M. Beck, J. Faist // Applied Physics Letters. – 2011. – Vol. 98. – № 19. – P. 191104.
- [67] Commin, J. P. High peak power $\lambda \sim 3.3$ and 3.5 μm InGaAs/AlAs (Sb) quantum cascade lasers operating up to 400 K / J. P. Commin, D. G. Revin, S. Y. Zhang [et al.] // Applied Physics Letters. – 2010. – Vol. 97. – № 3. – P. 031108.
- [68] Cathabard, O. Quantum cascade lasers emitting near 2.6 μm / O. Cathabard, R. Teissier, J. Devenson, J. C. Moreno, A. N. Baranov // Applied Physics Letters. – 2010. – Vol. 96. – № 14. – P. 141110.

- [69] Curl, R. F. Quantum cascade lasers in chemical physics / R. F. Curl, F. Capasso, C. Gmachl [et al.] // *Chemical Physics Letters*. – 2010. – Vol. 487. – № 1-3. – P. 1-18.
- [70] Wysocki, G. Widely tunable mode-hop free external cavity quantum cascade lasers for high resolution spectroscopy and chemical sensing / G. Wysocki, R. Lewicki, R. F. Curl [et al.] // *Applied Physics B*. – 2008. – Vol. 92. – P. 305–311.
- [71] Vurgaftman, I. Interband cascade lasers / I. Vurgaftman, R. Weih, M. Kamp [et al.] // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2015. – Vol. 48. – № 12. – P. 123001.
- [72] Eibelhuber, M. Growth and characterization of mid-infrared microdisk lasers operating in continuous-wave mode up to 2 °C / M. Eibelhuber, T. Schwarzl, S. Pichler, W. Heiss, G. Springholz // *Journal of Crystal Growth*. – 2011. – Vol. 323. – № 1. – P. 460-462.
- [73] Андронов, А. А. Стимулированное излучение гетероструктур на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при комнатной температуре в условиях оптической накачки / А. А. Андронов, Ю. Н. Ноздрин, А. В. Окомельков [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. — 2008. — Т. 42. — № 2. — С. 177-180.
- [74] Fadeev, M. A. Room-temperature stimulated emission at 3.67 μm from auger-optimized HgCdTe quantum well heterostructures / M. A. Fadeev, A. A. Yantser, K. E. Kudryavtsev [et al.] // *Applied Optics*. – 2025. – Vol. 65. – № 1. – P. 177-182.
- [75] Gréboval, C. Mercury Chalcogenide Quantum Dots: Material Perspective for Device Integration / C. Gréboval, A. Chu, N. Goubet [et al.] // *Chemical Reviews*. — 2021. — Vol. 121. — № 7. — P. 3627-3700.
- [76] Geiregat, P. Continuous-wave infrared optical gain and amplified spontaneous emission at ultralow threshold by colloidal HgTe quantum dots / P. Geiregat, A. J. Houtepen, L. K. Sagar [et al.] // *Nat. Mater.* — 2018. — Vol. 17. — № 1. — P. 35.
- [77] Sergeeva, K. A. The rise of HgTe colloidal quantum dots for infrared optoelectronics / K. A. Sergeeva, H. Zhang, A. S. Portniagin [et al.] // *Advanced Functional Materials*. — 2024. — Vol. 34. — № 39. — P. 2405307.
- [78] Zanatta, J. P. HgCdTe molecular beam epitaxy material for microcavity light emitters: Application to gas detection in the 2–6 μm range / J. P. Zanatta, F. Noel, P. Ballet [et al.] // *Journal of electronic materials*. — 2003. — Vol. 32. — № 7. — P. 602-607.

- [79] Rogalski, A. Comparison of the performance of quantum well and conventional bulk infrared photodetectors / A. Rogalski // *Infrared physics & technology*. — 1997. — Vol. 38. — № 5. — P. 295-310.
- [80] Kinch, M. A. Fundamental physics of infrared detector materials / M. A. Kinch // *Journal of Electronic Materials*. — 2000. — Vol. 29. — P. 809-817.
- [81] Wotherspoon, J. T. M. Methods of manufacturing a detector device / J. T. M. Wotherspoon. — Philips Electronic and Associated Industries Ltd., London, 1983.
- [82] Baker, I. M. Photovoltaic CdHgTe-silicon hybrid focal planes / I. M. Baker, R. A. Ballingall // *Infrared Technology X. SPIE*. — 1985. — Vol. 510. — P. 121-129.
- [83] Bahir, G. Ion beam milling effect on electrical properties of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / G. Bahir, E. Finkman // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. — 1989. — Vol. 7. — №. 2. — P. 348-353.
- [84] Иванов-Омский, В. И. Электрофизические свойства $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, подвергнутого ионно-лучевому травлению / В. И. Иванов-Омский, К. Е. Миронов, К. Д. Мынбаев // *Физика и техника полупроводников*. — 1990. — Т. 24. — № 4. — С. 2222-2224.
- [85] Мынбаев, К. Д. Модифицирование свойств $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ и $\text{Zn}_x\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-x-y}\text{Te}$ обработкой низкоэнергетичными ионами / К. Д. Мынбаев, Н. Л. Баженов, В. А. Смирнов, В. И. Иванов-Омский // *Письма в Журнал технической физики*. — 2002. — Т. 28. — №. 22. — С. 64-69.
- [86] Izhnin, I. I. Temperature stability of pn $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ structures formed by ion beam milling / I. I. Izhnin, A. I. Izhnin, K. R. Kurbanov, B. B. Prytuljak // *International Conference on Solid State Crystals' 98: Epilayers and Heterostructures in Optoelectronics and Semiconductor Technology, SPIE*. — 1999. — Vol. 3725. — P. 291-294.
- [87] Antoszewski, J. Characterization of $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ n-on p-type structures obtained by reactive ion etching induced p-to n conversion / J. Antoszewski, C. A. Musca, J. M. Dell, L. Faraone // *Journal of Electronic materials*. — 2000. — Vol. 29. — P. 837-840.
- [88] Smith, E. P. G. Mercury annealing of reactive ion etching induced p-to n-type conversion in extrinsically doped p-type HgCdTe / E. P. G. Smith, J. F. Siliquini, C. A. Musca [et al.] // *Journal of applied physics*. — 1998. — Vol. 83. — №. 10. — P. 5555-5557.
- [89] Berchenko, N. N. Defect Structure Rebuilding by Ion Beam Milling of As and Sb Doped p- $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / N. N. Berchenko, V. V. Bogoboyashchiy, I. I. Izhnin, A. P. Vlasov // *physica status solidi (b)*. — 2002. — Vol. 229. — №. 1. — P. 279-282.

- [90] Ivanov-Omskii, V. I. $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ doping by ion-beam treatment / V. I. Ivanov-Omskii, K. E. Mironov, K. D. Mynbaev // *Semiconductor science and technology*. – 1993. – Vol. 8. – № 5. – P. 634.
- [91] Belas, E. Type conversion of p-(HgCd) Te using and Ar reactive ion etching / E. Belas, J. Franc, A. Toth [et al.] // *Semiconductor science and technology*. – 1996. – Vol. 11. – № 7. – P. 1116.
- [92] Rais, M. H. Characterisation of dark current in novel $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ mid-wavelength infrared photovoltaic detectors based on n-on-p junctions formed by plasma-induced type conversion / M. H. Rais, C. A. Musca, J. Antoszewski [et al.] // *Journal of crystal growth*. – 2000. – Vol. 214. – P. 1106-1110.
- [93] Двуреченский, А. В. Инверсия типа проводимости слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, подвергнутых плазменной обработке / А. В. Двуреченский, В. Г. Ремесник, И. А. Рязанцев, Н. Х. Талипов // *Физика и техника полупроводников*. – 1993. – Т. 27. – № 1. – С. 168-171.
- [94] Savitsky, V. G. Peculiarities of MCT ion etching in RF mercury glow discharge / V. G. Savitsky, L. G. Mansurov, I. M. Fodchuk [et al.] // *In International Conference on Solid State Crystals' 98: Epilayers and Heterostructures in Optoelectronics and Semiconductor Technology, SPIE*. – 1999. – Vol. 3725. – P. 299-303.
- [95] Gorshkov, D. V. Reconversion of the CdHgTe conductivity type after plasma etching process at low temperature / D. V. Gorshkov, G. Y. Sidorov, V. S. Varavin, I. V. Sabinina, M. V. Yakushev // *Applied Physics Letters*. – 2020. – Vol. 116. – № 8. – P. 082102.
- [96] Костюк, Б. А. Влияние плазмохимического травления и последующего отжига на электрофизические свойства CdHgTe / Б. А. Костюк, В. С. Варавин, И. О. Парм, В. Г. Ремесник, Г. Ю. Сидоров // *Прикладная физика*. – 2014. – № 4. – С. 85-89.
- [97] Huang, J. N_2 atmosphere annealing effect on HgCdTe electrical damage induced by ICP etching process / J. Huang, Z. Ye, W. Yin [et al.] // *6th International Symposium on Advanced Optical Manufacturing and Testing Technologies: Optoelectronic Materials and Devices for Sensing, Imaging, and Solar Energy, SPIE*. – 2012. – Vol. 8419. – P. 531-536.
- [98] Srivastav, V. Etching of mesa structures in HgCdTe / V. Srivastav, R. Pal, B. L. Sharma [et al.] // *Journal of electronic materials*. – 2005. – Vol. 34. – P. 1440-1445.
- [99] Causier, A. Wet etching of HgCdTe in aqueous bromine solutions: a quantitative chemical approach / A. Causier, I. Gerard, M. Bouttemy [et al.] // *Journal of electronic materials*. – 2011. – Vol. 40. – P. 1823-1829.

- [100] Tenne, R. Chemical modifications of $\text{Hg}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{Te}$ surfaces: Analysis with Auger electron spectroscopy / R. Tenne, R. Brener, R. Triboulet // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. – 1989. – Vol. 7. – №. 4. – P. 2570-2574.
- [101] Moreau, W. M. Semiconductor lithography: principles, practices, and materials / W. M. Moreau. – Springer Science & Business Media, 2012. – 930 p.
- [102] Levinson, H. J. Principles of Lithography / H. J. Levinson. – SPIE PRESS, Bellingham, Washington USA, 2019.
- [103] Preu, S. Directional emission of dielectric disks with a finite scatterer in the THz regime / S. Preu, S. I. Schmid, F. Sedlmeir, J. Evers, H. G. L. Schwefel // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21. – P. 16370-16380.
- [104] Tulek, A. Unidirectional laser emission from π -conjugated polymer microcavities with broken symmetry / A. Tulek, Z. V. Vardeny // *Applied Physics Letters*. – 2007. – Vol. 90. – № 16. – P. 161106.
- [105] Aveline, D. C. Whispering gallery mode resonators augmented with engraved diffraction gratings / D. C. Aveline, L. M. Baumgartel, G. P. Lin, N. Yu // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38. – P. 284-286.
- [106] Putnam, R. S. Broadly tunable mode-locked HgCdTe lasers / R. S. Putnam, M. M. Salour, T. C. Harman // *Applied Physics Letters*. – 1983. – Vol. 43. – № 5. – P. 408-409.
- [107] Vurgaftman, I. Simulation of mid-infrared HgTe/CdTe quantum-well vertical-cavity surface-emitting lasers / I. Vurgaftman, J. R. Meyer, J. M. Dell, T. A. Fisher, L. Faraone // *Journal of Applied Physics*. – 1998. – Vol. 83. – № 8. – P. 4286.
- [108] Городецкий, М. Л. Основы теории оптических микрорезонаторов / М. Л. Городецкий. – Москва: МГУ им. М. В. Ломоносова, 2010. – 203 с.
- [109] McCall, S. L. Whispering-gallery mode microdisk laser / S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. J. Pearton, R. A. Logan // *Applied Physics Letters*. – 1992. – Vol. 60. – № 3. – P. 289-291.
- [110] Wang, M. Selective excitation of whispering-gallery modes and Fano resonance in a high- Q microcapillary resonator with cleaned-up spectrum / M. Wang, L. Meng, X. Jin [et al.] // *Applied Physics Express*. – 2019. – Vol. 12. – № 6. – P. 062003.
- [111] Kucera, Z. Dispersion of the Refractive Index of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / Z. Kucera // *Phys. Status Solidi (a)*. – 1987. – Vol. 100. – № 2. – P. 659-665.
- [112] Yang, Sh. Advances and Prospects for Whispering Gallery Mode Microcavities / Sh. Yang, Y. Wang, H. Sun // *Advanced Optical Materials*. – 2015. – Vol. 3. – № 9. – P. 1136-1162.

- [113] Wang, B. GeSnOI mid-infrared laser technology / B. Wang, E. Sakat, E. Herth [et al.] // *Light: Science & Applications*. – 2021. – Vol. 10. – № 1. – P. 232.
- [114] Vodopyanov, K. L. Laser-based mid-infrared sources and applications / K. L. Vodopyanov. – John Wiley & Sons, 2020. – 294 p.
- [115] Kudryavtsev, K. Towards Peltier-cooled mid-infrared HgCdTe lasers: analyzing the temperature quenching of stimulated emission at $\sim 6 \mu\text{m}$ wave length from HgCdTe quantum wells / K. Kudryavtsev, V. Rumyantsev, V. Utochkin [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 2021. – Vol. 130. – № 21. – P. 214302.
- [116] Zhukov, A. E. Quantum-dot microlasers based on whispering gallery mode resonators / A. E. Zhukov, N. V. Kryzhanovskaya, E. I. Moiseev, M. V. Maximov // *Light: Science & Applications*. – 2021. – Vol. 10. – № 1. – P. 80.
- [117] Borselli, M. Beyond the Rayleigh scattering limit in high-Q silicon microdisks: theory and experiment / M. Borselli, T. J. Johnson, O. Painter // *Optics Express*. – 2005. – Vol. 13. – № 13. – P. 1515-1530.
- [118] Городецкий, М. Л. Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью // М. Л. Городецкий. М. – Физматлит, 2011. – 415 с.
- [119] Borselli, M. Rayleigh scattering, mode coupling, and optical loss in silicon microdisks / M. Borselli, K. Srinivasan, P. E. Barclay, O. Painter // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Vol. 85. – № 17. – P. 3693-3695.
- [120] Slusher, R. E. Threshold characteristics of semiconductor microdisk lasers / R. E. Slusher, A. F. J. Levi, U. Mohideen [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 1993. – Vol. 63. – № 10. – P. 1310-1312.
- [121] Zhukov, A. E. Optical Loss in Microdisk Lasers With Dense Quantum Dot Arrays / A. E. Zhukov, E. I. Moiseev, A. M. Nadtochiy [et al.] // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 2023. – Vol. 59. – № 1. – P. 2000108.
- [122] Demir, A. Lithographic lasers with low thermal resistance / A. Demir, G. Zhao, D. G. Deppe // *Electronics Letters*. – 2010. – Vol. 46. – № 16. – P. 1147-1149.
- [123] Michler, P. Laser emission from quantum dots in microdisk structures / P. Michler, A. Kiraz, L. Zhang [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2000. – Vol. 77. – № 2. – P. 184-186.
- [124] Svetogorov, V. N. High-power AlGaInAs/InP semiconductor lasers with an ultra-narrow waveguide emitting in the spectral range $1.9\text{--}2.0 \mu\text{m}$ / V. N. Svetogorov, Yu. L. Ryaboshtan, N. A. Volkov [et al.] // *Quantum Electronics*. – 2021. – Vol. 51. – № 10. – P. 909-911.

- [125] Hou, C. Room-temperature quantum cascade superluminescent light emitters with wide bandwidth and high temperature stability / C. Hou, J. Sun, J. Ning [et al.] // *Optics Express*. – 2018. – Vol. 26. – № 11. – P. 13730-13739.
- [126] Kippenberg, T. J. Demonstration of an erbium-doped microdisk laser on a silicon chip / T. J. Kippenberg, J. Kalkman, A. Polman, K. J. Vahala // *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics*. – 2006. – Vol. 74. – № 5. – P. 051802.
- [127] Sun, Y. Photolithographic Route to the Fabrication of Micro/Nanowires of III–V Semiconductors / Y. Sun, D.-Y. Khang, F. Hua [et al.] // *Advanced Functional Materials*. – 2005. – Vol. 15. – № 1. – P. 30-40.
- [128] Webster, A. The lowest of the strongly infrared-active vibrations of the fullerenes and astronomical emission band at a wavelength of 21 μm / A. Webster // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1995. – Vol. 277. – № 4. – P. 1555-1566.
- [129] Burton, M. G. Mid-infrared rotational line emission from interstellar molecular hydrogen / M. G. Burton, D. J. Hollenbach, A. G. G. Tielens // *Astrophysical Journal, Part 1*. – 1992. – Vol. 399. – № 2. – P. 563-572.
- [130] Loghmari, Z. InAs-based quantum cascade lasers emitting close to 25 μm / Z. Loghmari, M. Bahriz, A. Meguekam, R. Teissier, A. N. Baranov // *Electronics Letters*. — 2019. — Vol. 55. — № 3. — P. 144-146.
- [131] 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.] // *Applied Physics Letters*. – 2016. – Vol. 108. – № 9. – P. 092104.
- [132] Romyantsev, V. Carrier Recombination, Long-Wavelength Photoluminescence, and Stimulated Emission in HgCdTe Quantum Well Heterostructures / V. Romyantsev, M. Fadeev, V. Aleshkin [et al.] // *physica status solidi (b)*. – 2019. – Vol. 256. – № 6. – P. 1800546.
- [133] Разова, А. А. Исследование длинноволновой фотопроводимости волноводных структур с квантовыми ямами на основе HgCdTe / А. А. Разова, В. В. Румянцев, М. С. Жолудев, В. Я. Алешкин, С. В. Морозов // Труды XXIII научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения Н.А. Железцова (Нижний Новгород, 13—21 мая 2019 г.). – Нижний Новгород: ННГУ, 2019. – С. 325-328.

- [134] Fadeev, M. A. Balancing the Number of Quantum Wells in HgCdTe/CdHgTe Heterostructures for Mid-Infrared Lasing / M. A. Fadeev, A. A. Dubinov, A. A. Razova [et al.] // *Nanomaterials*. – 2022. – Vol. 12. – № 24. – P. 4398.
- [135] Schwarz, B. Watt-level continuous-wave emission from a bifunctional quantum cascade laser/detector / B. Schwarz, C. A. Wang, L. Missaggia [et al.] // *ACS Photonics*. – 2017. – Vol. 4. – № 5. – P. 1225-1231.
- [136] Baranov, A. N. Room temperature continuous wave operation of InAs-based quantum cascade lasers at 15 μm / A. N. Baranov, M. Bahriz, R. Teissier // *Optics Express*. – 2016. – Vol. 24. – № 16. – P. 18799.
- [137] Rumyantsev, V. V. Terahertz Emission from HgCdTe QWs under Long-Wavelength Optical Pumping / V. V. Rumyantsev, M. A. Fadeev, V. Ya. Aleshkin [et al.] // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. – 2020. – Vol. 41. – № 7. – P. 750-757.
- [138] Aleshkin, V. Ya. Auger recombination in narrow gap HgCdTe/CdHgTe quantum well heterostructures / V. Ya. Aleshkin, V. V. Rumyantsev, K. E. Kudryavtsev [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 2021. – Vol. 129. – № 13. – P. 133106.
- [139] Aleshkin, V. Ya. Radiative recombination in narrow gap HgTe/CdHgTe quantum well heterostructures for laser applications / V. Y. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. V. Rumyantsev [et al.] // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2018. – Vol. 30. – № 49. – P. 495301.
- [140] Бонч-Бруевич, В. Л. Физика полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. – М.: Наука, 1977. – 672 с.
- [141] Ahrenkiel, R. K. Intensity-dependent minority-carrier lifetime in III-V semiconductors due to saturation of recombination centers / R. K. Ahrenkiel, B. M. Keyes, D. J. Dunlavy // *Journal of Applied Physics*. — 1991. — Vol. 70. — № 1. — P. 225-231.
- [142] Морозов, С. В. Экспресс-характеризация волноводных гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с квазирелятивистским законом дисперсии носителей методом спектроскопии фотolumинесценции при комнатной температуре / С. В. Морозов, В. В. Уточкин, В. В. Румянцев [и др.] // *Письма в ЖТФ*. — 2021. — Т. 47. — № 3. — С. 51-54.
- [143] Панков, Ж. Оптические потери в полупроводниках / Ж. Панков. Перевод с английского. Под редакцией Ж. И. Алферова и В. С. Вавилова. — Москва: Издательство «Мир», 1973. — 456 с.

- [144] Морозов, С. В. Исследования времен жизни и релаксации фотопроводимости в гетероструктурах с квантовыми ямами $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ / С. В. Морозов, М. С. Жолудев, А. В. Антонов [и др.] // Физика и техника полупроводников. — 2012. — Т. 46. — № 11. — С. 1388-1392.
- [145] Dubinov, A. A. Calculation of Modal Gain for Terahertz Lasers Based on HgCdTe Heterostructures with Quantum Wells / A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin // International Journal of High Speed Electronics and Systems. — 2016. — Vol. 25. — № 3 & 4. — P. 1640018.
- [146] Indjin, D. Self-consistent scattering model of carrier dynamics in GaAs-AlGaAs terahertz quantum-cascade lasers / D. Indjin, P. Harrison, R. W. Kelsall, Z. Ikonic // IEEE Photonics Technology Letters. — 2003. — Vol. 15. — № 1. — P. 15–17.

Список публикаций автора

Основные результаты диссертации опубликованы в рецензируемых научных изданиях А1 – А7.

[A1] Разова, А. А. Оптические свойства лазерных мезоструктур с квантовыми ямами HgCdTe, сформированных методом ионного травления / А. А. Разова, В. В. Румянцев, Д. В. Шенгуров [и др.] // Письма в ЖТФ. — 2025. — Т. 51. — № 19. — С. 7-10.

[A2] Разова, А. А. Лазерная генерация в гетероструктурах с квантовыми ямами $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ с микродисковыми резонаторами в диапазоне длин волн 4.1 — 5.1 мкм / А. А. Разова, В. В. Уточкин, М. А. Фадеев [и др.] // Журнал прикладной спектроскопии. — 2022. — Т. 89. — № 5. — С. 632-637

[A3] Razova, A. A. Whispering gallery mode HgCdTe laser operating near 4 μm under Peltier cooling / A. A. Razova, M. A. Fadeev, V. Ya. Aleshkin [et al.] // Applied Physics Letters. — 2023. — Vol. 123. — № 16. — P. 161105.

[A4] Razova, A. A. Microdisk lasers based on heterostructures with HgCdTe quantum wells: technology and optical properties / A. A. Razova, V. V. Rumyantsev, D. V. Shengurov [et al.] // Semiconductor Science and Technology. — 2025. — Vol. 40. — № 12. — P. 125008.

[A5] Rumyantsev, V. V. Optically pumped stimulated emission in HgCdTe-based quantum wells: Toward continuous wave lasing in very long-wavelength infrared range / V. V. Rumyantsev, V. Ya. Aleshkin, K. A. Mazhukina [et al.] // Applied Physics Letters. — 2024. — Vol. 124. — № 16. — P. 161111.

[A6] Razova, A. A. Microdisk HgCdTe lasers operating at 22 – 25 μm under optical pumping / A. A. Razova, A. A. Dubinov, V. V. Rumyantsev [et al.] // Applied Physics Letters. — 2024. — Vol. 126. — № 12. — P. 121102.

[A7] Utochkin, V. V. Mid-IR lasing in HgCdTe multiple quantum well edge-emitting ridges / V. V. Utochkin, K. E. Kudryavtsev, V. V. Rumyantsev [et al.] // Applied Optics. — 2023. — Vol. 62. — № 32. — P. 8529-8534.

[A8] Разова, А. А. Генерация стимулированного излучения при непрерывной оптической накачке в гетероструктурах квантовыми ямами на основе HgCdTe в области 24 - 20 мкм / А. А. Разова, С. В. Морозов // Физика полупроводников и наноструктур, полупроводниковая опто- и наноэлектроника: тезисы докладов Всероссийской научной молодежной конференции (Санкт-Петербург, 28 ноября – 2 декабря 2022 г.) – СПб: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2022. — С. 40.

[A9] Мажукина, К. А. Генерация длинноволнового стимулированного излучения в непрерывном режиме в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe / К. А. Мажукина, В. В. Румянцев, А. А. Дубинов [и др.] // Нанопфизика и наноэлектроника. Труды XXVII Международного симпозиума (Нижний Новгород, 13 – 16 марта 2023 г.). В 2 томах. Том 2-й. — Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2023. — С. 665-666.

[A10] Разова, А. А. Лазерное излучение в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe с полосковыми резонаторами при оптической накачке / А. А. Разова, В. В. Уточкин, М. А. Фадеев [и др.] // Нанопфизика и наноэлектроника. Труды XXVII Международного симпозиума (Нижний Новгород, 13 – 16 марта 2023 г.). В 2 томах. Том 2-й. — Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2023. — С. 729-730.

[A11] Румянцев, В. В. Стимулированное излучение в диапазоне длин волн 24 – 31 мкм в структурах с квантовыми ямами на HgCdTe / В. В. Румянцев, А. А. Дубинов, В. В. Уточкин [и др.] // Нанопфизика и наноэлектроника. Труды XXVII Международного симпозиума (Нижний Новгород, 13 – 16 марта 2023 г.). В 2 томах. Том 2-й. — Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2023. — С. 739-740.

[A12] Уточкин, В. В. Микродисковый HgCdTe-лазер диапазона 3 – 5 мкм, работающий при температурах, близких к комнатной / В. В. Уточкин, М. А. Фадеев, А. А. Разова [и др.] // Нанопфизика и наноэлектроника. Труды XXVII Международного симпозиума (Нижний Новгород, 13 – 16 марта 2023 г.). В 2 томах. Том 2-й. — Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2023. — С. 774-775.

[A13] Разова, А. А. Стимулированное излучение в гетероструктурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe в области 20 – 24 мкм при непрерывной и 24 – 31 мкм при импульсной оптической накачке / А. А. Разова, А. А. Себина, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. В. Морозов // Труды XXVII научной конференции по радиофизике (Нижний Новгород, 15 — 25 мая 2023 г.). — Нижний Новгород: ННГУ, 2023. — С. 310-313.

[A14] Разова, А. А. Генерация на модах шепчущей галереи в микродисковых лазерах на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в окне прозрачности атмосферы / А. А. Разова, М. А. Фадеев, В. В. Румянцев [и др.] // Нанопфизика и наноэлектроника. Труды XXVIII Международного симпозиума (Нижний Новгород, 11 – 15 марта 2024 г.). В 2 томах. Том 2-й. — Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2024. — С. 798-799.

[A15] Уточкин, В. В. Исследование длинноволнового лазерного излучения в микродисковых и гребешковых мезоструктурах с HgCdTe квантовыми ямами / В. В. Уточкин, М. А. Фадеев, А. А. Разова [и др.] // Нанопфизика и наноэлектроника. Труды XXVIII Международного симпозиума

(Нижний Новгород, 11 – 15 марта 2024 г.). В 2 томах. Том 2-й. — Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2024. — С. 840-841.

[A16] Rumyantsev, V. V. Optically Pumped Stimulated Emission in HgCdTe-based Quantum Wells: Toward Continuous Wave Lasing in Very Long-wavelength Infrared Range / V. V. Rumyantsev, K. A. Mazhukina, V. V. Utochkin [et al.] // Proceedings of Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS) (Chengdu, China, 21 – 25 April). — IEEE, 2024. — P. 23111412153.

[A17] Morozov, S. V. THz and Multi THz Lasers Based on Heterostructure with HgCdTe/CdHgTe with Quasirelativistic Dispersion Laws / S. V. Morozov, K. A. Mazhukina, A. A. Yantser [et al.] // Proceedings of Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS) (Chengdu, China, 21 – 25 April). — IEEE, 2024. — P. 23111412153.

[A18] Разова, А. А. Лазерное излучение гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с микродисковыми резонаторами на модах шепчущей галереи / А. А. Разова, М. А. Фадеев, В. В. Уточкин [и др.] // Труды XXVIII научной конференции по радиофизике (Нижний Новгород, 14 — 31 мая 2024 г.). — Нижний Новгород: ННГУ, 2024. — С. 308-311.

[A19] Румянцев, В. В. Лазеры с оптической накачкой среднего ИК диапазона на гетероструктурах HgCdTe с квантовыми ямами / В. В. Румянцев, К. А. Мажукина, В. В. Уточкин [и др.] // Тезисы докладов XVI Российской конференции по физике полупроводников (XVI РКФП). — СПб: Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 2024. — С. 107.

[A20] Разова, А. А. Лазерная генерация в гетероструктурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe в среднем инфракрасном диапазоне / А. А. Разова, В. В. Уточкин, М. А. Фадеев [и др.] // Тезисы докладов XVI Российской конференции по физике полупроводников (XVI РКФП). — СПб: Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 2024. — С. 121.

[A21] Разова, А. А. Исследование влияния глубины травления на параметры лазерного излучения микродисковых лазеров на основе гетероструктур с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe / А. А. Разова, В. В. Румянцев, В. В. Уточкин [и др.] // НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА. XXIX симпозиум (Нижний Новгород, 10 – 14 марта 2025 г.): Тезисы докладов. — Нижний Новгород, 2025. — С. 371.

[A22] Разова, А. А. Мезаструктуры на основе гетероструктур с HgCdTe квантовыми ямами: технология и оптические свойства / А. А. Разова, В. В. Румянцев, В. В. Уточкин [и др.] // НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА. XXX СИМПОЗИУМ (Нижний Новгород, 9 – 13 марта 2026 г.) Тезисы докладов. — Нижний Новгород, 2026. — С. 391.