

**Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального
государственного бюджетного научного учреждения
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной
физики Российской академии наук»**

На правах рукописи

Морозов Сергей Вячеславович

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

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

Диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук

Научный консультант:
доктор физико-математических наук, профессор
Владимир Изяславович Гавриленко

Нижний Новгород

2022 г.

Оглавление

Введение	6
Актуальность темы.....	10
Степень разработанности темы	13
Цели и задачи исследования	18
Научная новизна	19
Теоретическая и практическая значимость работы.....	21
Методология и методы исследования	22
Положения, выносимые на защиту	23
Достоверность полученных результатов.....	24
Апробация результатов.....	25
Публикации по теме работы	26
Личный вклад автора.....	27
Объем и структура диссертации	28
Глава 1. Эпитаксиальные пленки и гетероструктуры с квантовыми ямами на основе узкозонных твердых растворов HgCdTe как материал для лазеров среднего и дальнего ИК диапазонов. Современное состояние и перспективы.....	35
1.1 Введение.....	35
1.2 Твердые растворы HgCdTe и гетероструктуры с квантовыми ямами в оптоэлектронике среднего и дальнего ИК диапазонов	37
1.3 Механизмы рекомбинации и времена жизни носителей в материалах на основе HgCdTe.....	41
1.4 Примеси и точечные дефекты в структурах на основе HgCdTe	52
Глава 2. Фотопроводимость и фотолюминесценция узкозонных твердых растворов HgCdTe.....	56

2.1 Исследуемые образцы.....	58
2.2 Методика измерения спектров фотопроводимости.....	60
2.3 Характеризация объемных эпитаксиальных пленок HgCdTe по спектрам фотопроводимости	62
2.4 Исследования спектров фотопроводимости и пропускания при различных температурах и магнитных полях.....	69
2.5 Методика исследования спектров и кинетики фотолюминесценции.....	76
2.6 Фотолюминесценции объемных эпитаксиальных слоев КРТ при непрерывном возбуждении	82
2.7 Методика исследования кинетики фотопроводимости в узкозонных структурах на основе HgCdTe.....	85
2.8 Исследования кинетики релаксации фотопроводимости и времени жизни носителей в объемных пленках HgCdTe.....	93
Глава 3. Фотопроводимость и фотолюминесценция в среднем и дальнем ИК диапазонах в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe	98
3.1 Исследуемые структуры.....	99
3.2 Расчет зонного спектра структур с квантовыми ямами	102
3.3 Спектроскопия фотопроводимости и фотолюминесценции структур с квантовыми ямами на основе HgCdTe.....	104
3.4 Времена жизни и механизмы релаксации носителей заряда в структурах с квантовыми ямами	113
Глава 4. Исследование точечных дефектов в структурах HgCdTe методами спектроскопии в дальнем ИК диапазоне.....	126
4.1 Особенности спектров фотопроводимости эпитаксиальных слоев HgCdTe n- и p-типа в дальнем ИК диапазоне, обусловленные остаточными акцепторами	128

4.2 Особенности спектров фотопроводимости структур с квантовыми ямами в дальнем ИК диапазоне, обусловленные остаточными акцепторами.....	137
4.3 Особенности спектров ФЛ, обусловленные примесями и дефектами в дальнем ИК диапазоне в эпитаксиальных пленках и квантовых ямах на основе HgCdTe	142
Глава 5. Стимулированное излучение на межзонных переходах в гетероструктурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe в диапазоне от 4 до 31 мкм	151
5.1 Исследуемые структуры и особенности методики измерений спектров стимулированного излучения	152
5.2 Стимулированное излучение в области 4 – 18 мкм в квантовых ямах на основе HgCdTe	157
5.3 Анализ различных типов оже-процессов в квантовых ямах на основе HgCdTe	170
5.4 Экспериментальные исследования различных типов оже-процессов в квантовых ямах на основе HgCdTe	173
5.5 Влияние разогрева на максимальную температуру наблюдения стимулированного излучения	180
5.6 Локализация излучения за счет отражения в области остаточных лучей в подложке GaAs и стимулированное излучение в диапазоне длин волн 20 – 31 мкм	185
Глава 6. Стимулированное излучение в гетероструктурах HgTe/HgCdTe в окне прозрачности атмосферы 3 – 4 мкм при термоэлектрическом охлаждении	188
6.1 Обзор компактных полупроводниковых источников излучения в окне прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм.....	188

6.2 Стимулированное излучение в области длин волн 2.8 – 3.7 мкм при термоэлектрическом охлаждении.....	191
6.3 Анализ беспороговой оже-рекомбинации в структурах с квантовыми ямами	197
Заключение.....	203
Список публикаций автора.....	208
Список литературы.....	217

Введение

Стремительное развитие технологии лазеров видимого и ближнего инфракрасного (ИК) диапазона в 60-х годах прошлого столетия определило вектор развития и во многом сформировало образ современной цивилизации. Лазеры применяются во всех сферах жизни, начиная от хранения и обработки информации, до высокоточных измерений и до промышленной резки и сварки металлоконструкций. Одной из наиболее актуальных проблем современной физики является разработка методов генерации когерентного излучения не только в видимом диапазоне, но и в других областях электромагнитного спектра. В частности, одними из наиболее интересных с практической точки зрения являются диапазоны среднего и дальнего ИК излучения (длина волны от 3 до 60 мкм), непосредственно примыкающие к области ближнего ИК излучения. Источники излучения данного диапазона необходимы для решения многих прикладных задач, связанных с инфракрасной спектроскопией, в частности, газовых сред и твердого тела, например, в вопросах мониторинга окружающего пространства [1, 2, 3]. Подавляющее большинство газообразных химических соединений имеет фундаментальные полосы поглощения в среднем и дальнем инфракрасном диапазоне. Из-за большого количества уникальных наборов линий поглощения, соответствующих различным веществам, средний ИК диапазон часто называют областью «отпечатков пальцев» веществ. Так, фундаментальные линии поглощения многих «следовых» газов, которые зачастую являются основным фактором загрязнения окружающей среды: метана, двуокиси углерода, угарного газа, формальдегида и др, - лежат в диапазоне длин волн от 3 до 5 мкм, соответствующем окну прозрачности атмосферы [4]. Спектроскопия поглощения ИК излучения в данном диапазоне длин волн может стать основой эффективных инструментов для детектирования загрязняющих газов, в частности, метана (CH_4), бесцветного газа, не имеющего запаха, смесь которого с воздухом взрывоопасна [5]. Отдельный интерес представляют «сверхдлинноволновый» диапазон (very longwavelength infrared range, VLWIR), занимающий область длин волн 15 – 30 мкм, и примыкающий к нему с длинноволновой стороны «терагерцовый» диапазон,

освоение которых активно ведется в течение последних 50 лет. В сверхдлинноволновом и терагерцовом диапазонах лежат линии поглощения тяжелых органических молекул, а многие непрозрачные материалы могут свободно пропускать длинноволновое излучение. Благодаря этому, терагерцовый диапазон востребован для различных медицинских приложений [6], в сфере общественной безопасности для обнаружения взрывчатых и наркотических веществ [7, 8, 9], и для других приложений [10, 11, 12, 13, 14]. Таким образом, широкий спектр важных практических задач (вопросы газоанализа, например, анализа выдыхаемого воздуха в медицине, мониторинг окружающей среды, обнаружение взрывчатых веществ и т.п.) требует узкополосных, перестраиваемых источников когерентного излучения дальнего и среднего ИК диапазонов.

К когерентным источникам дальнего ИК диапазона можно отнести несколько классов устройств, таких как параметрические осцилляторы [15], генераторы разностной гармоник [16], лазеры на свободных электронах, а также твердотельные [17, 18], волоконные [19] и газовые [20] лазеры. Несмотря на высокие выходные мощности и оптическое качество пучка, вышеперечисленные источники излучения, как правило, имеют сложное устройство, требуют отладки оптических схем и обладают внушительными размерами. В то же время, для практических систем детектирования газов обычно требования к качеству пучка не являются строгими и достаточно источника излучения со средней мощностью ~ 1 мВт [21]. Поэтому наиболее перспективными для практического применения являются полупроводниковые лазеры благодаря своей универсальности, компактности и простоте использования.

Создание лазеров для среднего и дальнего ИК диапазонов осложнено несколькими факторами, которые отсутствуют в области ближнего ИК диапазона. В первую очередь, фундаментальной проблемой является уменьшение вероятности излучательной рекомбинации и значительное влияние безызлучательных процессов – оже-рекомбинации и рекомбинации через уровни ловушек в запрещенной зоне (процесс Шокли-Рида-Холла). Во-вторых, при длине волны

излучения порядка 10 мкм и более близость значений температуры и энергии излучательного перехода приводит к существенному размытию функции распределения и препятствует созданию инверсии населенностей. Таким образом, дизайны структур для коротковолновой области спектра оказываются не эффективными применительно к среднему и дальнему ИК диапазонам, и в данных диапазонах для создания источников необходимы альтернативные решения, из которых наибольшее распространение в последние десятилетия получили квантовые каскадные лазеры (ККЛ) и межзонные каскадные лазеры (МКЛ).

Несмотря на значительные преимущества ККЛ и МКЛ, их существенным недостатком является сложный дизайн активной области, содержащий сотни квантовых ям (КЯ), из-за чего технология их роста до настоящего времени не реализована в промышленности. Другой важной проблемой каскадных лазеров является сложность перестройки длины волны, определяемая фундаментальными принципами строения таких лазеров. Для работы ККЛ необходимо точное соответствие между энергиями подзон размерного квантования в соседних КЯ, обеспечивающее эффективное туннелирование носителей, которое жестко связано с длиной волны излучения. Поэтому перестройка длины волны каскадных лазеров осуществляется за счет изменения параметров резонатора и возможна лишь в узком спектральном диапазоне. В настоящее время активно ведется поиск альтернативных источников излучения, прежде всего в коротковолновой области среднего ИК диапазона, где влияние оже-рекомбинации выражено слабее. Отдельно стоит проблема создания полупроводниковых лазеров с длиной волны от 20 до 60 мкм. Как отмечалось выше, ККЛ предполагает рост большого массива квантовых ям с идентичными параметрами, что на данном этапе развития технологии доступно только для ограниченного числа соединений типа АЗВ5, преимущественно GaAs или InP. Вследствие этого область ИК спектра на длинах волн более 20 мкм и менее 60 мкм практически не освоена ККЛ из-за сильного фононного поглощения в используемых АЗВ5 материалах в указанном спектральном диапазоне (см. подробнее ниже). Сказанное объясняет интерес к

материальным системам с существенно отличным фононным спектром, чем в материалах типа АЗВ5. Одним из таких материалов является твердые растворы HgCdTe (кадмий-ртуть-теллур, КРТ).

Межзонные лазеры на основе наногетероструктур HgCdTe представляют интерес в качестве источников излучения в широкой области спектра, начиная от 3 мкм и заканчивая областью дальнего ИК диапазона, фактически терагерцовым диапазоном. Благодаря отработанной технологии роста, а также относительно простому устройству таких структур, они могут быть востребованы на длинах волн от 3 до 5 мкм при температурах близких к комнатной для создания компактных источников для мониторинга окружающей среды. На больших длинах волн структуры на основе КРТ могут применяться и во втором окне прозрачности атмосферы в тех случаях, когда использование каскадных лазеров осложнено (например, в задачах, требующих перестройки длины волны излучения), а также в диапазоне длин волн от 28 до 60 мкм, где на данный момент компактные полупроводниковые источники фактически отсутствуют. Для твердых растворов HgCdTe с долей Cd $x = 0.7$ (что соответствует типичному составу барьерных слоев в структурах с КЯ) энергия наиболее высокочастотного CdTe-подобного ТО-фонона составляет около 18 мэВ, и соответственно полоса двухфононного поглощения заканчивается вблизи энергии 39 мэВ, что соответствует длине волны излучения 31 мкм. Именно такая длина волны и представляется сравнительно легко достижимой в межзонных лазерах на основе наногетероструктур HgCdTe, в то время как до начала работы над настоящей диссертацией максимальная длина волны когерентного излучения, полученного в структурах на основе HgCdTe, составляла 5.3 мкм. Диссертационная работа посвящена исследованию физических основ для создания длинноволновых межзонных HgCdTe-лазеров при подавлении безызлучательных механизмов рекомбинации, в первую очередь, оже-процессов, за счет уникальных фундаментальных свойств исследуемых структур.

Актуальность темы

Реализация компактных источников излучения для среднего ИК диапазона остается востребованной в ряде фундаментальных исследовательских и прикладных задач, связанных со спектроскопией газов и твердых тел, в частности для мониторинга окружающей среды или медицинской диагностики. В задачах мониторинга окружающей среды наиболее важными являются длины волн, соответствующие окнам прозрачности атмосферы; в частности диапазон 3 – 5 мкм, содержащий линии поглощения многих газов-загрязнителей, например, метана [22, 23]. С другой стороны, для некоторых исследовательских задач в длинноволновом диапазоне, ориентированных на изучение тонкой структуры линий вращательных и колебательных переходов различных молекул в астрофизике и медицине [24], мелких примесей в полупроводниках [25, 26], межзонных переходов и фотоотклика двуслойного графена [27] и пр., могут оказаться весьма полезными лазеры с рабочей длиной волны более 20 мкм, выбор которых сейчас достаточно ограничен [28]. Газовые лазеры доступны лишь для отдельных длин волн и достаточно громоздки. Среди полупроводниковых лазеров в данный момент наилучшие характеристики практически во всем среднем ИК диапазоне демонстрируют квантовые каскадные лазеры (ККЛ) [29, 30], однако данные источники нельзя назвать полностью удовлетворяющими запросы спектроскопии длинноволновой области ИК диапазона. ККЛ достаточно сложны в изготовлении, что приводит к их высокой себестоимости, и в базовом случае не обладают возможностью существенной перестройки рабочей частоты излучения [см., например, <https://www.alpeslasers.ch/>]. Из-за высоких требований к технологии роста, ККЛ традиционно изготавливаются на основе соединений GaAs или InP, что приводит к сложностям при продвижении в диапазон длин волн 20 – 60 мкм из-за сильного фононного поглощения в этих материалах. По этой же причине возникают проблемы и в ККЛ на основе InAs/AlSb, хотя наибольшая достигнутая длина волны излучения составила здесь около 25 мкм [31]. На данный момент ККЛ в диапазоне от 20 до 30 мкм продемонстрированы лишь для отдельных длин волн, соответствующих минимумам решеточного поглощения, наибольшая из которых

~ 28 мкм [32]. Работы по созданию длинноволновых ККЛ на основе альтернативных материалов также далеки от завершения: для системы GaN/AlGaIn в конференционной публикации сообщалось о ККЛ, работающем на длине волны ~ 40 мкм (7 ТГц) [33], однако сложности, имеющиеся в технологии роста, и сложности формирования нитридных структур не позволяют сейчас оценить перспективы ККЛ на основе GaN/AlGaIn. Отметим, что и новых экспериментальных работ в этом направлении пока не появилось. Таким образом, на настоящее время не существует ККЛ, доступных в спектральном диапазоне 28 - 40 мкм, диапазон от 20 мкм до 28 мкм перекрыт ими лишь частично.

Единственными достаточно широко распространенными полупроводниковыми источниками когерентного излучения в этом диапазоне являются лазеры на основе объемных халькогенидов свинца-олова, реализующие излучение на межзонных переходах. Работы по созданию данных лазеров велись еще в 70-ые годы за рубежом, и вплоть до конца 80-ых в СССР (см., например, работу [34] и ссылки в ней). Частоты оптических фононов в материалах типа PbSnSe и PbSnTe существенно ниже, чем в упомянутых ранее полупроводниках A₃B₅, что позволило создать лазерные диоды с рабочей длиной волны до 50 мкм [35, 36]. Фундаментальной физической основой для реализации межзонного усиления в настолько узкозонных материалах (как и в структурах на основе КЯ HgCdTe/CdHgTe) является подавление безызлучательной оже-рекомбинации за счет симметричного закона дисперсии носителей [37]. Несмотря на достигнутые успехи, дальнейшего развития это направление практически не получило. За последние годы при низких температурах получена длина волны генерации до 50 мкм [38]. Проблемы, связанные с малой выходной мощностью и большой концентрацией электрически активных дефектов в этих материалах так и не были решены. По-видимому, это связано с трудностями в технологии роста, определяющими сложность формирования квантоворазмерных гетероструктур, а также высокой остаточной концентрации носителей, которая в лучших образцах не опускается ниже 10^{17} см⁻³.

В то же время, квазирелятивистский закон дисперсии носителей, способствующий подавлению оже-рекомбинации, может быть реализован и в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) $\text{HgCdTe}/\text{CdHgTe}$ [39, 40]. В КЯ нанометровой толщины помимо «графеноподобного» вида дисперсии носителей с безмассовыми дираковскими фермионами, можно естественным образом (изменяя толщину КЯ или температуру) получить и квазидираковский закон дисперсии носителей с ненулевой массой. Это оказывается важным для устойчивости эффекта подавления оже-процессов относительно малых возмущений зонного спектра. Отметим, что несмотря на многочисленные усилия многих групп, непосредственно генерация излучения в графеновых структурах пока получена только вблизи 5 ТГц при температуре 100 К [41].

В свою очередь, материальная система HgCdTe исследуется уже более 40 лет [42], в том числе достаточно активно в последние десятилетия в связи с интересом к тематике топологических изоляторов [43, 44]. Это привело к тому, что технология роста таких КЯ к настоящему времени хорошо отработана и качество получаемых структур подтверждено многочисленными исследованиями многих независимых групп [45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 52, 53]. За счет изменения ширины и состава КЯ, возможно в широких пределах управлять энергией межзонных переходов, делая её соответствующей квантам терагерцового, дальнего инфракрасного и среднего инфракрасного диапазонов. При этом фононные частоты в HgCdTe сдвинуты в низкочастотную область [54] по сравнению с GaAs , InP , что позволяет достичь усиления на межзонных переходах при относительно малых концентрациях носителей. Несмотря на многие ограничения, имеющиеся в технологии роста эпитаксиальных структур на основе HgCdTe , а также фундаментальные «вызовы», связанные с продвижением по длине волны и рабочей температуре, на данный момент реализация лазерных чипов, в том числе с электрической накачкой представляется возможной в широком диапазоне длин волн от 2.5 до 31 мкм.

Степень разработанности темы

На данный момент объемные пленки HgCdTe занимают лидирующие позиции как материал для ИК фотоприемников и благодаря десятилетиям активных исследований свойства объемного материала достаточно хорошо изучены [42, 55]. Прогресс в технологии роста, в частности молекулярно-пучковой эпитаксии, привел к возрождению интереса к экстремально узкозонным и бесщелевым составам HgCdTe, а также к структурам с КЯ с малыми ширинами запрещенной зоны. В КЯ HgTe/CdHgTe зонная структура перестраивается, по мере увеличения ширины КЯ, от нормальной (CdTe-подобной) к инвертированной [39]. При некоей критической ширине ($d_c \sim 6.3$ нм) КЯ становится бесщелевой, а закон дисперсии носителей заряда – линейным, соответствующим безмассовым дираковским фермионам, по аналогии с графеном [40] (как показано в более поздних работах с учетом поправок, возникающих из-за эффектов понижения симметрии, ширина запрещенной зоны остается конечной). Исследования структур с КЯ в основном сосредоточены вокруг интересных фундаментальных эффектов, связанных с топологически защищенными краевыми состояниями в структурах с инвертированным зонным спектром (см., например, [43, 44]).

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

Особенно привлекательными являются диапазон длин волн от 3 до 5 мкм, соответствующий окну прозрачности атмосферы, а также длинноволновая область 20 – 60 мкм [28]. Последний и сейчас остается крайне проблемным для компактных

полупроводниковых источников и, хотя он в некоторой степени перекрыт излучателями на основе халькогенидов свинца-олова, а также терагерцовыми ККЛ на основе GaN/AlGaIn, недостаточная мощность и нетехнологичность этих источников не позволяют им найти широкого применения. При приближении рабочей длины волны к данному диапазону характеристики АЗВ5 каскадных лазеров, занимающих лидирующее место среди полупроводниковых лазеров в среднем ИК диапазоне, также существенно ухудшаются ввиду возрастающей роли решеточного поглощения. Вследствие этого на настоящий момент ККЛ с рабочей длиной волны в диапазоне 28 – 40 мкм отсутствуют, а в диапазоне от 28 до 20 мкм реализованы лишь на выделенных длинах волн, соответствующих минимумам двухфононного поглощения применяемых материалов. В 2016 году появилась работа, выполненная в сотрудничестве швейцарской и австрийской групп, в которой была продемонстрирована генерация в ККЛ на длине волны 28.3 мкм [32]. Чтобы избежать поглощения АІАs-подобными оптическими фонами, в качестве барьерных слоев в активной области используется твердый раствор GaAs_{0.51}Sb_{0.49}. На сегодняшний день 28.3 мкм остается рекордной длиной волны среди квантовых каскадных лазеров среднего ИК диапазона. Одним из путей решения указанной проблемы создания полупроводниковых лазеров в диапазоне 20 – 60 мкм является переход к альтернативным полупроводниковым системам. В качестве примера можно отметить ККЛ на основе InAs/AlSb, в которых группой проф. А. Баранова была продемонстрирована генерация на длинах волн до 25 мкм при комнатной температуре, полученная уже после начала исследований, представленных в данной работе [31, 56, 57].

Таким образом, в спектральном участке 25 – 60 мкм межзонные лазеры на основе наногетероструктур HgCdTe могут оказаться конкурентноспособными, поскольку частоты оптических фононов в этих полупроводниках ниже, чем в АЗВ5 материалах, используемых в длинноволновых ККЛ. Важность параметров КЯ для эффективного получения межзонного усиления отмечалась еще в ранних теоретических работах других групп [58, 59], однако только к настоящему моменту

получила твердое экспериментальное подтверждение и теоретическое обоснование. В настоящей работе показано, что именно в узких КЯ с небольшим содержанием кадмия реализуется максимальный энергетический порог для различных процессов оже-рекомбинации за счет симметричных квазигиперболических законов дисперсии для электронов и дырок и сильного размерного квантования в КЯ. В широких КЯ из твердого раствора HgCdTe, которые использовались в предыдущих работах по лазерной генерации при той же ширине запрещенной зоны, эффект подавления оже-рекомбинации отсутствует.

Экспериментальные исследования стимулированного излучения в средней ИК области спектра в структурах на основе КРТ ранее проводились исключительно в коротковолновой ее части. В работе [60] выполнен краткий обзор работ (до 1999 года), посвященных лазерам на основе гетероструктур HgCdTe для среднего ИК диапазона, отражающий состояние дел в этом направлении к моменту начала исследований, выполненных в данной диссертационной работе. Наиболее длинноволновая генерация соответствовала длине волны 5.3 мкм и была достигнута в инжекционном лазере с активной областью из «объемного» КРТ, при этом рабочие температуры не превышали температуры жидкого азота [61]. За исключением работ автора, в КРТ структурах на длинах волн более 5.3 мкм систематически были выполнены только исследования фотолюминесценции (ФЛ). В отличие от твердых растворов HgCdTe с относительно большой шириной запрещенной зоны, в которых легко обнаруживаются линии ФЛ, обусловленные свободными и локализованными экситонами [53, 62, 63], в растворах с небольшой долей кадмия из-за малой энергии связи экситона наблюдается лишь межзонные переходы и переходы на дискретные уровни в запрещенной зоне [64]. Поэтому в узкозонных составах HgCdTe исследования выполнены для идентификации уровней примесей, дефектов и их комплексов, а также характеристики материала [65, 66, 67, 68, 69, 70, 71], в частности исследование степени его неоднородности [71, 72]. Для подобного рода исследований использовалось, как правило, непрерывное возбуждение. Об измерениях ФЛ на длинах волн до 18 мкм

упоминалось в нескольких публикациях, но при этом не приводились спектры межзонной ФЛ. Недавно в журнале Nature Photonics появилась работа, в которой рассматривается возможность создания лазера на переходах между уровнями Ландау в бесщелевом HgCdTe, помещенном в магнитное поле [49]. Авторы демонстрируют, что в отличие от графена и материалов с параболическим законом дисперсии носителей, в наборе уровней Ландау для фермионов Кейна отсутствуют эквидистантные состояния, что позволяет подавить рассеяние носителей по механизму Оже и наблюдать циклотронную эмиссию в ТГц диапазоне. Авторы дают оценку инверсии населенностей для получения усиления, но в работе приведены лишь спектры спонтанного излучения при 4.2 К. Кроме того, очевидно, что для получения генерации на длинах волн в диапазоне 20 – 30 мкм потребуются магнитные поля выше 4 Т, не всегда доступные даже в научных лабораториях.

Возвращаясь к исследованиям излучательных свойств КРТ структур в «коротковолновой» части среднего ИК диапазона, который является чрезвычайно важным для разнообразных применений в области экологии, химии, биологии и медицины, хочется отметить, что и в этом диапазоне потенциал КРТ структур не исчерпан. Если говорить об источниках излучения на основе КРТ, которые в диапазоне 25 – 60 мкм могут быть конкурентноспособны даже при криогенных температурах, то в области одного из окон прозрачности атмосферы, а именно, 3 – 5 мкм, наибольший интерес представляет повышение рабочих температур КРТ лазеров до комнатной или близкой к ней. К настоящему моменту значительного прогресса в этом направлении из полупроводниковых источников достигли (межзонные) каскадные лазеры. В чуть более длинноволновом диапазоне 5 до 10 мкм наилучшие характеристики демонстрируют униполярные ККЛ. Так, в ККЛ на основе напряженных структур InGaAs/AlInAs, выращенных на InP подложке, удалось получить непрерывную генерацию при комнатной температуре на длине волны около 5 мкм с возможностью перестройки в пределах 160 см^{-1} [73], добиться выходной мощности в несколько ватт и поднять КПД выше 20 % в непрерывном режиме [74]. Кроме того, продемонстрировано, что ККЛ на основе InGaAs/AlInAs

способны работать и на меньших длинах волн, вплоть до 3 мкм при комнатной температуре в непрерывном режиме [75], как и ККЛ на основе соединений InAs/AlSb [76, 77], однако с меньшей эффективностью. В то же время, несмотря на многочисленные достоинства ККЛ, сложность технологии роста структур (ввиду использования большого количества КЯ с нанометровым контролем толщины каждой из них) делает затруднительным их массовое использование. Источники, наиболее близкие по своему устройству к ККЛ, межзонные каскадные лазеры (МКЛ) представляют собой гибрид между ККЛ и классическими диодными лазерами. К настоящему моменту МКЛ на основе InAs/GaSb/AlSb/GaInSb перекрывают весь спектральный диапазон от 3 до 5 мкм, обеспечивая непрерывную генерацию при комнатной температуре [78]. Основным их преимуществом перед ККЛ является существенно меньшая пороговая плотность тока, позволяющая добиваться большей эффективности в задачах, в которых выходная мощность не так важна. В то же время, по причине сходства принципа работы, МКЛ обладают теми же недостатками, что и ККЛ, а именно сложностью производства, высокой стоимостью и относительно малой, по сравнению с межзонными полупроводниковыми лазерами, возможностью перестройки. Следует также упомянуть об интенсивно развивавшемся в последние годы направлении по созданию на основе соединений GaInAsSb светодиодов для средней ИК области спектра, описание которых приведено в работе [79]. Представляется, что в будущем такие источники могут послужить альтернативой имеющимся на сегодняшний день, однако к настоящему моменту они существенно уступают по своей эффективности упомянутым выше группам лазеров.

К настоящему моменту среди работ, относящихся к генерации излучения в диапазоне 3 – 5 мкм в материалах на основе HgTe/CdTe, можно выделить уже упоминавшиеся работы периода 1990 – 2000 гг [60, 61, 80, 81] и более свежие работы [82, 83], в которых использовались квазиобъемные слои в качестве активной области и рабочая температура лазеров не превышала 150 К. В качестве потенциальных конкурентов для структур с КЯ могут выступать структуры более

низкой размерности, в частности коллоидные квантовые точки [84]. Работ, посвященных оптоэлектронным применениям квантовых точек на основе HgTe известно достаточно много (см. обзор [85]). Недавно появились сообщения о возможности усиления излучения в окрестности 1.3 мкм в коллоидных квантовых точках HgTe при экстремально малых плотностях накачки в несколько десятков мВт/см² [86], однако в более длинноволновом диапазоне пока наблюдалась только ФЛ. Предельная длина волны в различных работах варьируется от 5 до 8 мкм, однако квантовая эффективность излучения при этом составляет порядка одного процента [85].

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

Цели и задачи исследования

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

- Исследование межзонных фотолюминесценции и фотопроводимости объемных слоев и гетероструктур с квантовыми ямами в длинноволновой части среднего инфракрасного диапазона.

- Исследование особенностей спектров примесно-дефектной фотолюминесценции и фотопроводимости в узкозонных пленках и гетероструктурах с квантовыми ямами.
- Исследование времен жизни неравновесных носителей в этих структурах с использованием измерений кинетики фотолюминесценции и фотопроводимости, а также их эволюции с температурой и интенсивностью оптического возбуждения.
- Проектирование волноводных гетероструктур для получения стимулированного излучения в среднем инфракрасном диапазоне.
- Анализ спектров стимулированного излучения и их зависимости от температуры и параметров накачки в гетероструктурах с различными дизайнами.

Научная новизна

1. Впервые экспериментально продемонстрирована достоверность псевдорелятивистского описания электронов и легких дырок – фермионов Кейна – и возможность перестройки зонного спектра в твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ от инвертированного к бесщелевому и нормальному за счет варьирования температуры.

2. Экспериментально продемонстрирована, на примере структуры с $E_g = 120 - 140$ мэВ при $T = 77$ К, возможность полного подавления оже-рекомбинации в структурах с КЯ HgTe , когда релаксация неравновесных носителей полностью определяется излучательными процессами.

3. Впервые исследована динамика пропускания узкозонной ($E_g = 20$ мэВ) структуры с КЯ методом накачка-зондирование с временным разрешением ~ 10 пс,

что позволило оценить плотность мощности, требуемую для получения инверсии населенностей как 10 кВт/см^2 при длине волны накачки 1 мкм .

4. Показано, что линии, наблюдающиеся около 10 и 20 мэВ в спектрах ФП объемных слоев $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.19 - 0.295$), обусловлены переходами с основного состояния акцептора на мелко залегающие возбужденные состояния (с большим матричным элементом) и последующей термической ионизацией, а не переходами дырок с акцептора непосредственно в континуум валентной зоны.

5. Впервые исследована температурная зависимость акцепторной ФП в отожженных слоях КРТ p -типа, и показано, что интенсивность линии ФП, возникающей из-за отрыва второй дырки от вакансии ртути убывает с температурой медленнее, чем интенсивность линии ФП, связанной с отрывом первой дырки, из-за большей энергии связи возбужденного состояния однократно ионизованного центра, с которого происходит термическая ионизация.

6. Обнаружена ТГц ФЛ, обусловленная оптическими переходами между возбужденными и основными состояниями нейтрального и однократно ионизованного двойного акцептора – вакансии ртути.

7. Впервые предложен дизайн гетероструктур с КЯ на основе твердого раствора CdHgTe , выращиваемых на подложке GaAs , с диэлектрическими волноводами, поддерживающими моду TE_0 за счет отражения в окрестности полосы остаточных лучей арсенида галлия (длина волны $30 - 32 \text{ мкм}$). Впервые в волноводных структурах с множественными КЯ в пучностях моды получено стимулированное излучение с длинами волн $19.5 - 31 \text{ мкм}$. Впервые в волноводных гетероструктурах с узкими КЯ на основе HgCdTe получено стимулированное излучение в диапазоне $2.8 - 3.7 \text{ мкм}$ при $T > 240\text{К}$, благодаря подавлению пороговых и беспороговых процессов оже-рекомбинации.

Теоретическая и практическая значимость работы

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

Исследования распространенных дефектов в тройных растворах кадмий-ртуть-теллур – вакансий ртути и ассоциируемых с ними линий фотолюминесценции и фотопроводимости, приведенные в главе 3 – имеют практическую значимость для разработки на основе этих соединений источников и приемников излучения, поскольку данный тип дефектов в значительной степени определяет скорость рекомбинации неравновесных носителей в условиях слабого возбуждения. Помимо этого, исследования вакансий ртути имеют фундаментальное значение для развития моделей описания двухзарядовых примесей как в соединениях кадмий-ртуть-теллур, так и в других полупроводниковых материалах.

Результаты исследований стимулированного излучения в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами, описанные в главах 4 и 5, могут быть использованы для создания источников лазерного излучения на межзонных переходах на основе соединений кадмий-ртуть-теллур. Источники на основе кадмий-ртуть-теллур способны работать при температурах близких к комнатной в диапазоне длин волн до 5 мкм, а возможность температурной перестройки спектра позволяет рассматривать возможность их практического применения в приложениях спектроскопии газов. При криогенных температурах генерация излучения в гетероструктурах кадмий-ртуть-теллур возможна на длине волны 31

мкм, которая лежит вне диапазона работы квантово-каскадных лазеров. В спектральном диапазоне 31 – 20 мкм полученные результаты позволяют «перекрыть» указанный диапазон еще одним типом полупроводниковых лазеров наравне с лазерами на основе халькогенидов свинца-олова. Создание лазеров, работающих при термоэлектрическом охлаждении и обладающих возможностью перестройки длины волны с температурой, повысит конкурентоспособность источников на основе HgCdTe в диапазоне 3 – 5 мкм. С учетом лидирующей роли HgCdTe в производстве ИК детекторов, реализация длинноволновых источников на основе того же материала создает предпосылки для создания оптопар лазер-приемник, которые могут быть использованы для простейших компактных спектрометров среднего ИК диапазона. Фундаментальные результаты, сосредоточенные в основном вокруг проблемы разогрева носителей и сопутствующей «активации» оже-рекомбинации при различных режимах накачки, будут интересны широкому кругу исследователей, занимающихся развитием полупроводниковых лазеров. С учетом того, что КЯ HgCdTe/CdHgTe являются одной из немногих систем, в которой можно добиться графеноподобного закона дисперсии, представляется, что значительную ценность полученные результаты будут иметь для разработки излучающих структур на основе графена, в котором проблема разогрева носителей является критическим фактором, ограничивающим возможность усиления [87].

Методология и методы исследования

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

Для исследования оптических свойств объемных пленок и гетероструктур на основе КРТ использовалась комбинация методик фурье-спектроскопии фотолюминесценции и фотопроводимости.

Для изучения процессов рекомбинации применялась прямая методика измерения кинетики релаксации фотопроводимости. Для создания неравновесной концентрации электрон-дырочных пар применялось возбуждение импульсным параметрическим генератором инфракрасного диапазона с перестраиваемой длиной волны и длительностью импульса 10 нс.

Для исследования времен меньших 10 нс применялась методика накачка-зондирование (pump-probe) с использованием лазера на свободных электронах FELBE в HZDR (Дрезден, Германия).

Положения, выносимые на защиту

1. Объемные слои твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.17 - 0.23$), выращиваемые методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках GaAs (013), характеризуются высоким структурным совершенством, проявляющимся в близкой к теоретическому пределу $1.8k_B T$ ширине линии ФЛ при $T > 70$ К и малой величине энергии Урбаха, описывающей уширение красной границы межзонной фотопроводимости. Температурная зависимость энергии Урбаха указывает на доминирующую роль фундаментального механизма уширения края поглощения, обусловленного тепловыми колебаниями решетки, в то время как нарушения кристаллического совершенства материала дают пренебрежимо малый вклад в энергию Урбаха.

2. В твердых растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x < 0.29$) и КЯ $\text{HgCdTe}/\text{CdHgTe}$ вакансии ртути являются двойными акцепторами с характерными энергиями ионизации ~ 10 мэВ для нейтрального акцептора (отрыв первой дырки) и ~ 20 мэВ для однократно ионизованного акцептора (отрыв второй дырки), проявляющихся в спектрах ФП в виде линий, обусловленных переходами в возбужденные состояния с малой

энергией ионизации, а в КЯ в виде более широких полос из-за дисперсии энергии связи центров. В спектрах ФЛ наблюдаются линии с тем же спектральным положением, соответствующие процессам захвата дырок на состояния двухзарядного акцептора.

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

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

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

Достоверность полученных результатов

Полученные в данной работе результаты имеют высокую степень достоверности, что подкреплено использованием ряда различных апробированных экспериментальных методик исследования и подтверждается согласием между результатами, полученными в рамках применения этих методик, а также хорошим согласием эксперимента и теории (в том числе и в случаях, когда теоретическое рассмотрение предшествовало эксперименту). Полученные результаты также согласуются и с имеющимися в литературе данными по проблеме исследований.

Апробация результатов

Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на семинарах в ИФМ РАН, ИПФ РАН, были апробированы на большом перечне Российских и международных конференций, таких как XXII Международная научно-техническая конференция по фотоэлектронике и приборам ночного видения (Москва, 2012 г.), XI Российская конференция по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2013 г.), XIII Российская конференция по физике полупроводников (Екатеринбург, 2017 г.), XVIII – XXIV Международные симпозиумы «Нанозфизика и нанозлектроника» (Нижний Новгород 2014–2020 г.), а также на международных конференциях, проводимых за рубежом: 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (Copenhagen, Denmark, 2016 г.), 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (Paris, France, 2019 г.), International Conference on Mid-Infrared Optoelectronics: Materials and Devices (Beijing, China, 2016 г.), 5th Russia-Japan-USA-Europe Symp. On Fundamental & Applied Problems of Terahertz Devices & Technologies (Sendai, Japan, 2016 г.), 5th EOS Topical Meeting on Terahertz Science and technology (Pecs, Hungary, 2016 г.), 4th Int. Conf. “Nanostructures: physics and technologies”, (Санкт-Петербург, Россия, 2016 г.) и пр.

Несколько результатов, вошедших в диссертацию, были включены в список важнейших результатов ИПФ РАН, направляемых в Российскую академию наук; один из них был отмечен в докладе Президиума РАН и включен в результаты, представляемые в доклад президента РАН и отчет РАН в 2017 г.

Значительная часть результатов диссертации получена при выполнении следующих проектов под руководством диссертанта:

РНФ 17-12-01360 Лазеры и спазеры дальнего ИК диапазона на основе наноструктур HgCdTe,

РФФИ 13-02-01154 Спектрокинетические исследования терагерцовой фотопроводимости в узкозонных наноструктурах на основе квантовых ям $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ и полупроводниковых структурах с мелкими примесями,

РФФИ 16-02-00685 Спектрокинетические исследования терагерцовой фотопроводимости и фотолюминесценции в твердых растворах HgCdTe и гетероструктурах с квантовыми ямами на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$,

РФФИ 18-52-16009 ТГц излучение и фотоотклик в структурах на основе КЯ $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ с квазидираковским законом дисперсии,

РФФИ 18-52-50024 Наноструктуры с дираковским законом дисперсии как среда с усилением излучения терагерцового диапазона,

РФФИ 19-02-00827 Гетероструктуры с квантовыми ямами $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$ для лазеров среднего (3 – 5 мкм) ИК диапазона,

и при выполнении работ в качестве исполнителя в проектах РФФ 20-42-09039 Коллективные явления в топологических материалах, РФФ 16-12-10317 Фазовые переходы в двумерных топологических изоляторах, а также в исследованиях по программам Министерства науки и высшего образования № 075-15-2020-797 "Квантовые структуры для посткремниевой электроники" и № 075-15-2020-906 "НЦМУ ФОТОНИКА" и в рамках государственного задания.

Публикации по теме работы

Основные результаты работы опубликованы в 43 статьях в ведущих российских и международных журналах первого и второго квартиля (по базе Scopus): Applied Physics Letters (6), Nature Communications (1), Physical Review B (1), ACS Photonics (1), Optics Express (1), APL Materials (1), Journal of Applied Physics (2), Semiconductor Science and Technology (2), Journal of Physics: Condensed Matter (1), Journal of Physics: Conference Series (1), Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (1), Nanomaterials (1), Optical Engineering (2), Laser Physics (1),

Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики (5), Квантовая электроника (1), Журнал экспериментальной и теоретической физики (1), *physica status solidi* (b) (1), Физика и техника полупроводников (12), EPJ Web of Conferences (1).

Личный вклад автора

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

Ввиду экспериментальной направленности работы многие результаты было бы невозможно получить без участия коллектива соавторов, которые занимались ростом структур, а также подготовкой и проведением измерений. Наиболее значимый вклад внесли следующие коллеги: Н. Н. Михайлов и С. А. Дворецкий (ИФП СО РАН) проводили рост образцов, В. В. Румянцев участвовал в проведении измерений спектров и кинетики фотолюминесценции и фотопроводимости, а также в концептуализации и обсуждении результатов в главах 1 и 2; А. М. Кадыков (аспирант под руководством автора диссертации 2014 – 2018 г.) внес вклад в получение стимулированного излучения, М. А. Фадеев (аспирант под руководством автора диссертации 2016 – 2020 г.) участвовал в исследованиях температурной зависимости стимулированного излучения и фотолюминесценции, участвовал в обсуждении результатов, полученных в главе 5. Отдельно следует отметить сильную теоретическую поддержку работы, оказанную М. С. Жолудевым (расчеты зонной структуры и уровней размерного квантования в КЯ ртуть-теллур), В. Я. Алешкиным (расчеты процессов рекомбинации в КЯ ртуть-теллур) и А. А.

Дубиновым (расчет локализации электромагнитного поля в волноводных структурах и оценка коэффициентов усиления).

Объем и структура диссертации

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

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

Первая глава диссертация посвящена обзору литературы. Во вводном **разделе 1.1** дается общая информация о твердых растворах HgCdTe, их использовании для создания ИК фотоприемников, квантовых ямах (КЯ) HgTe/CdHgTe, их зонной структуре и уникальных свойствах, таких как фазовый топологический переход при изменении ширины КЯ, состояние двумерного топологического изолятора и гигантского спинового расщепления Рашбы в структурах с инвертированным зонным спектром и перекрытия валентной зоны и зоны проводимости в широких КЯ (двумерный полуметалл). **Раздел 1.2** посвящен оптическим свойствам объемных твердых растворов HgCdTe и КЯ на их основе, выращиваемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). В **разделе 1.3** дается обзор исследований времен жизни неравновесных носителей в структурах на основе HgCdTe. Рассматриваются три основных механизма межзонной рекомбинации: излучательная рекомбинация, безызлучательные оже-рекомбинация и рекомбинация Шокли-Рида-Холла (ШРХ) через состояния примесей и дефектов в запрещенной зоне. **Раздел 1.4** посвящен влиянию примесей и дефектов на оптические свойства структур на основе HgCdTe. Точечные дефекты

проявляют себя не только как источник дискретных уровней, участвующих в поглощении и излучении света, но и как канал безызлучательной рекомбинации ШРХ.

Во **второй** главе диссертации представлены результаты исследования межзонной фотопроводимости (ФП) и фотолюминесценции (ФЛ) узкозонных объемных твердых растворов HgCdTe и магнитопоглощения в широком спектральном диапазоне (длина волны от 2 до 36 мкм). Целью этих исследований было изучение оптических свойств материала, полученного методом низкотемпературной МЛЭ на полуизолирующих подложках GaAs(013) – методики роста, использованной впоследствии для роста квантовых ям (КЯ) $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$, которые являются основным объектом исследования диссертационной работы. В настоящей работе развита методика измерения спектров ФЛ в среднем и дальнем ИК диапазонах при непрерывном возбуждении и импульсном возбуждении с большой скважностью в условиях сильной фоновой засветки методом фурье-спектроскопии с пошаговым перемещением зеркала спектрометра (режим «step-scan»). Методика основана на регистрации сигнала с фотоприемника с определенной задержкой после перемещения зеркала фурье-спектрометра, что позволяет избежать модуляции сигнала фонового (теплового) излучения и выделить на его фоне слабый сигнал ФЛ. Величина задержки должна превышать несколько постоянных времени фотоприемника и/или время выхода из насыщения измерительной схемы, возникающего вследствие модуляции фонового излучения при перемещении подвижного зеркала интерферометра фурье-спектрометра. В **разделе 2.1** приведены описание и параметры исследуемых эпитаксиальных слоев HgCdTe. **Раздел 2.2** посвящен методике измерений спектров ФП методом фурье-спектроскопии. При характеристике объемных пленок HgCdTe методом спектроскопии ФП первостепенными являются исследования положения и профиля красной границы межзонного фотоотклика, которые проводятся в **разделе 2.3**. В данном разделе также исследуется энергия Урбаха, описывающая характерный масштаб «размытия» красной границы, которая включает в себя член, обусловленный неоднородностью структуры и статическими дефектами ее

решетки, который не зависит от температуры, и температурно-зависимый член, обусловленный фундаментальным электрон-фононным взаимодействием. В **разделе 2.4** проводится исследование положения красной границы межзонной ФП с помощью двух подходов к управлению шириной запрещенной зоны: с помощью изменения температуры и с помощью магнитного поля. В **разделе 2.5** описана методика исследований спектров и кинетики ФЛ объемных пленок HgCdTe в диапазоне длин волн от 8 до 30 мкм. **Раздел 2.6** посвящен исследованиям ФЛ при непрерывном оптическом возбуждении. Исследования ФЛ в целом подтвердили выводы о высокой однородности структур и возможности получения межзонной эмиссии в эпитаксиальном HgCdTe, выращенным методом МЛЭ на GaAs подложках, вплоть до температуры достижимой при термоэлектрическом охлаждении. Развитая методика измерений ФЛ позволила перейти к исследованию эмиссии из квантовых ям в условиях интенсивного импульсного возбуждения, что в конечном счете необходимо для получения СИ.

Глава 3 посвящена экспериментальному исследованию оптических свойств гетероструктур с КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ (описанными в **разделе 3.1**) при различных температурах с помощью спектроскопии ФП и ФЛ (в том числе разрешенных по времени) в среднем и дальнем ИК диапазонах. Основное внимание уделено «волноводным» структурам, которые содержат массив КЯ, выращенных внутри широкозонных слоев CdHgTe, формирующих диэлектрический волновод. Данные структуры были специально сконструированы и выращены для получения стимулированного излучения. Методы расчета зонного спектра КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ представлены в **разделе 3.2**. В **разделе 3.3** представлены результаты исследований спектров ФП и ФЛ структур с КЯ на основе HgCdTe. Детальная характеристика структур является принципиально важной для интерпретации наблюдаемых времен жизни и поиска путей оптимизации дизайна активной области. На основе проведенных исследований можно заключить, что степень неоднородности параметров структур КЯ больше, чем у объемных пленок, что связывается с флуктуациями ширины КЯ. **Раздел 3.4** посвящен исследованию времен жизни носителей в КЯ на основе HgCdTe. Изучение временной динамики

неравновесной концентрации носителей заряда было выполнено с помощью прямых измерений кинетики ФП после импульсного возбуждения. Подобные измерения позволяют восстановить зависимость мгновенного времени жизни носителей от их концентрации даже в случае сложной неэкспоненциальной кинетики фотоотклика.

Четвертая глава диссертации посвящена исследованию состояний акцепторов, наблюдаемых в спектрах ФП и ФЛ как в эпитаксиальных пленках твердого раствора HgCdTe, так и в гетероструктурах с КЯ. Универсальность наблюдаемых в спектрах особенностей (их наличие в образцах p-типа и n-типа, эпитаксиальных слоях и КЯ) и их наличие в образцах, не легированных намеренно, позволила связать их с вакансиями ртути – двойными акцепторами, которые всегда присутствуют в HgCdTe из-за слабости связи Hg-Te. В **разделе 4.1** приведены результаты исследований объемных эпитаксиальных слоев HgCdTe методом ФП. В спектрах ФП объемных структур HgCdTe после конвертации в p-тип проводимости были обнаружены 4 спектральные особенности, которые были интерпритированы в ходе исследования: особенности 1 и 2 связаны с фотовозбуждением вакансии ртути – нейтрального и однократно ионизированного центра, соответственно; положение линии 3 хорошо согласуется с энергией ионизации нейтральной вакансии ртути, рассчитанной без учета химического сдвига; линия 4 по положению в спектре и ширине совпадает с полосой остаточных лучей в подложке GaAs и связана с «резонансным» усилением сигнала ФП в структуре за счет почти полного отражения возбуждающего излучения от подложки. В структурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe полосы дефектов в спектрах ФП наблюдаются примерно в той же области длин волн, что и в объемных пленках (**раздел 4.2**). Они не меняют своего спектрального положения с температурой и чувствительны к подсветке образца коротковолновым излучением, что позволило связать их также с состояниями акцепторов. В структурах с КЯ основной интерес представляют исследования ФЛ с участием акцепторов, позволяющие оценить перспективность таких структур для создания излучателей (**раздел 4.3**).

Пятая глава диссертации посвящена исследованиям стимулированного излучения (СИ) в гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe в диапазоне длин волн от 4 – 5 мкм (где СИ было получено достаточно давно) до 25 – 31 мкм, в котором СИ впервые получено в данной работе. Основные факторы, препятствующие получению СИ в узкозонных полупроводниковых материалах, сводятся к возрастанию скорости (вероятности) оже-рекомбинации при уменьшении ширины запрещенной зоны, а также падению вероятности излучательной рекомбинации с увеличением длины волны излучения и сложности реализации оптического ограничения и усиления для больших длин волн. В **разделе 5.1** описаны исследуемые структуры и особенности методики измерений спектров СИ. В **разделе 5.2** представлены результаты исследования СИ в области 4 – 18 мкм. Переход от спонтанного излучения к стимулированному идентифицировался по сверхлинейной зависимости интегральной мощности излучения от накачки и по резкому сужению спектра излучения. С увеличением температуры положение линии СИ сдвигается в область больших энергий кванта, а интенсивность уменьшается. При этом было установлено, что структура с более узкой КЯ (с меньшей долей Cd) позволяет получить СИ при более высоких температурах и при меньших уровнях возбуждения и что использование накачки с большей длиной волны приводит к уменьшению порога возникновения СИ (в том числе в пересчете на поток фотонов накачки). **Раздел 5.3** посвящен анализу различных типов оже-процессов в КЯ на основе HgCdTe. Результаты исследований показали, что наиболее оптимальными с точки зрения максимальной пороговой энергии оже-рекомбинации являются структуры с долей Cd в барьерах 0.6-0.7, что благоприятным образом согласуется с возможностями технологии МЛЭ. Для КЯ с такими барьерами характерное значение пороговой энергии ССН-С процессов составляет около 20 - 30 мэВ (что близко к энергетическому зазору между вершиной верхней валентной подзоны при $k = 0$ и «боковыми максимумами» в ней). Результаты экспериментального исследования оже-процессов и их влияния на СИ представлены в **разделе 5.4**. Было установлено, что максимальная температура, при которой удается наблюдать СИ, коррелирует с пороговой энергией оже-процесса с

участием двух электронов и дырки. Беспороговая оже-рекомбинация имеет место в том случае, когда ширина запрещенной зоны становится (например, при изменении температуры) равной разнице энергий при $k = 0$ между верхней валентной подзоной и возбужденной валентной подзоной, в которую переходит дырка, уносящая энергию. В **разделе 5.5** обсуждаются эффекты разогрева неравновесных носителей заряда на СИ. В случае мощной накачки, необходимой для достижения генерации при высоких температурах, перегрев носителей становится неизбежным, поскольку фотоны накачки несут много избыточной энергии в сравнении с шириной запрещенной зоны, которая рассеивается непосредственно в КЯ, и возрастает роль разогрева носителей за счет оже-процессов. **Раздел 5.6** посвящен эффекту локализации излучения в структурах с диэлектрическим волноводом вблизи области остаточных лучей в подложке GaAs и СИ в диапазоне длин волн 20 – 31 мкм в структурах с КЯ HgCdTe. В работе с учетом ограничений на общую толщину структуры удалось реализовать дизайн диэлектрического волновода, который обеспечивает близкую степень локализации TE₀ моды на длинах волн 20 – 25 мкм и 31 – 33 мкм за счет резкого скачка диэлектрической проницаемости в области фононного поглощения в подложке GaAs. В соответствии с рассчитанными дизайнами были выращены две структуры. Исследования СИ в данных структурах подтвердили все ожидаемые из теории результаты.

Глава 6 посвящена исследованиям СИ на межзонных переходах в гетероструктурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe в диапазоне 3 – 4 мкм (в окне прозрачности атмосферы). В работе были сконструированы структуры, в которых, как и в структурах, рассчитанных на генерацию в длинноволновой области спектра обсуждаемых в Главе 5, удалось существенно ослабить влияние оже-процессов на рекомбинацию носителей и увеличить максимальную температуру наблюдения СИ до 200-270 К, т.е до температур достижимых с помощью термоэлектрического охлаждения. **Раздел 6.1** посвящен обзору известных полупроводниковых источников излучения в окне прозрачности атмосферы 3-5 мкм. Результаты исследования СИ в области длин волн 2.8 – 3.7 мкм при термоэлектрическом

охлаждении представлены в **разделе 6.2**. Анализу беспороговой оже-рекомбинации в волноводных структурах с квантовыми ямами посвящен **раздел 6.3**. В работе была исследована структура, в которой удалось увеличить долю кадмия в барьерах до 75 %, что позволило подавить беспороговый оже-процесс, связанный с выбросом электронов в континуум зоны проводимости в барьерах, при температурах ниже 250 К (для дырок это не реализуется ни при каких температурах). Исследования температурного гашения ФЛ дали характерную энергию активации (55 мэВ), что хорошо согласуется с вычисленной пороговой энергией ССН-С-процесса и указывает на его доминирующую роль в оже-рекомбинации.

В Заключение сформулированы основные результаты работы.

Глава 1. Эпитаксиальные пленки и гетероструктуры с квантовыми ямами на основе узкозонных твердых растворов HgCdTe как материал для лазеров среднего и дальнего ИК диапазонов. Современное состояние и перспективы

1.1 Введение

Твердые растворы кадмий-ртуть-теллур (КРТ) исследуются уже более сорока лет, что во многом связано с практическими задачами создания на основе КРТ фотоэлектрических приемников и приемных матриц среднего инфракрасного (ИК) диапазона (см., например, обзоры [42, 88] и ссылки в них), и к настоящему времени накоплен весьма большой массив данных по технологии и свойствам этих соединений. За счет изменения состава здесь возможна перестройка ширины запрещенной зоны в широких пределах, от нуля до 1.6 эВ, однако лишь небольшое число работ было направлено на изучение узкозонных ($x < 0.2$) твердых растворов КРТ в дальнем ИК диапазоне. Принято считать, что для области длин волн $\lambda_c > 15$ мкм объемные структуры HgCdTe были непригодны из-за сильной неоднородности состава твердого раствора x (молярной доли Cd). Из-за сильной зависимости ширины запрещенной зоны E_g от x при малых значениях E_g флуктуации x приводят к недопустимо большим отклонениям E_g от среднего значения, что ведет к негативным последствиям в виде высокого темнового тока и малых времен жизни носителей (при использовании в качестве фоточувствительного элемента).

В последние 10 – 15 лет достигнуты значительные успехи в технологии роста эпитаксиальных структур на основе КРТ. Совершенствование технологии роста КРТ методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) при низких температурах, а также внедрение *in situ* эллипсометрического контроля состава и толщины слоев [89, 90, 91] привело к возрождению интереса к объемным эпитаксиальным пленкам узкозонных твердых растворов КРТ с молярной долей кадмия в пределах $0.16 < x < 0.2$ (при $x \sim 0.16$ ширина запрещенной зоны обращается в ноль при температуре

$T = 4.2$ К), а также к узкозонным полупроводниковым наногетероструктурам с квантовыми ямами (КЯ) на основе КРТ.

Зонная структура КЯ HgTe/CdHgTe перестраивается, по мере увеличения ширины КЯ HgTe, от нормальной (CdTe-подобной) до инвертированной, переходя через некоторую критическую точку (ширина КЯ $d_c \sim 6.3$ нм), в которой зона проводимости и валентная зона смыкаются¹, а закон дисперсии носителей заряда становится линейным, как в графене [40], соответствующим дисперсии безмассовых дираковских фермионов.

К настоящему моменту накоплено достаточно большое количество экспериментальных данных о зонной структуре КЯ на основе КРТ. Из-за малой величины ширины запрещенной зоны в объемных структурах КРТ и малой энергии межзонных переходов между основными уровнями размерного квантования в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe величина эффективной массы электронов в таких структурах может быть экстремально малой, а подвижность носителей составляет при гелиевой температуре несколько сотен тысяч $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. В таких узкозонных структурах с КЯ на основе HgCdTe обнаружен ряд интересных фундаментальных эффектов. В частности, например, в работах [92, 93] была продемонстрирована гигантская величина спинового расщепления в нулевом магнитном поле нижней (дырочного типа) подзоны в зоне проводимости, достигающая 30 мэВ (на полтора порядка больше, чем в узкозонных гетероструктурах полупроводников АЗВ5) вследствие эффекта Рашбы при приложении вертикального электрического поля порядка 10^5 В/см, что соответствует типичной концентрации электронов около 10^{12} см^{-2} . Следует отметить также и недавние сообщения об экспериментальной реализации в этой гетеросистеме двумерного топологического изолятора и квантового холловского спинового изолятора [43, 44, 94] и двумерного полуметалла [95]. Что касается

¹ Это справедливо в первом приближении; с учетом поправок, возникающих из-за эффектов понижения симметрии, ширина запрещенной зоны остается конечной. Тем не менее, как показывают расчеты, эти эффекты достаточно слабые и в дальнейшем обсуждаться не будут.

объемных структур, следует отметить работы в Nature Physics [96], Nature Communications [A4] и Nature Photonics [49], в которых были выполнены исследования уникальных свойств безмассовых кейновских фермионов в объемных слоях твердых растворов КРТ, выращенных методом МЛЭ.

1.2 Твердые растворы HgCdTe и гетероструктуры с квантовыми ямами в оптоэлектронике среднего и дальнего ИК диапазонов

Уникальные свойства структур на основе HgCdTe делают их привлекательными и для приложений в терагерцовой оптоэлектронике. Долгое время считалось, что «продвижению» приборов, в первую очередь, фоторезисторов и матриц на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в терагерцовый и мультитерагерцовый диапазоны (длина волны более 20 мкм) препятствуют флуктуации состава твердого раствора x , приводящие к недопустимо большим вариациям ширины запрещенной зоны E_g по образцу. Современные методы МЛЭ позволяют проводить рост слоев HgCdTe при низких температурах, однако оптические свойства объемных твердых растворов с долей Cd меньше 20 % и КЯ были изучены относительно слабо. В книге [97] представлены неопубликованные измеренные и рассчитанные спектры поглощения в твердом растворе КРТ с малым содержанием кадмия $x = 0.2$, из которых следует, что зависимость коэффициента поглощения от частоты является очень плавной (в отличие от приведенной на том же графике зависимости для сверхрешетки HgTe/CdHgTe с приблизительно такой же шириной запрещенной зоны). Размытие края поглощения связывается как с пологой зависимостью межзонной плотности состояний от частоты в объемном материале, так и с флуктуациями состава твердого раствора.

Высокое качество современных структур на основе КРТ позволило задаться вопросом о возможности создания на основе КРТ-структур не только приемников излучения дальнего ИК диапазона, но и длинноволновых лазеров. Экспериментальные исследования стимулированного излучения в структурах на

основе КРТ ранее проводились исключительно в коротковолновой части среднего инфракрасного диапазона. В работе [60] собраны результаты (полученные до 1999 года) по направлению межзонных лазеров на основе HgCdTe (см. Рисунок 1.1). Наиболее длинноволновая генерация соответствует длине волны 5.3 мкм и достигнута в инжекционном лазере с активной областью из «объемного» КРТ, при этом рабочие температуры не превышали температуры жидкого азота [61]. В работе [60] авторы приходят к выводу, что межзонные лазеры на основе HgCdTe с диэлектрическим волноводом неконкурентноспособны по сравнению с ККЛ. Однако следует отметить, что авторы работы [61] указывают на возможность подавления оже-рекомбинации в квантовых ямах HgCdTe (по сравнению с объемным материалом с той же шириной запрещенной зоны). Эффект подавления оже-рекомбинации отмечался ранее в узкозонных халькогенидах свинца и связывался с «симметрией» законов дисперсии зоны проводимости и валентной зоны [37].

До недавнего времени в КРТ структурах на длинах волн более 5.3 мкм систематически были выполнены только исследования фотолюминесценции (ФЛ). Исследования столь узкозонных структур были преимущественно нацелены на характеризацию материала и идентификацию примесно-дефектных комплексов. Так, в работе [69] авторы выполнили измерения спектров ФЛ для твердого раствора $\text{Hg}_{0.77}\text{Cd}_{0.23}\text{Te}$ при температурах выше температуры жидкого азота. В спектре ФЛ в диапазоне длин волн более 10 мкм с помощью деконволюции спектра выделены линии, связываемые, помимо межзонных переходов, с переходами с участием различных дефектов. В работе [98] исследовалась ФЛ сверхрешетки HgTe/CdHgTe на длинах волн до 12 мкм в области температур 11-250 К. Как и в работе [69], проанализировав спектр ФЛ, авторы выделили вклады от различных типов переходов. В работах [53, 71, 99, 100, 101, 102, 103] были выполнены исследования ФЛ в относительно широкозонных ($x > 0.3$) структурах HgCdTe, выращенных методом МЛЭ с использованием той же ростовой технологии, что и для структур, обсуждаемых в настоящей работе. Основной целью исследований было изучение

дефектов и неоднородности материала. Более подробный обзор результатов этих работ приведен в разделе 1.4, посвященном примесно-дефектным центрам в КРТ.

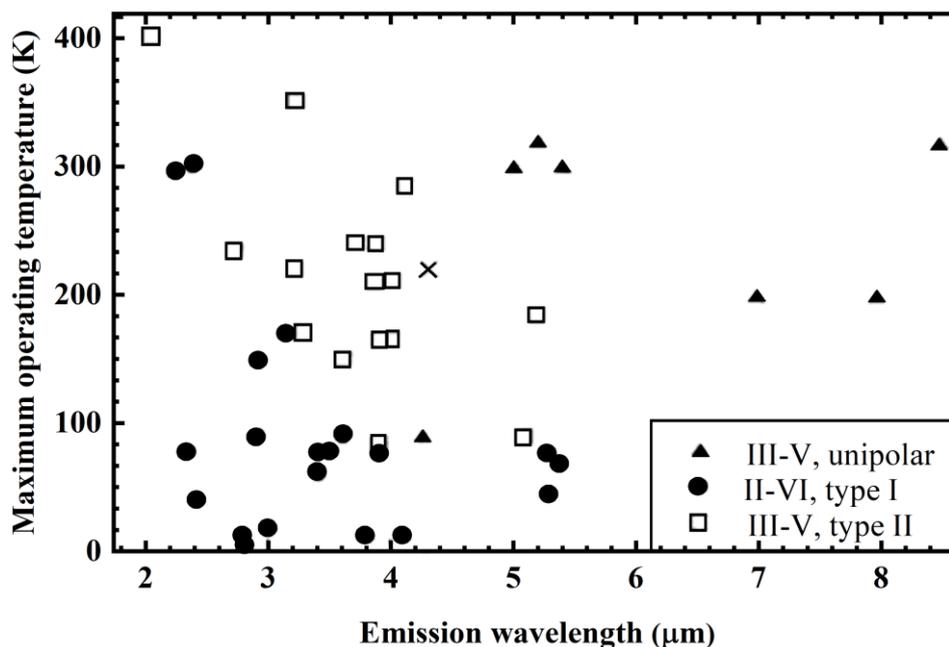


Рисунок 1.1 - Сводные данные о доступных на 1999 г. источниках излучения коротковолновой части среднего ИК диапазона и их максимальных рабочих температурах, представленные в работе [60]. Крест указывает на теоретически предсказанные в работе [58] параметры

В «коротковолновой» части среднего ИК диапазона, который является чрезвычайно важным для разнообразных применений в области экологии, химии, биологии и медицины, было выполнено достаточно много исследований структур на основе КРТ применительно к вопросу создания межзонных лазеров. Рассматривались как традиционные полосковые лазерные мезоструктуры [60], так и вертикально излучающие лазеры [104, 105]. Используя в качестве активной среды объемный слой HgCdTe, авторам предшествующих работ удалось в режиме оптической накачки добиться стимулированной эмиссии в диапазоне длин волн 1.5 – 2.2 мкм при комнатной температуре [104, 106] и до 3.5 мкм при криогенных (ниже 200 К) температурах [105, 80, 106]. Стимулированное излучение с длиной волны 2.5 мкм в объемном структуре HgCdTe при комнатной температуре удалось получить лишь относительно недавно [107]. Помимо этого, в ряде работ удалось получить спонтанное [108, 109] (при комнатной температуре) и лазерное [110, 111]

(при температуре ниже 160 К) излучение вблизи длины волны 3 мкм при токовой накачке структур данного типа. Тем не менее, потенциал твердых растворов HgCdTe представляется не исчерпанным и в этом диапазоне, так как теоретические исследования, выполненные в работах [58, 112] и недавние экспериментальные результаты, полученные в настоящей работе, показывают генерация когерентного излучения в КРТ лазерах возможна и при температурах вблизи комнатной на коротковолновом краю среднего ИК диапазона, в окрестности 3 мкм.

В работе 1999 года [60] авторы делают вывод о бесперспективности структур на основе КРТ для излучателей в средней и дальней ИК областях спектра (в сравнении с быстро развивающимися в те годы ККЛ), предсказывая резкое увеличение вклада безызлучательных процессов Шокли-Рида-Холла и оже-рекомбинации при уменьшении ширины запрещенной зоны в объемных слоях HgCdTe. Однако следует отметить, что данные предположения основывались на оценках темпов безызлучательных процессов в рамках модели параболического закона дисперсии и для структур с достаточно высокой концентрацией остаточной примеси и дефектов. Оценка возможности достижения генерации на межзонных переходах тесно связана с исследованиями рекомбинации неравновесных носителей, т.к. знание времени жизни носителей позволяют оценить интенсивность накачки, требуемую для возникновения инверсии населенностей, а также оценить достижимую квантовую эффективность излучения. Времена жизни носителей в узкозонных твердых растворах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ исследовались в большом числе работ [113, 114, 115, 116, 117, 118] из-за лидирующей роли HgCdTe как материала для ИК фотоприемников, однако того же нельзя сказать о структурах с КЯ, особенно с шириной запрещенной зоны менее 100 мэВ, где процессы межзонной рекомбинации практически не были изучены.

1.3 Механизмы рекомбинации и времена жизни носителей в материалах на основе HgCdTe

В работах по межзонной рекомбинации электронов и дырок в полупроводниках следующие механизмы считаются основными: излучательная рекомбинация, оже-рекомбинация (ударная рекомбинация) и рекомбинация Шокли-Рида-Холла [115, 118] (хотя в наиболее узкозонных твердых растворах следует учитывать и фононную рекомбинацию [119], а также рекомбинацию с испусканием плазмона [34]). Излучательная рекомбинация – это процесс, при котором энергия, высвобождающаяся в результате рекомбинации электрона и дырки, передается фотону. Из-за участия двух носителей (электрона и дырки), темп излучательного процесса прямо пропорционален второй степени неравновесной концентрации. Вычисления времени жизни носителей при излучательной рекомбинации как правило проводятся с помощью предложенного Ван Русбреком и Шокли [120] подхода, в рамках которого для вычисления вероятности рекомбинации используются зависимость коэффициентов поглощения $\alpha(h\nu)$ и диэлектрической проницаемости $\varepsilon(h\nu)$ от частоты, предварительно полученные теоретически или из эксперимента:

$$\tau = \frac{n_0 p_0}{G(n_0 + p_0 + \Delta n)} \quad (1.3.1)$$
$$G = \frac{8\pi}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{\varepsilon(h\nu) \alpha(h\nu) (h\nu)^2 dh\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1}$$

где n_0 , p_0 – темновые концентрации электронов и дырок, Δn – неравновесная концентрация носителей, создаваемая светом.

Подставляя в (1.3.1) аналитическое выражение для коэффициента поглощения для твердого раствора КРТ заданного состава, как это сделано, например в [121], можно получить выражение, описывающее время жизни носителей при излучательной рекомбинации (1.3.2). Из этого выражения, в частности, следует, что вероятность излучательной рекомбинации убывает с

ростом ширины запрещенной зоны, приблизительно как E_g в степени близкой к минус единице (с учетом зависимости эффективной массы электронов от E_g):

$$\tau = \frac{1}{B(n_0 + p_0 + \Delta n)} \quad (1.3.2)$$

$$B = 5.8 \cdot 10^{-13} \frac{1}{\varepsilon^2} \left(\frac{m_0}{m_e + m_h} \right)^{\frac{3}{2}} \left(1 + \frac{m_0}{m_e} + \frac{m_0}{m_h} \right) \left(\frac{300}{T} \right)^{\frac{3}{2}} (E_g^2 + 3kTE_g + 3.75k^2T^2)$$

Такая зависимость подтверждается и точными расчетами на основе зонных спектров, полученных в рамках более детальных моделей по сравнению с приближением эффективной массы [114, 115]. Таким образом, с уменьшением энергии фотона, рождающегося при межзонной рекомбинации, её скорость падает, и вследствие этого в узкозонных твердых растворах HgCdTe вклад излучательного процесса в общую вероятность рекомбинации электрона и дырки считается малым [118], в особенности при невысокой концентрации свободных носителей.

Влияние температуры на скорость излучательной рекомбинации также можно оценить исходя из формулы (1.3.2), но при этом необходимо учитывать, что помимо явно входящих членов, температура также приводит к изменению ширины запрещенной зоны и концентрации носителей и, соответственно, эффективных масс электронов и дырок. Если в выражение (1.3.2) подставить экспериментальные значения для $E_g(T)$, $m_e(T)$ и $m_h(T)$, то можно качественно получить характер зависимости времени излучательной рекомбинации от температуры. Для узкозонных эпитаксиальных пленок КРТ типичен электронный тип остаточного легирования. При этом, так как эффективная масса электронов мала, доноры оказываются мелкими, и таким образом концентрация носителей в широком диапазоне (низких) температур остается практически неизменной. В этом случае время жизни носителей при излучательной рекомбинации слабо (степенным образом) зависит от температуры, но в целом уменьшается с понижением T из-за увеличения $B(T)$. В области высоких температур, когда материал становится фактически собственным полупроводником, время излучательной рекомбинации

экспоненциально падает из-за увеличивающейся концентрации носителей. Точный расчет из работы [115], результаты которого приведены на рисунке 1.2, подтверждает справедливость такой картины.

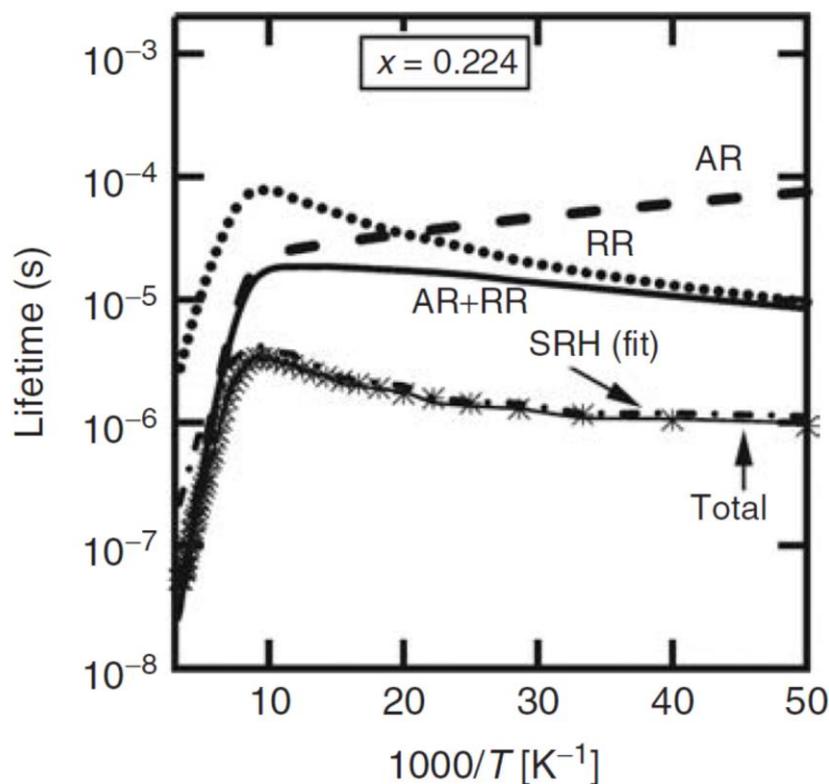


Рисунок 1.2 - Рассчитанные времена жизни носителей в твердом растворе $Hg_{0.776}Cd_{0.224}Te$ для основных механизмов рекомбинации из работы [115]. Точками показаны результаты экспериментальных исследований

С увеличением концентрации неравновесных носителей Δn время излучательной рекомбинации уменьшается обратно пропорционально Δn , из чего, в частности, следует, что кинетика спада высоких концентраций неравновесных носителей (то есть Δn как функция времени t) за счет межзонных излучательных процессов на начальном участке хорошо описывается гиперболическим законом [122]. Сказанное справедливо, если при анализе временной динамики неравновесной концентрации можно пренебречь перепоглощением излученных фотонов, а также эффектами, связанными с процессами стимулированного

излучения. Тем не менее, и тот, и другой процесс могут влиять на наблюдаемое в эксперименте время жизни носителей при соответствующих условиях [118, 122, 123].

Рекомбинацию по механизму Шокли-Рида-Холла (ШРХ) можно рассматривать как последовательный захват электрона и дырки на одно и то же локализованное состояние в запрещенной зоне полупроводника. В модели Шокли и Рида [121, 122], в рамках которой обычно вычисляется время жизни при рекомбинации через уровни в запрещенной зоне, число ловушек принимается небольшим с тем, чтобы можно было ввести единое время жизни электрон-дырочной пары. Для данного времени можно получить следующее выражение

$$\tau = \frac{\tau_{n0}(p_0 + p_1 + \Delta n)}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1 + \Delta n)}{n_0 + p_0 + \Delta n} \quad (1.3.3)$$

где $n_1 = N_c \exp\left(\frac{E_f - E_c}{kT}\right)$, $p_1 = N_v \exp\left(\frac{E_c - E_g - E_f}{kT}\right)$ – средние концентрации носителей при уровне Ферми, расположенном на состоянии ловушек, а $\tau_{n0} = \frac{1}{c_n N_f}$, $\tau_{p0} = \frac{1}{c_p N_f}$ – постоянные времени захвата электронов/дырок на примесные состояния.

Поскольку данные состояния, как правило, обусловлены дефектами и примесями в кристаллической структуре материала, вклад механизма рекомбинации ШРХ в общее время жизни может быть исключен с улучшением кристаллического совершенства и чистоты материала. Действительно, канал рекомбинации ШРХ ограничивается количеством ловушек в исследуемом материале, из-за чего время рекомбинации по механизму ШРХ стремится к конечной величине, если неравновесная концентрация Δn достаточно велика

$$\tau_{\infty} = \tau_{n0} + \tau_{p0} \quad (1.3.4)$$

Экспериментально насыщение рекомбинации через уровни ловушек наблюдалось в АЗВ5 материалах, например в работе [124]. Косвенные признаки «замедления» рекомбинации по механизму ШРХ, обусловленного насыщением

центров безызлучательной рекомбинации при высокой концентрации носителей, наблюдались в КЯ на основе HgCdTe при исследованиях ФЛ в авторской работе [A13]. Таким образом, в то время как ШРХ может быть основным механизмом, отвечающим за наблюдаемое в эксперименте время жизни при условиях близких к равновесным (как это показано на рисунке 1.2), т.е. при малой концентрации неравновесных носителей, с увеличением неравновесной концентрации его роль уменьшается относительно излучательной и оже-рекомбинации.

При высоких концентрациях неравновесных носителей, практически неизбежных в случае лазерных структур, наиболее важным безызлучательным процессом считается оже-рекомбинация (которую также называют ударной рекомбинацией, поскольку она представляет собой процесс, обратный ударной ионизации носителей при межзонном пробое). В оже-процессе энергия рекомбинации электрон-дырочной пары передается третьему носителю. Применительно к объемным материалам, различным комбинациям участвующих в этом процессе носителей (электрон, тяжелая и легкая дырки) соответствует десять подтипов оже-рекомбинации [121] (Рисунок 1.3).

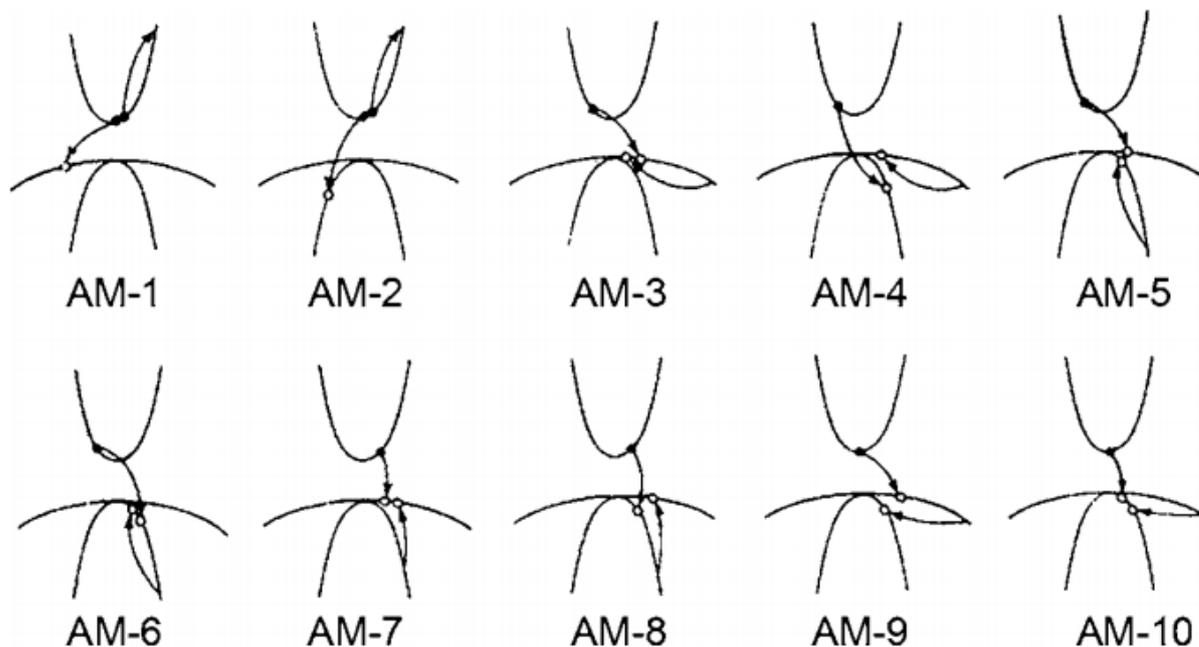


Рисунок 1.3 - Схематическое изображение различных подтипов процесса оже-рекомбинации, возможных при взаимодействии электронов, легких и тяжелых дырок [121]

Темп оже-рекомбинации пропорционален третьей степени неравновесной концентрации Δn из-за того, что в процессе принимают участие три носителя заряда. Для интенсивной оптической накачки $\Delta n = \Delta p$, и при этом Δn много больше равновесной концентрации электронов и дырок, и из-за более сильной степенной зависимости темп оже-рекомбинации превосходит темп излучательных процессов. Тем не менее, законы сохранения энергии и квазиимпульса при оже-процессе накладывают определенные ограничения на начальные состояния взаимодействующих частиц. Для оже-процесса каждого типа можно ввести так называемую пороговую энергию, определяемую как минимальное значение кинетической энергии трех носителей заряда в начальном состоянии, при котором переходы электронов и дырок при оже-рекомбинации удовлетворяют законам сохранения. В простейшем случае объемного полупроводника с параболическими законами дисперсии величину порога оже-рекомбинации легко оценить (см. рис. 1.4). Действительно, носитель заряда с эффективной массой m_1 , которому

передается выделившиеся при рекомбинации энергия (порядка E_g), неизбежно приобретает относительно большой квазиимпульс $k \sim \sqrt{2m_1 E_g}$. В силу законов сохранения начальная система из 3 частиц должна обладать равным квазиимпульсом, что приводит к начальной «кинетической» энергии, ограниченной снизу. Минимум кинетической энергии достигается, если основную часть квазиимпульса в начальном состоянии сообщить наиболее тяжелому носителю. Обозначая массу «тяжелого» носителя m_2 , в пределе $m_2 \gg m_1$ получаем, что начальная кинетическая энергия частиц не может быть меньше порогового значения $E_{th} \sim \frac{k^2}{2m_2} = \mu E_g$, где $\mu = m_1/m_2 \ll 1$. Точное выражение для величины пороговой энергии в модели параболических зон приведено в [125]

$$E_{th} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} E_g \quad (1.3.5)$$

Приближение $m_1 \ll m_2$ хорошо выполняется в объемных слоях HgCdTe при взаимодействии, в рамках оже-рекомбинации, электронов с тяжелыми дырками. По этой причине в материалах *n*-типа преобладает ССН-С-рекомбинация (АМ-1, рисунок 1.4), в котором принимают участие два электрона и тяжелая дырка, т.к. пороговая энергия для него оказывается минимальной. Все оже-процессы с участием легких дырок, как правило, имеют более низкую вероятность из-за малой доли легких дырок от их общего числа. Кроме того, процессы АМ-2 и АМ-6 характеризуются высокой пороговой энергией (так как эффективные массы легких дырок и электронов близки).

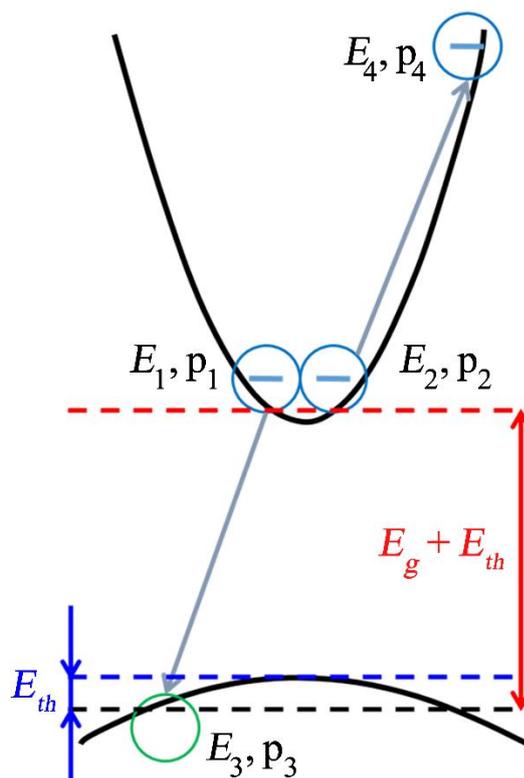


Рисунок 1.4 - Схема оже-процесса с участием двух электронов и дырки

Таким образом, из оставшихся оже-процессов в литературе наиболее важными называют АМ-3 и АМ-7, которые важны в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ p -типа. Из-за большой эффективной массы дырки процесс имеет высокую пороговую энергию $\sim E_g$ и играет существенную роль только при большой концентрации дырок. Процесс АМ-7 имеет пороговую энергию близкую к процессу АМ-1, что позволяет в первом приближении считать времена рекомбинации по механизмам АМ-3 и АМ-7 пропорциональными с коэффициентом γ , который в зависимости от условий варьируется от 0.1 до 6 [121].

Наличие энергетического порога оже-рекомбинации существенно ограничивает эффективность данного процесса даже в узкозонных материалах. В качестве примера можно привести твердые растворы $\text{PbSnTe}(\text{Se})$. «Зеркальность» законов дисперсии электронов и дырок приводит к подавлению оже-рекомбинации в этих материалах, несмотря на характерный для них высокий уровень остаточного

легирования [34]. Однако следует отметить, что в узкозонных полупроводниках закон дисперсии, как правило, значительно отличается от параболического, что может привести к существенному изменению порога оже-рекомбинации по сравнению со значением, предсказываемым в приближении постоянных эффективных масс [126]. В частности, при релятивистском дираковском законе дисперсии с ненулевой массой покоя выполнить законы сохранения энергии и импульса при оже-процессе не удастся, поэтому энергетический порог оже-рекомбинации становится бесконечным [119]. В материалах с сильной непараболичностью законов дисперсии, величину пороговой энергии оже-рекомбинации необходимо определять графическими [125] или численными методами.

При рассмотрении эффективности оже-рекомбинации помимо энергетического порога необходимо принимать во внимание и матричные элементы переходов носителей, принимающих участие в оже-процессе. В пионерской работе Битти и Ландсберга [127] было получено выражение для времени жизни относительно оже-рекомбинации.

$$\tau_{\text{оже}} = \frac{2n_0p_0\tau_i}{(n_0 + \Delta n)(n_0 + p_0 + \Delta n)} \quad (1.3.6)$$

$$\tau_i = 3.8 \cdot 10^{-18} \left\{ \frac{\varepsilon_\infty^2 (1 + \mu)^{\frac{1}{2}} (1 + 2\mu) \frac{m_0}{m_e} \left(\frac{E_g}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(\frac{1 + 2\mu E_g}{1 + \mu kT} \right)}{J_{ab} |F_1 F_2|^2} \right\} \quad (1.3.7)$$

Здесь большую часть параметров оказывается возможным независимо определить экспериментальным путем. В то же время, интеграл перекрытия блоховских функций $|F_1 F_2|^2$ взаимодействующих носителей, а также безразмерный интеграл J_{ab} , описывающий экранировку кулоновского взаимодействия между частицами, как правило, рассматриваются как константы или подгоночные параметры. Несмотря на огромное количество работ, использующих такой подход, он неоднократно подвергался критике [128, 126] и в

работе [115] показано, что предположение о независимости интеграла перекрытия от температуры и состава твердого раствора фактически не состоятельно, а учет экранировки в расчетах радикально изменяет время оже-рекомбинации [118].

Трудность в точном вычислении времени оже-рекомбинации связана и с тем, что участвующие в оже-процессе частицы находятся далеко от экстремумов соответствующих зон, что накладывает серьезные требования на точность вычисления энергетических спектров и волновых функций носителей. В настоящее время наблюдается некоторая неопределенность в этом отношении [97]: в зависимости от используемой модели для расчета зонной структуры в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с концентрацией кадмия $x \sim 0.2$ время жизни носителей может быть как ограничено оже-процессами, так и определяться технологией роста и степенью легирования материала, т.е. в значительной мере зависеть от эффективности механизма рекомбинации Шокли-Рида-Холла. Таким образом, окончательный вывод может быть сделан только после детальных экспериментальных исследований.

Вопрос о темпах различных механизмов рекомбинации носителей заряда в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_{1-y}\text{Hg}_y\text{Te}$ структурах с КЯ еще более сложен. Как уже было сказано, в узкозонных тройных растворах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ эффективные массы электронов и тяжелых дырок различаются на порядки, и поэтому пороговая энергия оже-процесса АМ-1 составляет доли мэВ. Напротив, в КЯ подбором параметров можно добиться квазисимметричного спектра носителей в некоторой окрестности Γ -точки, увеличив тем самым энергетический порог оже-рекомбинации до величины порядка $\sim 0.5E_g$ [A11]. Тем не менее, хотя ряд работ и указывает на подавление оже-рекомбинации в структурах с КЯ [58, 59], сделать однозначный вывод о преимуществах КЯ перед объемным материалом затруднительно, так как рассеяние на гетерогранице ослабляет требования на выполнение законов сохранения энергии и квазиимпульса и может приводить к интенсификации оже-процессов, особенно при малой ширине КЯ [129].

Наиболее исчерпывающий и физически наглядный анализ этого вопроса, представлен в работе [130], хотя структуры с КЯ на основе HgCdTe в ней не упоминаются. В данной работе показано, что в КЯ, кроме пороговой оже-рекомбинации, аналогичной случаю объемного материала, возможны и другие оже-процессы, которые можно подразделить на «квазибеспороговые» и «беспороговые». Первые связаны с возможностью носителей переходить из основных подзон размерного квантования на состояния следующих подзон. Для таких процессов также можно ввести понятие пороговой энергии, хотя она может быть нулевой при наличии «резонанса» между энергией межзонного и межподзонного перехода при оже-процессе. Истинно беспороговым является процесс, при котором носитель, уносящий энергию в ходе оже-рекомбинации, оказывается выброшенным в барьер. В этом случае законы сохранения не приводят к возникновению энергетического порога оже-рекомбинации.

Результаты работы [130] показывают, что беспороговые оже-процессы подавляются в узкозонных структурах с шириной запрещенной зоны E_g меньшей, чем энергия выхода электронов и дырок из КЯ в континуум (E_c и E_v , соответственно): $E_g < E_c, E_v$, а также меньшей энергетического зазора между различными подзонами размерного квантования: $E_g < E_2 - E_1$. Применительно к структурам с КЯ HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te, первому условию с хорошим запасом удовлетворяют все структуры с шириной запрещенной зоны меньше 100 мэВ; очевидно, что это условие будет выполняться и для более узкозонных структур. Для выполнения второго условия необходимо использовать как можно более узкие КЯ для усиления эффектов размерного квантования или же «следить» за отсутствием «резонансов» между энергией межзонного и межподзонного перехода. Отметим, что аналогичные по сути резонансы возможны и в объемных материалах [125], в том числе и КРТ [121], где «выброс» дырок может происходить в спинотщепленную подзону (в узкозонных твердых растворах с $x < 0.5$ этот процесс не играет роли, так как спин-отщепленная подзона находится слишком низко по энергии). Как показывают исследования в других материалах такие

процессы могут приводить к гашению стимулированного излучения с температурой [131, 132]. Таким образом, даже при отсутствии «резонанса» наличие подзон размерного квантования расположенных достаточно близко к первой может увеличивать темпы оже-рекомбинации. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен в оригинальной части работы (см. главы 5 и 6).

Как правило, наблюдаемое время жизни в КЯ в режиме слабого возбуждения связывается с механизмом ШРХ, но при этом оказывается меньше, чем у объемных структур с той же шириной запрещенной зоны [133, 134]. Это можно объяснить более быстрым захватом носителей, локализованных в КЯ, на центры безызлучательной рекомбинации. Тем не менее, как показывают экспериментальные исследования, в структурах, не подвергнутых отжигу для увеличения числа вакансий ртути, с ростом концентрации неравновесных носителей этот канал рекомбинации насыщается, и основным становится вопрос о «конкуренции» излучательной и оже-рекомбинации.

1.4 Примеси и точечные дефекты в структурах на основе HgCdTe

Как было упомянуто выше, в ходе экспериментальных исследований структур на основе твердых растворов КРТ было получено множество свидетельств того, что примесно-дефектные центры оказывают существенное влияние на оптические свойства как объемных пленок HgCdTe, так и КЯ HgCdTe/CdHgTe. Точечные дефекты проявляют себя не только как источник дискретных уровней, участвующих в поглощении и излучении света, но и как канал безызлучательной рекомбинации Шокли-Рида-Холла. Хорошо известной особенностью материалов КРТ является слабость химической связи Hg-Te, из-за которой атомы ртути и теллура могут оказываться вне «надлежащих» позиций кристаллической решетки [88]. Это приводит к появлению различных дефектов, наиболее распространенным из которых является вакансия ртути. Встраиваясь в кристаллическую решетку, атом ртути отдает два электрона, поэтому

возникновение дефекта приводит к «недостаче» двух электронов в валентной зоне. Сама вакансия ртути при этом играет роль двухзарядного (двухвалентного) акцептора. Помимо вакансии ртути исследователи рассматривали такие точечные дефекты как антиструктурный теллур [135] и междоузельные атомы металла (Hg, Cd) [136].

Имеющиеся в литературе сведения о мелких «водородоподобных» примесях в КРТ относятся почти исключительно к акцепторам. Для донорных же центров энергия связи составляет доли мэВ – за счет весьма малой эффективной массы электронов – и такие центры проявляют себя лишь в магнитопоглощении в виде дополнительной структуры в спектрах циклотронного резонанса [137]. Что же касается акцепторов, их энергия связи варьируется от единиц до десятков мэВ (см., например, [138, 139]). Экспериментально полученные результаты дают довольно богатый разброс значений. Даже для одновалентной акцепторной примеси As (которая на данный момент признана наиболее перспективным кандидатом для получения легированных структур *p*-типа) данные относительно энергии ионизации нельзя назвать определенными.

В большинстве работ для определения энергии ионизации примеси мышьяка использовались косвенные методы, основанные на интерпретации результатов измерений эффекта Холла при различных температурах с использованием подгоночных параметров [140, 141]. В данных работах, как правило, приводятся малые энергии ионизации в диапазоне 4 – 6 мэВ (исключение составляет работа [142], где энергия ионизации принимается за 15 мэВ) для доли кадмия 0.2 – 0.3. Учитывая, что в структурах на основе HgCdTe всегда присутствуют остаточные двухвалентные акцепторы – вакансии ртути, данные транспортных измерений сложны для однозначной интерпретации, и в ряде работ указывают несколько энергий ионизации для различных типов акцепторов [143]. Оптическими методами, в основном при исследованиях фотолюминесценции, в недавних работах были получены более высокие значения для энергии ионизации мышьяка ~ 20 мэВ [144, 145]. В некоторых работах сообщалось о чрезвычайно сильной зависимости

энергии связи от состава твердого раствора: от ~ 8 мэВ при $x = 0.2$ до 92 мэВ, при $x = 1$, где x – доля Cd (см. работу [146] и ссылки в ней).

Данные об остаточных акцепторах – вакансиях ртути – еще более неопределенные, что, по-видимому, связано с тем, что данный центр является двухзарядовым. Так, в работе [147] в слоях $p\text{-Hg}_{0.6}\text{Cd}_{0.4}\text{Te}$ был обнаружен акцептор с энергией ионизации ~ 14 мэВ; в [148] указывается на примесный уровень с энергией ионизации 10-12 мэВ, практически не зависящей от доли кадмия в слое в диапазоне $x = 0.2 - 0.4$. Близкие значения энергии были получены для схожих образцах и в работах [149, 150], однако при этом обнаруживалась заметная зависимость энергии ионизации от состава [150]. В недавних работах группы из Санкт-Петербурга при исследовании большого массива структур с x в диапазоне от 0.3 до 0.4, выращенных с использованием той же технологии, что и структуры в настоящей работе, были обнаружено наличие трех акцепторных состояний с энергиями 14 мэВ, 18 мэВ и 27 мэВ [70, 100, 101, 102, 103]. Авторы указывают, что эти акцепторные состояния связаны с вакансиями ртути, но однозначной интерпретации природы не приводится.

Отдельный интерес для изучения представляют глубокие примесно-дефектные центры и в относительно широкозонном ($x > 0.2$) КРТ. Такие центры, являющиеся эффективными ловушками для электронов и дырок и существенно влияющие на времена жизни носителей, активно изучались в работах [151, 152] с применением различных транспортным методик; отметим, что в таких методиках погрешность определения энергии уровней достаточно велика. Сводные данные о зависимости энергии глубоких центров (которые могут возникать не только благодаря отдельным примесям или дефектам, но также и при образовании примесно-дефектных комплексов) от состава слоя ($x = 0.2 - 0.4$) приведены в обзорных статьях [153, 154]. Практически во всех исследованных образцах КРТ было установлено наличие центров D1 и D2 с энергиями $E_v + 0.4E_g$ и $E_v + 0.75E_g$, соответственно [154]. В [153] концентрация центров D1 была пропорциональна концентрации дырок, что позволило связать данный центр с вакансиями катионов.

В некоторых работах использовались и оптические методы исследования энергетического положения глубоких центров [152, 155, 156], однако определенного заключения о дефектах, формирующих эти состояния сделано не было.

Таким образом, анализ литературных данных показывает, что на данный момент установленным фактом является наличие в твердых растворах КРТ мелких двузарядных акцепторов, формируемых вакансиями ртути. Энергии ионизации одного из состояний лежат в диапазоне 10 – 20 мэВ для составов с $x \sim 0.3$, в отношении более глубокого состояния однозначного мнения нет, как и подробных данных для составов с x от 0.15 до 0.23. С высокой вероятностью помимо вакансий ртути в структурах наблюдаются и акцепторы, обусловленные комплексами с участием вакансий, образование которых зависит от условий роста и которые могут быть разрушены при соответствующих отжигах, однако общепризнанные представления о них отсутствуют.

Глава 2. Фотопроводимость и фотолюминесценция узкозонных твердых растворов HgCdTe

В настоящей главе представлены результаты экспериментальных исследований спектров межзонной фотопроводимости (ФП), межзонной фотолюминесценции (ФЛ), магнитопропускания в широком спектральном диапазоне (длина волны от 2 до 36 мкм), а также исследования времен жизни, полученных при изучении кинетики релаксации сигнала межзонной фотопроводимости при импульсном оптическом возбуждении излучением с различной энергией кванта. Вышеупомянутые исследования были призваны изучить оптические свойства объемного материала HgCdTe (КРТ), нанесенного на подложки GaAs (013) методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) – методики роста, использованной впоследствии для роста квантовых ям (КЯ) $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$, которые являются основным объектом исследования диссертационной работы. Долгое время считалось, что «продвижению» приборов, в первую очередь, фоторезисторов и матриц на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в терагерцовый и мультитерагерцовый диапазоны (длина волны более 20 мкм) препятствуют флуктуации состава твердого раствора x , приводящие к недопустимо большим вариациям ширины запрещенной зоны E_g по образцу [42]. Современные методы МЛЭ позволяют проводить рост слоев HgCdTe высокого качества, однако межзонные ФП и ФЛ в объемных твердых растворах с долей Cd меньше 19 % (что приблизительно соответствует красной границе фундаментального поглощения 20 мкм при температуре жидкого азота) в терагерцовом диапазоне были изучены относительно слабо. Среди работ в этом направлении можно указать кандидатскую диссертацию В.В. Румянцева [157], в которой однородность структур была оценена лишь качественно, в сравнении с образцами выращенными методом газотранспортной эпитаксии, а также недавно появившиеся работы группы из МГУ [51, 158], сконцентрированные около предполагаемых «топологических» эффектов в фотоотклике образцов в

окрестности критического состава $x = 0.16$, при котором происходит инверсия зон. Для аналогичных образцов исследовались спектры магнитопротекания для демонстрации наличия безмассовых фермионов Кейна в объемном HgCdTe [96] и возможности генерации терагерцового излучения при переходах фермионов Кейна между уровнями Ландау в квантующих магнитных полях [49].

В отношении спектроскопии межзонной ФЛ, широко используемой в ближнем ИК диапазоне следует отметить, что основные трудности в ее применении для исследования узкозонных материалов связаны с уменьшением вероятности излучательной рекомбинации и увеличении эффективности безызлучательных процессов при уменьшении ширины запрещенной зоны, а также со сложностью отстройки или подавления сигнала теплового фона, который в диапазоне энергий кванта меньше 300 мэВ приводит к наличию в спектре широкой и мощной «подставки» планковского излучения с температурой 300 К. Из-за перечисленных причин, а также, по-видимому, из-за недостаточного качества материала, исследования межзонной ФЛ в структурах на основе КРТ были ограничены диапазоном длин волн короче 13 мкм [69, 98]. Для исследования ФЛ узкозонных полупроводников, в частности структур на основе КРТ с шириной запрещенной зоны меньше 300 мэВ, использовались усовершенствованные модуляционные методики, снижающие вклад теплового фона окружающей среды [159, 160, 161]. В рамках данной работы была развита методика измерения спектров ФЛ в среднем и дальнем ИК диапазонах при непрерывном возбуждении и импульсном возбуждении с большой скважностью в условиях сильной фоновой засветки методом фурье-спектроскопии с пошаговым перемещением зеркала спектрометра (режим «step-scan»). Методика основана на регистрации сигнала с фотоприемника с определенной задержкой после перемещения зеркала фурье-спектрометра, что позволяет избежать модуляции сигнала фонового (теплового) излучения и выделить на его фоне слабый сигнал ФЛ. Величина задержки должна превышать несколько постоянных времени фотоприемника и/или время выхода из насыщения измерительной схемы, возникающего вследствие модуляции фонового излучения

при перемещении подвижного зеркала интерферометра фурье-спектрометра [А1, А5, А32, А33, А35]. Дополнительным фактором, осложняющим изучение межзонных переходов, является наложение на них особенностей, обусловленных наличием в образцах остаточных акцепторов – вакансий ртути. Совместное использование методов спектроскопии ФП, ФЛ и магнитопропускания в узкозонных пленках на основе КРТ позволяет не только точно определить значение ширины запрещенной зоны, но и оценить потенциал этих структур для использования их в качестве межзонных приемников и излучателей в среднем и дальнем ИК диапазоне.

2.1 Исследуемые образцы

Исследованные эпитаксиальные слои HgCdTe выращивались методом МЛЭ на полуизолирующей подложке GaAs с кристаллографической ориентацией (013) [162, 163]. Последовательно выращивались буфер ZnTe толщиной 30 – 50 нм, релаксированный буферный слой CdTe толщиной около 5 мкм, и основная часть структуры - слой $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с низким содержанием кадмия ($x = 0.152 - 0.23$), окруженный варизонными слоями $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ толщиной около 1 мкм, в которых состав y плавно увеличивался до значений $\sim 0.5 - 1$. Подобная ростовая схема предназначалась для подавления поверхностной рекомбинации [164] на интерфейсе (Рисунок 2.1). Как правило, основная часть структуры защищалась от влияния атмосферы покровным слоем CdTe. Параметры всех исследованных эпитаксиальных слоев приведены в таблице 2.1.

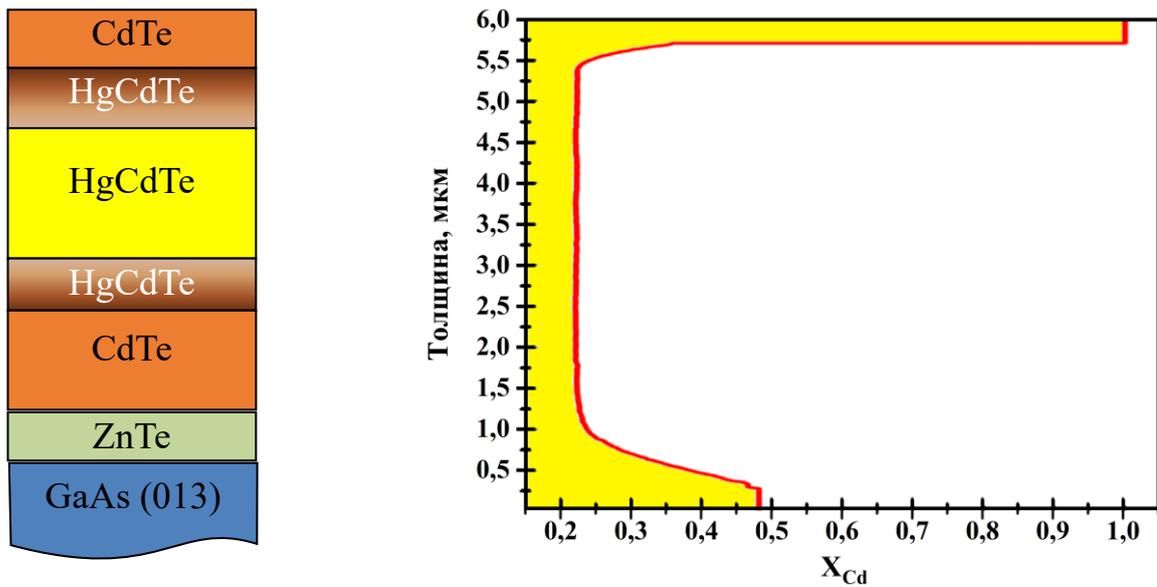


Рисунок 2.1 - Обобщенная ростовая схема структуры (слева) и распределение состава твердого раствора (справа) в исследуемых образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ на примере структуры № 120613

Таблица 2.1 - Параметры исследуемых образцов. Обозначения: x – доля кадмия, d – толщина основного слоя HgCdTe

Номер структуры	x , %	d , мкм	Подложка
101007	15.5	5	GaAs
110429	17.4	4	GaAs
120208	18.9	4.2	GaAs
110330	19	6	GaAs
120210	19.1	3.84	GaAs
120626	21	3.84	GaAs
120613	22.2	4	GaAs
120621	23	6	GaAs
151012	23.2	7.7	Si
150901	29.2	7.3	Si

Структуры обладали электронным типом проводимости с концентрацией в диапазоне от $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (при температуре 4.2 К). Так как темновая концентрация электронов обеспечивается остаточными мелкими донорами, при 77 К концентрация свободных носителей изменялась слабо, оставаясь в пределах $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. В одном из образцов (№ 101007), дополнительно легированным индием, определенная по измерениям эффекта Холла концентрация составила $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

2.2 Методика измерения спектров фотопроводимости

При исследованиях фотопроводимости (ФП) образец выступает в качестве детектора, чувствительность которого изменяется в зависимости от длины волны падающего излучения. Образцы располагались на конце световодной вставки к транспортному сосуду Дьюара (СТГ-40 или СК-40 для проведения измерений при температурах жидкого гелия, $T = 4.2 \text{ К}$, и жидкого азота, $T = 77 \text{ К}$, соответственно). Световодная вставка выполнена в виде полированной трубы из нержавеющей стали диаметром 18 мм, вакуумно сопряженной с ИК фурье-спектрометром, на конце которой с помощью расположен собирающий конус для сбора возбуждающего излучения на образец. Таким образом, на образец попадает лишь модулированное, «полезное» излучение и небольшая доля теплового фона от световода и стенок спектрометра. В качестве источников использовались встроенные в спектрометр глобар (для среднего/дальнего ИК диапазона) и, реже, ртутная лампа (для измерений в дальнем ИК/терагерцовом диапазоне).

Важной особенностью используемого спектрометра «Bruker Vertex 80v» является возможность проводить откачку оптического тракта до давлений порядка 10^{-5} бар. Это позволяет существенно уменьшить атмосферное поглощение на длинах волн $\lambda > 15 \text{ мкм}$. Участок световода внутри сосуда Дьюара отделялся от откачанного объема спектрометра с помощью герметичного фильтра (полиэтилен либо КРС-5, в зависимости от спектрального диапазона исследований). В

некоторых экспериментах использовался «холодный» фильтр из черного полиэтилена, расположенный непосредственно перед образцом для подавления тепловой «засветки».

В ходе подготовки структур выкалывались образцы (характерный размер $5 \times 5 \text{ мм}^2$) на каждый из которых методом низкотемпературной пайки наносились полосковые индиевые контакты. В качестве источника постоянного напряжения смещения использовался токовый усилитель «Stanford Research Systems» SR570 с возможностью компенсации постоянного «темнового» тока. Этот же усилитель использовался для регистрации и предусиления полезного сигнала. Далее сигнал ФП поступал на предусилитель напряжения (SR560) для дополнительного усиления и фильтрации помех, и затем на вход аналого-цифрового преобразователя (АЦП) фурье-спектрометра (Рисунок 2.2).

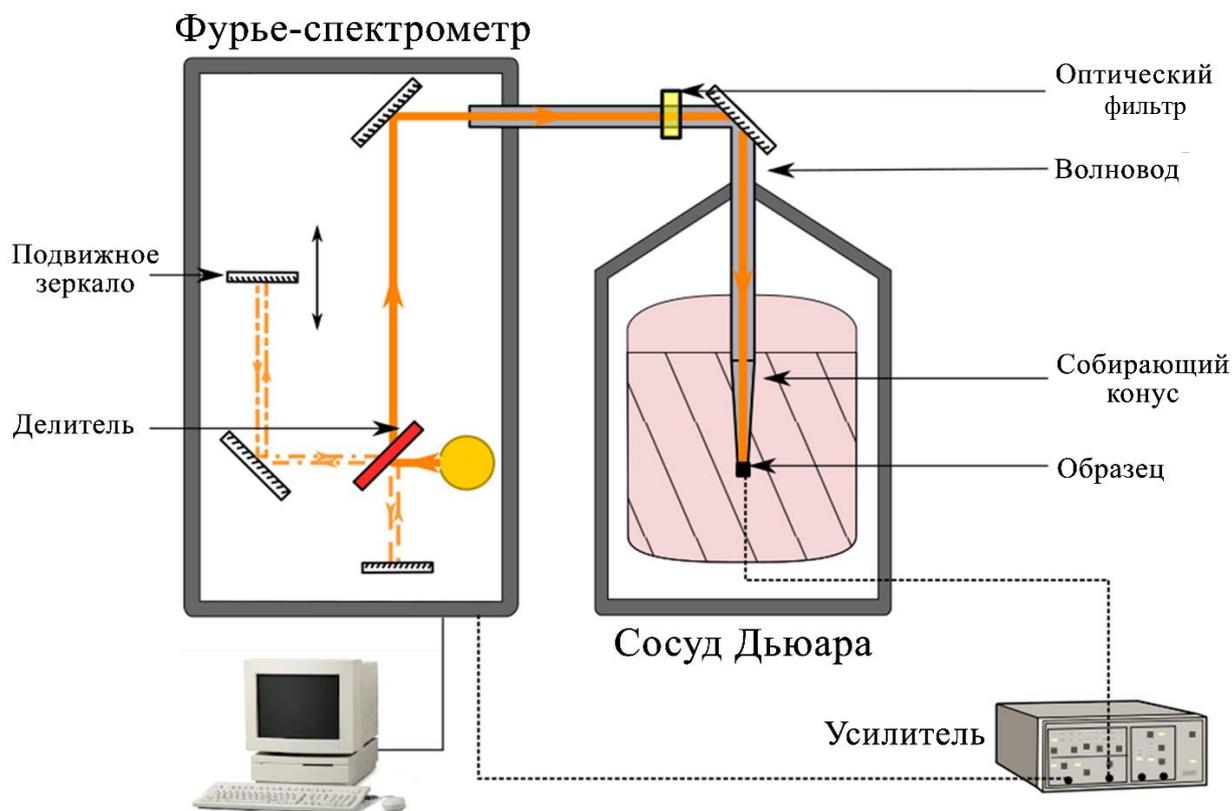


Рисунок 2.2 - Схема экспериментальной установки для исследования спектров фотопроводимости образцов

Непосредственно после измерений спектров ФП образцов с помощью неселективного теплового приемника измерялись калибровочные спектры пропускания оптического тракта. Получаемые таким образом спектры содержали информацию о спектральных особенностях источника, делителя и оптического фильтра и в дальнейшем использовались для нормировки измеренных спектров ФП и «отслеживания» артефактов.

В дополнение к измерениям по описанной выше «базовой» методике, в ходе работы проводились исследования в условиях плавно варьируемых внешних параметров - температуры и внешнего магнитного поля. Такие исследования помимо фундаментальной информации о влиянии этих параметров на ширину запрещенной зоны, представляют и методический интерес, поскольку позволяют проводить «отстройку» красной границы ФП от областей непрозрачности оптического тракта и линий, связанных с «примесной» ФП (см. главу 4). Для измерений в магнитном поле образец размещался внутри сверхпроводящего соленоида, расположенного на конце световодной вставки. Такая система позволяет получать спектры ФП при температуре жидкого гелия в магнитных полях до 3 Т. В случае измерений спектров ФП в зависимости от температуры излучение из спектрометра схожим образом заводилось в оптический криостат замкнутого цикла.

2.3 Характеризация объемных эпитаксиальных пленок HgCdTe по спектрам фотопроводимости

При характеризации объемных пленок КРТ методом спектроскопии ФП первостепенными являются исследования положения и профиля «красной границы» межзонного фотоотклика. Уровень однородности и концентрация дефектов в структурах, зависящие во многом от используемой технологии роста, определяют форму «красной границы» межзонных переходов. В узкозонных тройных растворах КРТ край фундаментального поглощения не описывается

простой корневой функцией, возрастающей от нуля при превышении энергией фотонов ширины запрещенной зоны E_g , и величина E_g , извлекаемая из спектров ФП, оказывается модельно-зависимой. Во многих работах (см. например, [165, 166, 167, 168]) показано, что длинноволновый участок спектра поглощения твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ представляет собой экспоненциальный (подчиняющийся «правилу Урбаха») хвост в области энергий $h\nu < E_g$:

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left(\frac{\hbar\omega - E_0}{W}\right) \quad (2.3.1)$$

При учете данного поглощения Урбаха под «оптической шириной запрещенной зоны» можно понимать энергию, соответствующую точке перехода от экспоненциального нарастания чувствительности в спектрах ФП к корневому закону роста, т.е. точка перегиба или точка максимума первой производной спектра поглощения.

Существуют различные представления о причинах возникновения участка Урбаха на спектрах поглощения $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, однако известно [169], что одной из них является «хвост» плотности состояний в запрещенной зоне, обусловленный флуктуациями состава и дефектностью образцов, т.е. протяженность участка Урбаха является одним из показателей качества структуры. В общем случае, энергия Урбаха W , характеризующая «размытие» красной границы фундаментального поглощения, включает слагаемое, обусловленное кристаллическим несовершенством структуры, которое не зависит от температуры, и зависящее от температуры слагаемое, связанное с электрон-фононным взаимодействием. Применительно к спектрам ФП, исследованным в данной работе, это означает, что длинноволновый «фронт» спектра при более высоких температурах всегда шире, чем при низких, а отношение ширин «фронтов» при разных температурах может служить мерой качества образца. В случае «идеальной» кристаллической структуры размытие полностью определяется электрон-фононным взаимодействием, поэтому при стремлении температуры к нулю, красная граница будет становиться все более резкой. Если же преобладают

статические неоднородности, то отличие между шириной края ФП при разных температурах будет несущественным. На рисунке 2.3 приведено сравнение профиля красной границы межзонных переходов структуры № 120210 и одной из структур из работы [167] при различных температурах. Характерной особенностью структур с низкой ($x < 0.5$) концентрацией кадмия является увеличение ширины запрещенной зоны с температурой (как и в чистом теллуриде ртути, где ширина запрещенной зоны полагается отрицательной). Видно, что на рисунке 2.3 (б) наклон длинноволнового края фундаментального поглощения в логарифмическом масштабе с увеличением температуры остается практически постоянным, показывая, что неоднородность состава твердого раствора является основным фактором при формировании участка Урбаха. Данный вывод подтверждается теоретическим анализом, выполненным в работе [167]. В отличие от рисунка 2.3 (б), резкость «красной границы» структуры № 120210 заметно меняется с температурой (Рисунок 2.3 (а)).

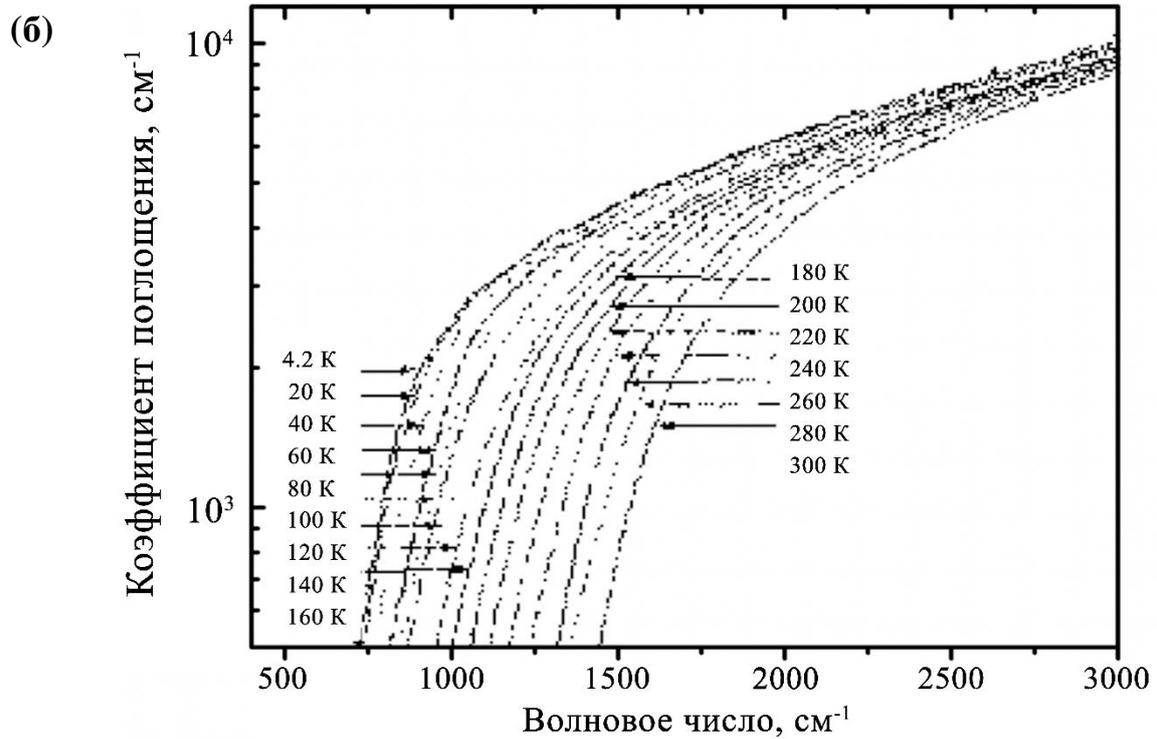
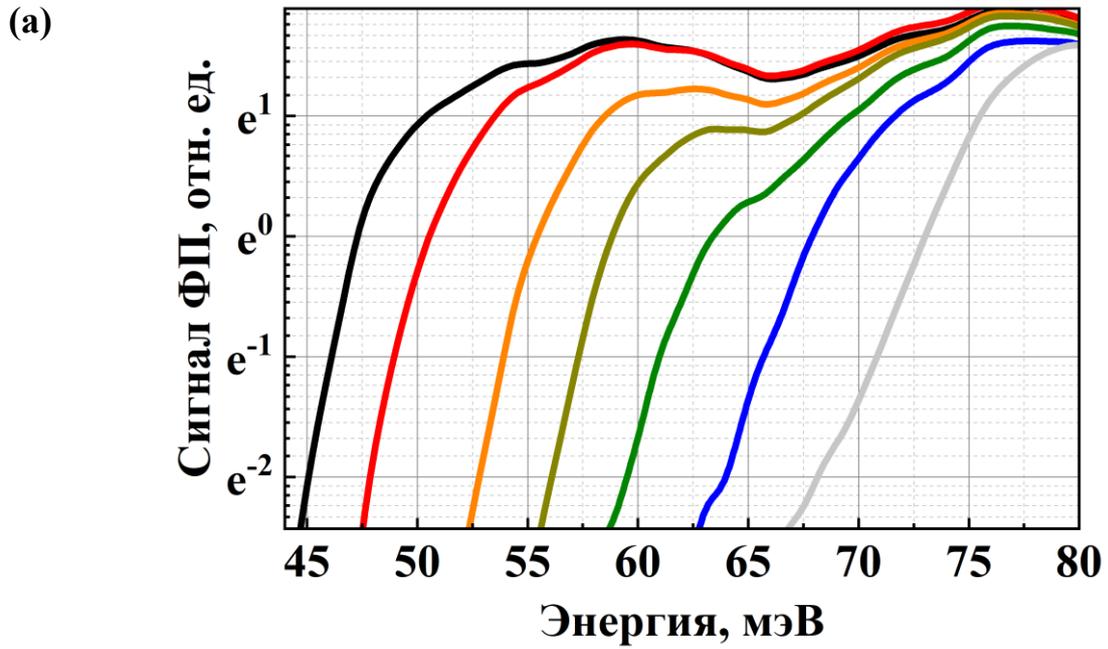


Рисунок 2.3 - (а) Длинноволновый край спектров ФП для структур № 120210 при различных температурах; (б) Спектры поглощения твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x = 0.21$ для разных температур, приведенные из работы [167]

В литературе встречаются различные выражения для описания зависимости $W(T)$, но в наиболее широко используемой модели Коди [170], энергия Урбаха складывается из члена $P/2$, отражающего «статические» дефекты кристаллической решетки и не зависящего от температуры, и температурно-зависимого члена, описывающего электрон-фононное взаимодействие, где $T_0 \approx 3/4 T_D$ (T_D – температура Дебая) [171]:

$$W(T) = A \left[\frac{1+P}{2} + \left\{ \exp\left(\frac{T_0}{T}\right) - 1 \right\}^{-1} \right] \quad (2.3.2)$$

Для всех исследованных в настоящей работе образцов эпитаксиальных пленок HgCdTe получены значения энергии Урбаха при температуре 4.2 К в диапазоне от 1 до 2 мэВ [A2] (см. таблицу 2.2), что на порядок меньше данных предшествующих работ, относящихся к структурам, выращенным МЛЭ [167, 172] и по порядку величины соответствует лучшим образцам GaAs [171]. Энергия Урбаха была получена путем аппроксимации длинноволновой границы спектра ФП с помощью выражения (2.3.1) (см. рисунок 2.4(а)). Верхняя граница области аппроксимации (точка E_0) определялась по максимуму первой производной спектра ФП вблизи длинноволнового края, так как при переходе от участка Урбаха к области межзонных переходов с энергией выше E_g (в англоязычной литературе его иногда называют участком Кейна) функция, описывающая зависимость комбинированной плотности состояний от энергии перехода становится выпуклой вверх, в отличие от функции, описывающейся выражением (2.3.1).

С ростом температуры энергия Урбаха увеличивается. Результаты аппроксимации температурной зависимости (Рисунок 2.4 (б)) моделью Коди [172] свидетельствуют о преобладающей роли «динамического» уширения края поглощения, связанного с электрон-фононным взаимодействием, а не с кристаллическим несовершенством структур, как в работах [167, 172]. В частности, коэффициент P для подгоночной кривой, приведенной на рисунке 2.4 (б), составляет 0.0 с ошибкой 0.25. При этом коэффициенты, отвечающие температурно-зависимому члену в энергии Урбаха находятся в хорошем согласии

с упомянутыми работами [167, 172], а температура Дебая, определенная из результатов подгонки составляет $144 \text{ K} \pm 27 \text{ K}$, что также соответствует литературным данным. Для некоторых образцов зависимость энергии Урбаха от температуры не удастся с хорошей точностью аппроксимировать моделью Коди, что характерно для многих твердых растворов [173, 174]. В этом случае используют модель Васима [173], вида

$$W(T) = A \left[\frac{1 + P}{2} + \frac{N}{\exp\left(\frac{T_0}{T}\right) - 1} \right] \quad (2.3.3)$$

где N – доля фононных мод, которые принимают участие в «размытии» красной границы спектров ФП. Наглядной физической интерпретации причин отличия N от 1 в литературе не приводится, хотя они могут быть весьма значительными. Например, в работе [174] для твердого раствора $(\text{Bi}_{0.89}\text{In}_{0.11})_2\text{Se}_3$, N , определенное из аппроксимации составило 0.574, в то время как для бинарного материала Bi_2Se_3 $N = 0.998$. Авторы связывают сильное отличие доли фононных мод от единиц с низким структурным совершенством твердого раствора, для которого коэффициент P составляет 2.325 (для Bi_2Se_3 $P = 0.114$). Отметим, что для исследованных структур HgCdTe значение N , определенное из аппроксимаций экспериментальных данных было не меньше 0.95.

Таблица 2.2 - Результаты исследований энергии Урбаха. Обозначения: x – содержание кадмия, d – толщина эпитаксиальной пленки, W – энергия Урбаха

Номер структуры	x	d , нм	W , мэВ	
			4.2 К	77 К
1 (130905)	0.18	8000	0.95 ± 0.25	1.6 ± 0.6
2 (120208)	0.189	4200	1.5 ± 0.4	2.5 ± 0.2
3 (120210)	0.191	3840	1.4 ± 0.25	2.1 ± 0.1
4 (120613)	0.22	3940	–	3.5 ± 0.2
5 (120621)	0.23	5960	2.35 ± 0.25	3.7 ± 0.6
6 (151012)	0.232	7700	–	–

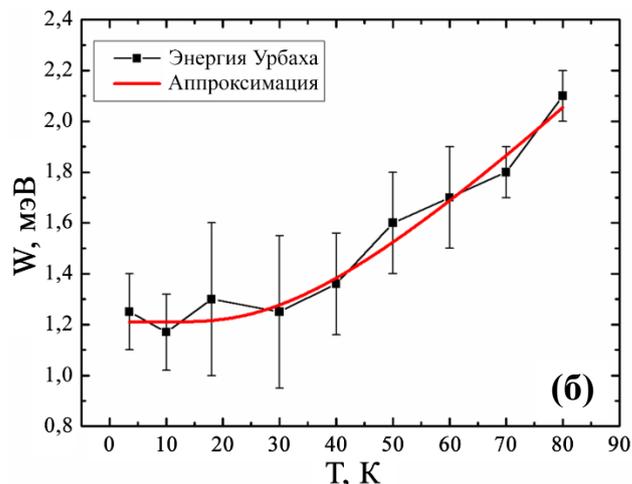
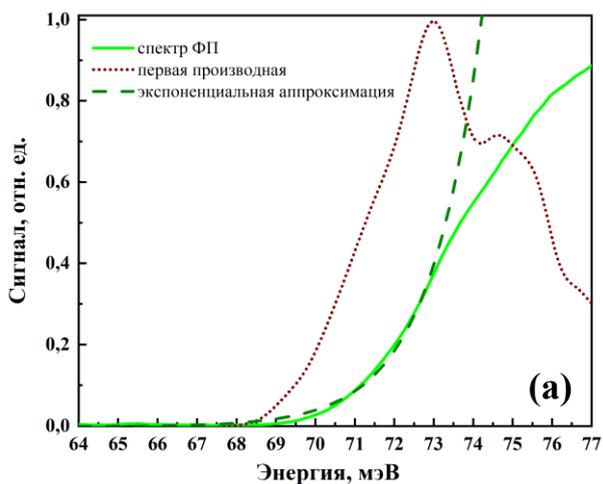


Рисунок 2.4 - (а) Типичный вид края фундаментального поглощения исследуемых образцов, его первая производная, используемая для определения начала участка Урбаха, и экспоненциальная аппроксимация участка Урбаха образца № 120626 при температуре 4.2 К; (б) Зависимость энергии Урбаха от температуры и ее аппроксимация модельной зависимостью Коди образца № 120210

Упомянутые выше модели описания энергии Урбаха являются феноменологическими и количественные расхождения при анализе различных структур возможны в силу многих причин, однако следует подчеркнуть, что в любом случае выраженная зависимость энергии Урбаха от температуры со всех исследованных структурах позволяет сделать однозначный вывод, что в эпитаксиальных слоях, выращенных используемым в настоящей работе методом МЛЭ, размытие длинноволнового края спектров ФП из-за дефектов и неоднородности состава не превалирует над размытием, обусловленным фундаментальным взаимодействием с фононами. В этом смысле качество используемого материала близко к теоретическому пределу и не может быть существенно улучшено.

2.4 Исследования спектров фотопроводимости и пропускания при различных температурах и магнитных полях

При исследовании спектров ФП в наиболее узкозонных образцах (с составом твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ $x < 0.18$) длинноволновая область спектра ФП приобретает сложную форму из-за линий поглощения оптических фононов КРТ, а также особенностей, связанных, как будет показано в дальнейшем, с состояниями остаточных акцепторов. В качестве примера на рисунке 2.5 показаны спектры ФП ряда эпитаксиальных пленок с составом, близким к бесщелевому. Характерные особенности спектров воспроизводятся в разных структурах вне зависимости от состава твердого раствора и метода роста структур. Наиболее яркими особенностями являются пики в окрестности 19 мэВ, а также пик в окрестности 35 мэВ. В ходе дальнейших исследований было установлено, что особенность на 35 мэВ обусловлена эффективным отражением падающего излучения от подложки GaAs за счет эффекта «остаточных лучей», приводящим к «резонансному» усилению поглощения в пленке КРТ, а особенности в диапазоне 18 – 20 мэВ связаны с ФП акцепторных состояний в твердых растворах КРТ. Известно, что из-за слабости химической связи Hg-Te в твердых растворах КРТ всегда присутствуют вакансии ртути, в том числе в образцах *n*-типа. На основе анализа результатов измерений эффекта Холла в большом количестве структур, остаточную концентрацию вакансий можно оценить сверху величиной 10^{14} см^{-3} . Как будет показано далее, после отжига, увеличивающего концентрацию вакансий и переводящего тип проводимости пленки в дырочный, практически идентичные по форме особенности проявляются и на спектрах ФП широкозонных структур, что и позволяет связать по крайней мере некоторые из них с вакансиями ртути. Отметим, что на широкий максимум ФП в области 12 – 20 мэВ дополнительно накладываются максимумы решеточного поглощения в КРТ на HgTe-подобных и CdTe-подобных ТО-фононах (15 мэВ и 19 мэВ, соответственно). Помимо этого, на всех спектрах видна широкая, но относительная малоинтенсивная фоновая ФП.

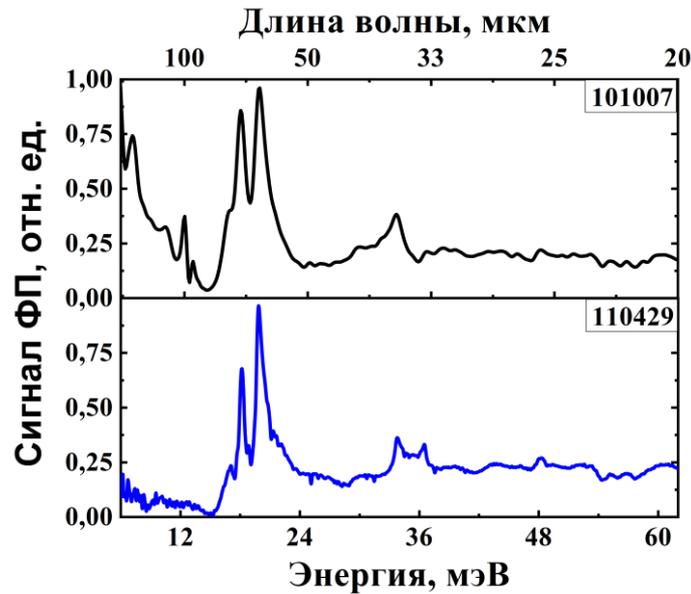


Рисунок 2.5 - Спектры ФП наиболее узкозонных эпитаксиальных пленок, выращенных методом молекулярно-лучевой (№ 101007 и № 110429), при температуре 4.2К. Спектры отнормированы на «спектр пропускания» оптического тракта

Более подробно происхождение и свойства спектральных линий фотопроводимости, обусловленных состояниями примесей/дефектов будут рассмотрены в главе 4. Здесь лишь поясним механизм возникновения максимумов ФП, формирующихся за счет относительно небольшого числа вакансий, но превосходящих по величине сигнала межзонный фотоотклик. Действительно, несмотря на то, что особенности, формируемые на спектре ФП, связаны с состояниями акцепторов, эти состояния попадают в континуум зоны проводимости, и сигнал ФП обеспечивают в основном электроны, так как после перехода на состояния резонансного акцептора они рассеиваются в континуум зоны проводимости и дают значительный вклад в фототок из-за высокой подвижности. В случае широкозонных структур *p*-типа, где те же состояния акцепторов находятся в запрещенной зоне, оптическое возбуждение на частоте, соответствующей ионизации акцепторов, приводит лишь к появлению дырок в валентной зоне, которые обладают как минимум на порядок меньшей подвижностью по сравнению с электронами, и амплитуда сигнала ФП, связанной с

акцепторами, оказывается значительно меньше амплитуды межзонной ФП, что типично для примесной фотопроводимости. Если вернуться к исследованию межзонной фотопроводимости, становится ясно, что в случае структур с шириной запрещенной зоны менее 25 мэВ, для определения положения красной границы ФП необходимо изменить условия эксперимента таким образом, чтобы избежать ее перекрытия с областью «примесной» ФП.

Для этой цели использовались два различных метода перестройки энергетического спектра образцов: с помощью изменения температуры и с помощью внешнего магнитного поля (Рисунок 2.6 (а, б)) [А3]. Повышение температуры приводит к уширению края межзонного поглощения и падению отношения сигнал-шум, что ограничивает применимость такого подхода. Измерения в магнитном поле позволяют «отстроиться» от особенностей ФП, связанных с присутствием остаточных акцепторов уже в небольших полях < 3 Тл за счет сильного квантования электронов с малой эффективной массой, приводящей к увеличению ширины запрещенной зоны и сдвигу красной границы спектров ФП. Однако для определения ширины запрещенной зоны необходимо производить экстраполяцию результатов измерений к нулевому магнитному полю. В узкозонных образцах из-за сильной непараболичности законов дисперсии электронов требуется прибегать к помощи численных расчетов уровней Ландау. В этом смысле такая методика не имеет значительных преимуществ перед исследованиями магнитопропускания, которые дают более детальную картину переходов между уровнями Ландау, а служит полезным дополнением в малых магнитных полях (до 1 Тл), когда видность особенностей на магнитооптических спектрах снижается.

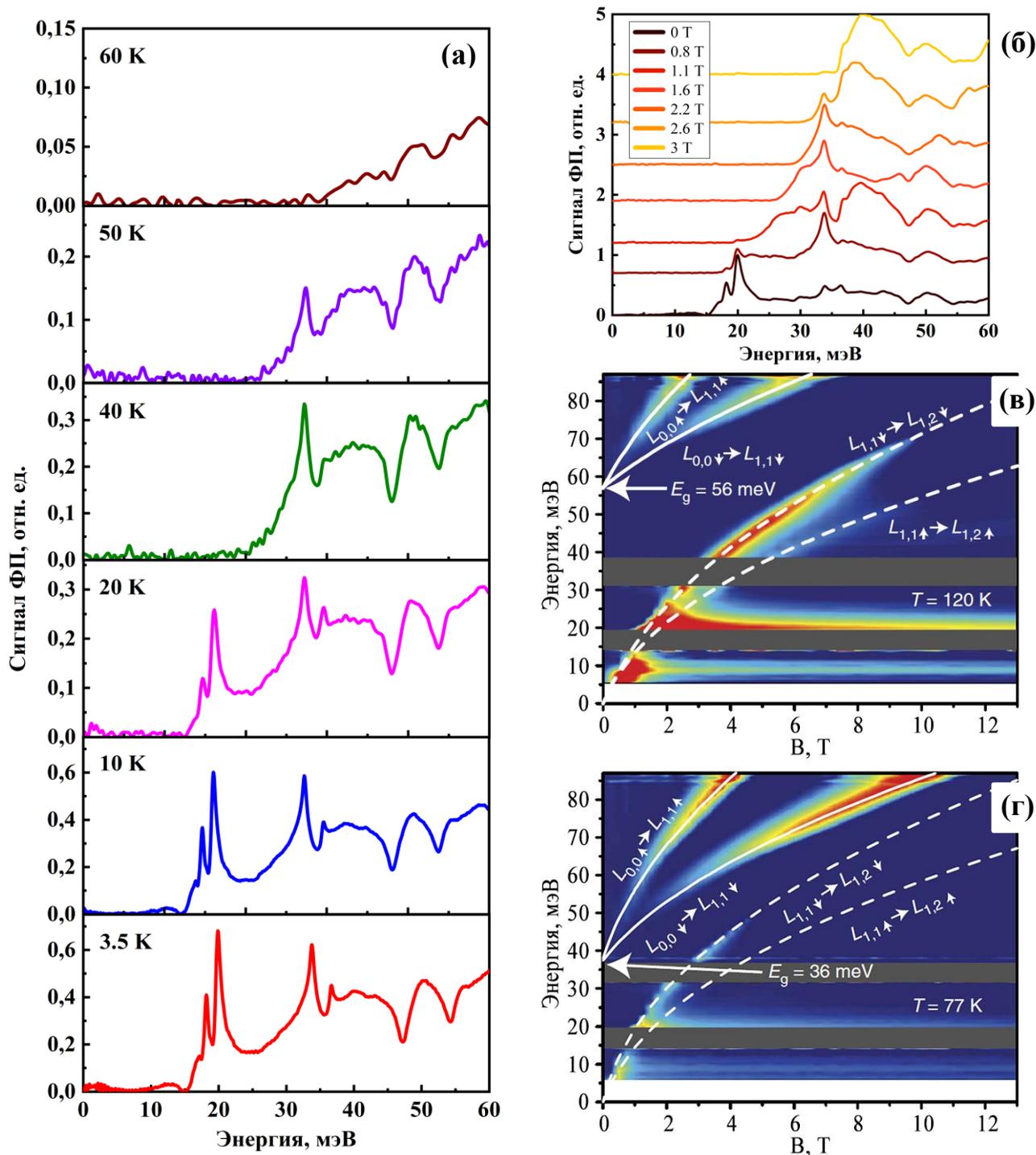


Рисунок 2.6 - Спектры ФП образца № 110429, полученные при различных температурах (а) и магнитных полях (б). Спектры магнитопропускания образца № 110429, полученные при различных температурах: 120 К (в), 77 К (г).

Показаны переходы между различными уровнями Ландау и ширина запрещенной зоны образца в нулевой магнитном поле

Спектроскопия магнитопропускания для характеристики структур была успешно использована в авторской работе [А4], где прослежена зависимость энергий межзонных переходов (переходов между уровнями Ландау, возникающих

в валентной зоне и зоне проводимости) от магнитного поля в широком диапазоне (до 13 Тл) при различных температурах – рисунок 2.6 (в, г). Состояния акцепторов, хорошо заметные и на спектрах магнитопоглощения (Рисунок 2.6 (в)) в окрестности энергий перехода 10 мэВ и 20 мэВ, из-за большой эффективной массы в валентной зоне практически не испытывают влияния магнитного поля и спектральное положение особенностей, связанных с ними, сохраняется.

Как уже было отмечено выше, при малой величине запрещенной зоны описание состояний носителей заряда в рамках параболического закона дисперсии применимо только в очень небольшой окрестности Г-точки, что в том числе приводит к отклонению от линейной зависимости энергии уровней Ландау от магнитного поля, как хорошо видно на рисунке 2.6 (в, г). Однако можно показать, что более эффективным описанием электронных состояний в кристалле будет так называемый «псевдорелятивистский» закон дисперсии носителей, при котором зону тяжелых дырок можно считать множеством состояний с нулевой энергией и всевозможными значениями квазиимпульса, что соответствует бесконечной массе дырок (в действительности тяжелые дырки обладают массой около половины массы свободного электрона), а зоны легких дырок и электронов описывать релятивистским законом дисперсии с массой покоя, равной эффективной массе носителей на дне соответствующих зон (Рисунок 2.7(а)). Таким образом, закон дисперсии можно описать выражением

$$E_n(p) = n^2 \tilde{m} \tilde{c}^2 + (-1)^{1-\Theta(\tilde{m})} n \sqrt{\tilde{m}^2 \tilde{c}^4 + p^2 \tilde{c}^2} \quad (2.4.1)$$

где n – целое число, меняющееся от -1 до 1 и обозначающее номер энергетической зоны ($n = -1$ отвечает легким дыркам, $n = 0$ тяжелым дыркам и $n = 1$ электронам соответственно), \tilde{m} – аналог массы покоя для электронов (\tilde{m} становится отрицательной после инверсии зон), \tilde{c} – аналог скорости света, $\Theta(\tilde{m})$ – функция Хевисайда, равная единице для неотрицательных \tilde{m} и нулю для $\tilde{m} < 0$.

В работе [А4] экспериментально продемонстрировано, что подобное описание справедливо в широком диапазоне энергий электронов и легких дырок, а

аналог скорости света для таких «релятивистских» носителей является универсальной константой, не зависящей от состава твердого раствора и температуры (Рисунок 2.7 (б)). Подбирая температуру измерений, удалось продемонстрировать корневую зависимость энергии перехода от магнитного поля, характерную для безмассовых псевдорелятивистских фермионов Кейна, т.е. определить температуру перехода от инвертированной к нормальной зонной структуре в материале с нулевой щелью и таким образом экспериментально установить достоверность псевдорелятивистского описания электронов и легких дырок – фермионов Кейна в рамках простой модели (Рисунок 2.7 (в)). Применительно к дальнейшим исследованиям, выполненным в настоящей диссертации, это стало наиболее важным результатом работы [А4], благодаря возможности концептуализировать подход к оптимизации структур для создания излучателей, так как подавление оже-рекомбинации для электронов и позитронов в релятивистской физике является хорошо известным фактом. Кроме того, была апробирована методика определения доли кадмия в образцах, соответствующих бесщелевым (полуметаллическим) фазам HgCdTe , в частности для образца № 101007 с $x = 0.155$, была получена концентрация кадмия, значительно отличающаяся от паспортных данных технологической группы $x = 0.165$. Таким образом, совместное использование методик исследования спектров ФП при приложении магнитного поля и спектроскопии магнитопропускания с возможностью изменения температуры позволяет отделить переходы, связанные с остаточными акцепторами от межзонных переходов, и уточнить параметры образцов с шириной запрещенной зоны от нескольких десятков мэВ вплоть до нуля.

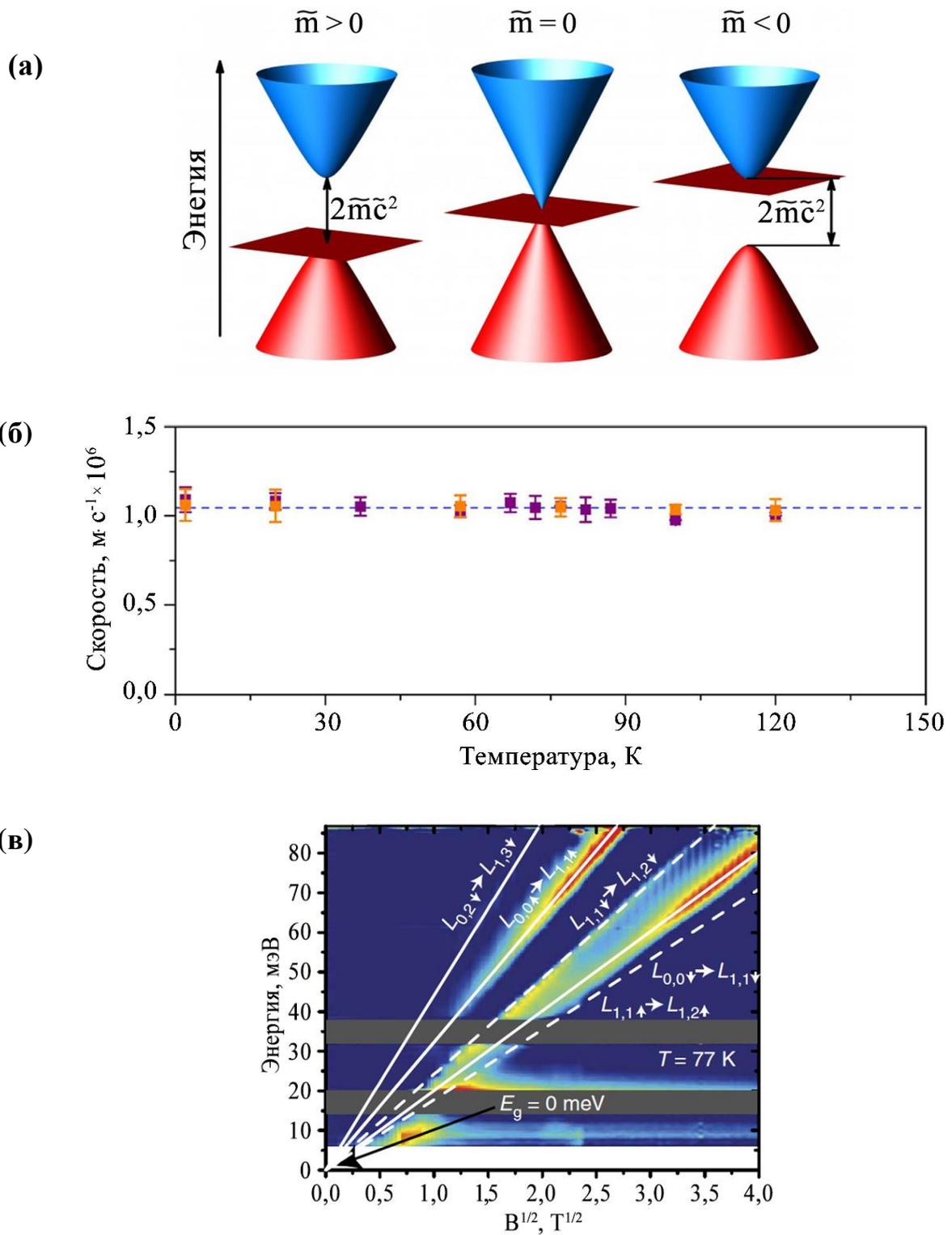


Рисунок 2.7 - (а) Схематичное изображение трансформации закона дисперсии вблизи точки инверсии для твердого раствора HgCdTe; (б) Экспериментально определенная зависимость аналога скорости света \tilde{c} от температуры для различных образцов HgCdTe; (в) Картина линий магнитопоглощения в объемной пленке $\text{Hg}_{0.845}\text{Cd}_{0.155}\text{Te}$ для критической температуры 77 К, соответствующей точке инверсии зон

В целом, результаты исследований косвенно позволяют сделать вывод о достаточно высоком качестве структур, выращенных МЛЭ, в отношении однородности состава, кристаллического совершенства и концентрации дефектов. Тем не менее, данные ФП не дают исчерпывающей информации об исследуемых структурах. В частности, при определении ширины запрещенной зоны возможна систематическая погрешность из-за эффекта Бурштейна-Мосса, а форма участка Урбаха на спектре фотоотклика может определяться не только зависимостью коэффициента поглощения от частоты в области «хвоста» плотности состояний, но и подвижностью носителей в этих состояниях. Подкрепить результаты и выводы, представленные выше, позволяют исследования ФЛ, описанные в следующем разделе.

2.5 Методика исследования спектров и кинетики фотолюминесценции

В рамках данной работы проводились исследования ФЛ в среднем и дальнем ИК диапазонах на длинах волн от 2.5 до 30 мкм (при исследовании излучательных переходов с участием состояний акцепторов). В этих диапазонах методика исследования ФЛ имеет ряд специфических особенностей, которые вызваны фундаментальными ограничениями.

Во-первых, как уже отмечалось, вероятность межзонных излучательных переходов падает с уменьшением ширины запрещенной зоны. Во-вторых, с ростом длины волны в среднем и, в особенности, в дальнем ИК диапазонах чувствительность доступных фотоэлектрических приемников в целом снижается, и для детектирования слабых сигналов приходится использовать охлаждаемые тепловые приемники – болометры, обладающие большой инерционностью. В-третьих, в среднем ИК диапазоне находится пик интенсивности излучения комнатного фона. Максимум излучения тел, нагретых до комнатной температуры, находится около 10 мкм; в связи с этим при исследованиях ФЛ приходится сталкиваться с интенсивной засветкой приемника фоновым тепловым излучением.

Как следствие, при прямых измерениях с непрерывной накачкой структур необходимо измерять малый сигнал ФЛ от образца на фоне большого сигнала «комнатного фона», который ограничивает возможности усиления. При исследованиях ФЛ в данной работе использовалась специальная модуляционная методика, описанная в статье группы авторов из Китая [161], которые использовали технику синхронного детектирования в сочетании с режимом пошагового сканирования фурье-спектрометра. В данной работе она была адаптирована для измерений при импульсном возбуждении большой скважности, когда выделение сигнала на одной из гармоник частоты модуляции неэффективно. Вместо синхродетектора использовался стробоскопический интегратор – бокскар или велась прямая запись сигнала с помощью быстрой платы аналого-цифрового преобразователя (АЦП) (временное разрешение до 5 нс, 12 бит). Ключевой особенностью такого подхода является использование достаточно большой задержки перед началом записи сигнала после очередного шага зеркала. Величина задержки определялась экспериментально, исходя из критерия достаточного (для записи сигнала данной интенсивности) затухания релаксационных процессов в измерительной схеме после очередного шага зеркала. При неподвижном же зеркале осуществляется запись лишь полезного модулированного сигнала, в то время как фоновое излучение не оказывает более влияния на результат измерений (Рисунок 2.8 (б), (в)) [A1, A32, A33, A35]. При использовании фотонных детекторов оказывается достаточной, как правило, задержки на уровне 500 – 1000 мс, для кремниевого болометра эта величина составляет от 2 до 5 с.

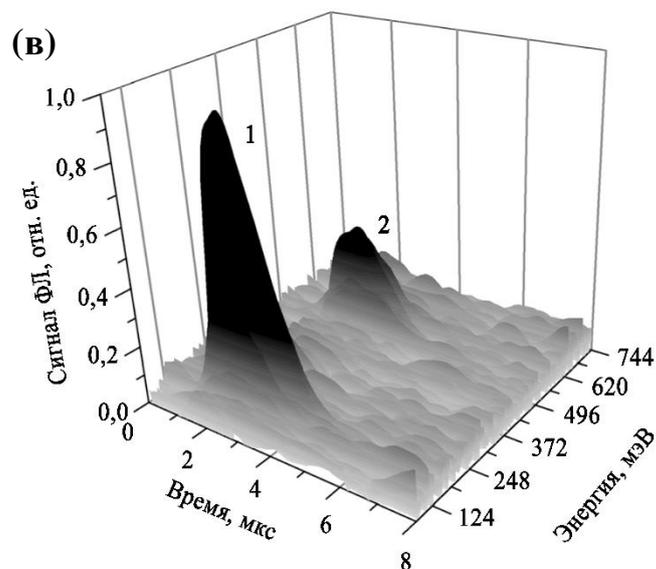
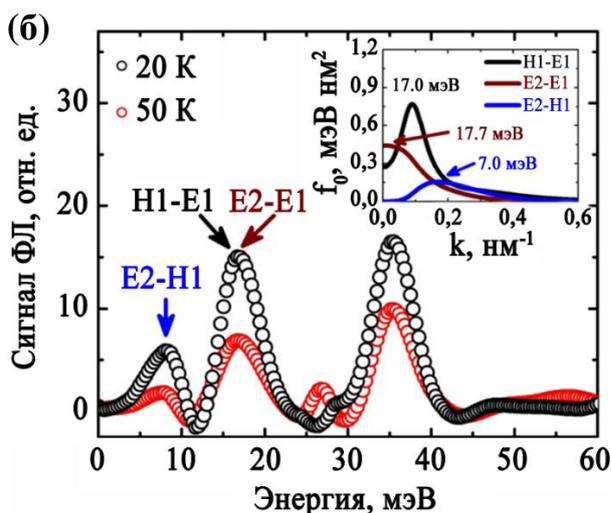
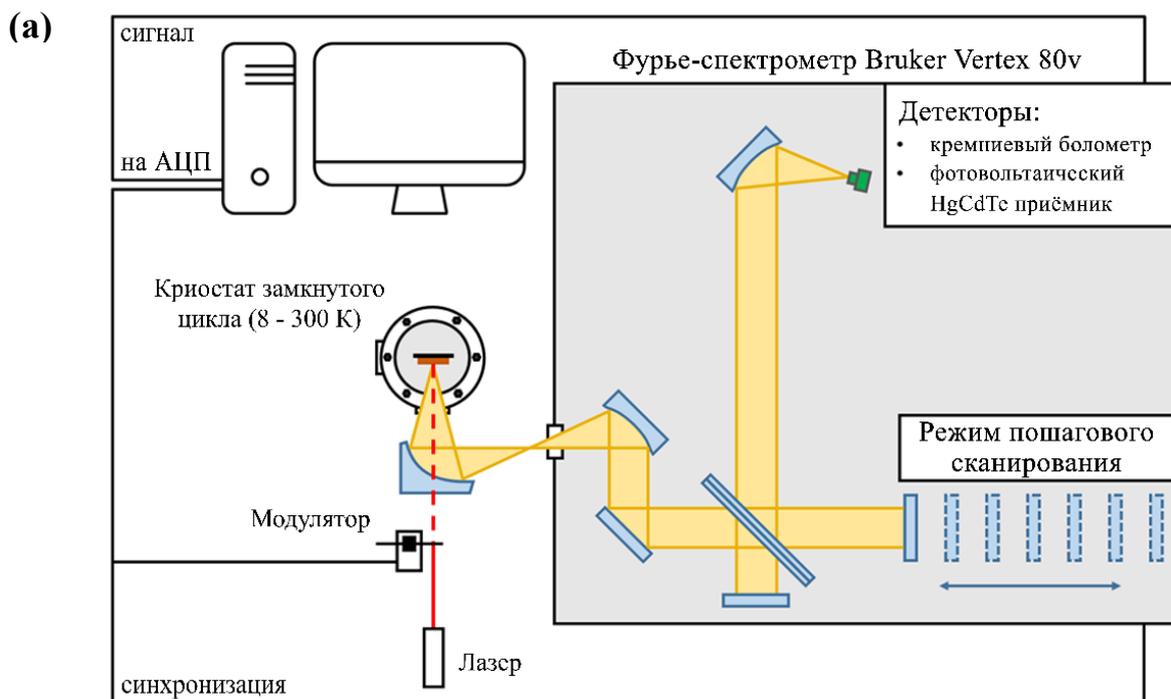


Рисунок 2.8 - (а) Схема экспериментальной установки для измерений спектров ФЛ и стимулированного излучения (СИ). Модулятор использовался при возбуждении ФЛ и СИ непрерывным лазером; (б) Пример спектров ФЛ в дальнем ИК диапазоне, полученных в узкозонных структурах InAs/GaSb, из работы [А32]; (в) Пример разрешенных по времени спектров ФЛ в области максимума излучения теплового фона. Линия 1 соответствует межзонным переходам в объемной пленке $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ (образец № 120613), линия 2 – межзонным переходам в тонком слое между буфером CdTe и варизонными слоями, окружающими основную часть структуры (см. рисунок 2.1)

При импульсных измерениях для записи кинетики релаксации ФЛ на каждом «шаге» сканирования производилось измерение кинетики сигнала для соответствующей точки интерферограммы с запуском по синхронизирующему импульсу. Измерения можно было проводить с настраиваемым временным разрешением и количеством усреднений с учетом быстродействия приемника и частотной полосы усилителя. Таким образом, в случае импульсного возбуждения удастся записать для каждой точки интерферограммы динамику во времени и соответственно после фурье-преобразования получить кинетику для каждой точки спектра, т.е. реализовать разрешенную по времени спектроскопию ФЛ [A5] (Рисунок 2.8 (в)).

Образец был расположен внутри гелиевого оптического криостата замкнутого цикла (диапазон температур 8-300 К). В качестве источника оптического возбуждения использовались либо импульсные лазерные источники, либо модулированное механическим прерывателем излучение непрерывного лазера (см. таблицу 2.3). Излучение ФЛ заводилось в фурье-спектрометр с помощью эллиптического зеркала либо с помощью волноводной вставки, вакуумно сопрягающей криостат замкнутого цикла с фурье-спектрометром. Рассеянное излучение лазера отсекалось оптическими фильтрами, расположенными на входном окне спектрометра.

Для усиления сигнала с приемника был использован малошумящий усилитель напряжения SR560 («Stanford Research Systems»). Нижняя граничная частота полосы усиления выбиралась, как правило в пределах от 100-300 Гц (меньшее значение для измерений с использованием достаточно инерционного болометра, большее для относительно быстрых фотоэлектрических детекторов) с тем, чтобы эффективно подавить мощные низкочастотные помехи, возникающие при работе криостата замкнутого цикла. После усиления запись сигнала осуществлялась платой аналого-цифрового преобразователя (АЦП) с временным разрешением до 5 нс. Таким образом, временное разрешение всего метода ограничивалось максимальной полосой пропускания усилителя, составляющей 1

МГц при минимальном усилении и достигало, в оптимальных условиях, 350 нс. В случае непрерывного возбуждения, излучение непрерывного лазера модулировалось с помощью обтюлятора, а для детектирования сигнала использовался, как и в работе [161], синхронный детектор с постоянной времени не менее чем в 5 раз меньше, чем задержка измерений после остановки зеркала. Частота модуляции выбиралась на основе компромисса между отстройкой от низкочастотных шумов, связанных с работой криостата, и падением чувствительности приемника с увеличением частоты (главным образом это относится к болометру, чувствительность которого падает с ростом частоты модуляции выше 200 Гц). Для фотоэлектрических детекторов на основе HgCdTe с высоким быстродействием частоту модуляции можно было доводить до 4 кГц для последующего подавления интенсивных низкочастотных шумов от вибраций криостата с помощью фильтрации по частоте в предусилителе.

Таблица 2.3 - Источники излучения, использованные для возбуждения структур при измерениях ФЛ

Название	Tsunami	APT LIGHTING SCIENCE & TECHNOLOG Y CO., LTD	Matisse	Solar	Spitfire	Infralight
Тип	Квази- непрерыв- ный	Непре- рывный	Непре- рывный	Импу- льсный	Импу- льсный	Импу- льсный
Длина волны	800 – 940 нм	808 нм	850 – 915 нм	1064 нм	800 нм	10.6 мкм
Длительн ость импульса	-	-	-	10 нс	30 фс	100 нс
Частота повторен ия	-	-	-	10 Гц	5 кГц	До 50 Гц
Энергия в импульсе / мощность	1 Вт	1 Вт	1 Вт	10 мДж	150 мкДж	10 мДж
Размер (диаметр) пучка	3 мм	3 мм	3 мм	10 м	3 мм	5 x12 мм

2.6 Фотолюминесценции объемных эпитаксиальных слоев КРТ при непрерывном возбуждении

На рисунке 2.9 приведены спектры ФЛ объемных пленок КРТ, измеренные при температуре 18 К в условиях непрерывной оптической накачки лазером с длиной волны 900 нм. Положение линии ФЛ смещается в сторону больших длин волн с увеличением концентрации ртути в структуре и хорошо согласуется с «красной границей» спектров ФП, полученных при 4.2 К для тех же образцов с учетом температурной зависимости ширины запрещенной зоны E_g (скорость увеличения ширины запрещенной зоны с температурой составляет ~ 0.25 мэВ / К). В частности, для исследуемых образцов не наблюдалось стокового сдвига линии ФЛ, который можно было бы ожидать для материала с протяженными хвостами плотности состояний в запрещенной зоне. Известно, в «модельном» случае полупроводника с корневой зависимостью комбинированной плотности состояний от энергии, положение максимума ФЛ сдвинуто на величину $0.5k_B T$ относительно значения E_g . С учетом всех температурных сдвигов, положение максимума ФЛ, как правило, оказывается дополнительно сдвинуто в коротковолновую сторону (например, для образца с $x = 0.18$ на рисунке 2.9 максимум ФЛ находится на длине волны 36 мкм, в то время как «красная граница» ФП на длине волны 48 мкм) на 1 – 3 мэВ, что связывается с разогревом электронного газа при возбуждении ФЛ коротковолновым (800 – 900 нм) излучением относительно высокой мощности (50 – 100 мВт). Таким образом, положение линии ФЛ удовлетворительно соответствует ширине запрещенной зоны, что позволяет связать её с межзонными излучательными переходами.

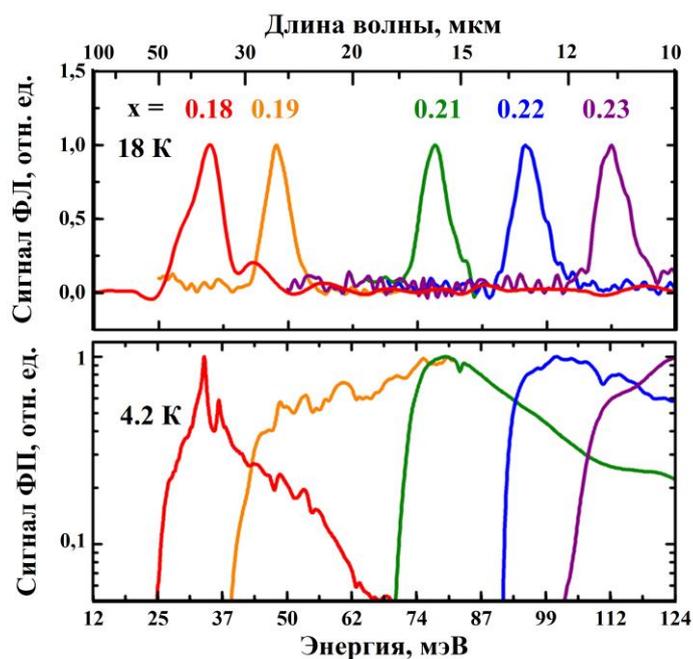


Рисунок 2.9 - Спектры ФЛ (верхний график) и спектры ФП (нижний график) серии объемных пленок с содержанием кадмия x от 0.18 до 0.23 при 18 К и 4.2 К соответственно. Все спектры нормированы на максимальное значение

Слабое температурное гашение ФЛ позволяет проследить за шириной линии в зависимости от температуры (Рисунок 2.10 (а), (б)). Для «идеального» полупроводника с корневой зависимостью комбинированной плотности состояний существует теоретический предел для ширины линии ФЛ $FWHM(T) = 1.8k_B T$. Результаты анализа ширины линии для ряда исследуемых пленок приведены на рисунке 2.10 (в). При высоких температурах ширина линии ФЛ практически достигает своего теоретического предела, что указывает на малый вклад «паразитных» механизмов уширения, в том числе за счет неоднородности состава. Отличия могут быть связаны с наличием урбаховского хвоста, а также с разогревом излучением накачки (из-за гашения ФЛ при высоких температурах требуемая мощность возбуждения для удовлетворительного отношения сигнал/шум возрастает до 20 – 50 мВт). Оценить величину такой неоднородности можно при низких температурах, когда с хорошей точностью можно считать, что ширина спектра ФЛ полностью определяется разбросом параметров структуры. Типичная ширина спектра составляет ~ 7 мэВ, что в пересчете на долю Cd дает величину

разброса $\Delta x \sim 0.0004$ (по площади структуры), хорошо согласующуюся с данными от технологов.

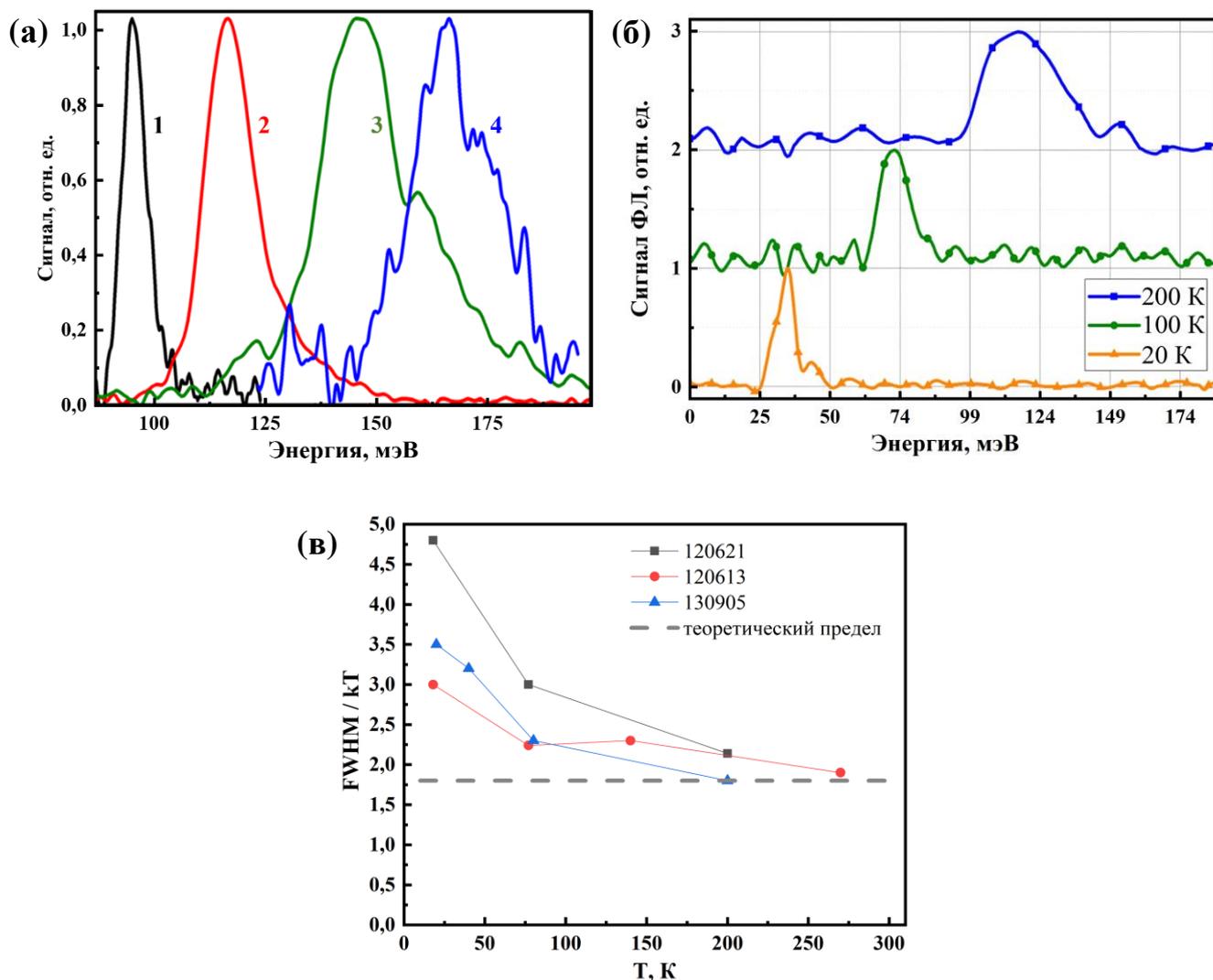


Рисунок 2.10 - (а) Спектры ФЛ эпитаксиального слоя № 120613 при различных температурах: 1 – 18 К, 2 – 70 К, 3 – 140 К, 4 – 200 К; (б) Спектры ФЛ структуры № 130905 ($\text{Hg}_{0.72}\text{Cd}_{0.18}\text{Te}$) при различных температурах. Спектры нормированы на максимальное значение; (в) Зависимость полуширины линии ФЛ от температуры для ряда исследованных образцов

Таким образом, исследования ФЛ в целом подтверждают выводы о высокой однородности структур и возможности получения межзонной эмиссии в эпитаксиальном HgCdTe , выращенным методом МЛЭ на GaAs подложках, вплоть до температуры достижимой при термоэлектрическом охлаждении. Развитая методика измерений ФЛ позволила перейти к исследованию эмиссии из квантовых

ям в условиях интенсивного импульсного возбуждения, что в конечном счете необходимо для получения СИ.

2.7 Методика исследования кинетики фотопроводимости в узкозонных структурах на основе HgCdTe

С теоретической точки зрения, одним из наиболее удобных способов описания рекомбинации неравновесных носителей является “формализм времен жизни”. Основным понятием, используемым в рамках этого описания, является характерное время релаксации, определяющее временной интервал, за который система возвращается к равновесному состоянию в отсутствие внешнего возбуждения.

$$f(t) = f(0)\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.7.1)$$

Здесь $f(t)$ – это какой-либо неравновесный параметр системы, в частном случае, концентрация неравновесных носителей, а τ – время релаксации. В общем случае записать выражение вида (2.7.1) для процессов рекомбинации неравновесных носителей невозможно, поскольку концентрации электронов и дырок, вообще говоря, независимы, и описываются уравнениями баланса [122]

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta n}{dt} + \operatorname{div}(j_n) &= G_n - R_n \\ \frac{d\Delta p}{dt} + \operatorname{div}(j_p) &= G_p - R_p \end{aligned} \quad (2.7.2)$$

Возбуждение образца характеризуется скоростью генерации свободных электронов и дырок (G_n и G_p) в единице объема в единицу времени. Аналогичным образом вводится и скорость рекомбинации (R_n , R_p) – число носителей, исчезающих в единице объема в единицу времени. Диффузия носителей описывается токовыми членами (j_n , j_p). Когда концентрации неравновесных

электронов и дырок независимы, то полное аналитическое решение уравнений (2.7.2) представляет собой трудную задачу.

В случае межзонного оптического возбуждения можно сделать ряд упрощений, которые позволяют свести задачу решения уравнений баланса к более простому виду. Принимая во внимание, что межзонная генерация и рекомбинация приводят к рождению и уничтожению электрон-дырочных пар, можно ввести общую скорость генерации/рекомбинации для пар: $G_n = G_p = G$, $R_n = R_p = R$. В случае, когда темновая концентрация мала по сравнению с концентрацией фотовозбужденных носителей, можно принять $\Delta n = \Delta p$, а их распределение считать однородным. Тогда система (2.7.2) может быть сведена к одному уравнению

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G - R \quad (2.7.3)$$

Если записать темп рекомбинации носителей в виде $R = \frac{\Delta n}{\tau}$, где τ – время жизни электрон-дырочной пары, то для общей концентрации неравновесных носителей в отсутствие внешнего излучения получится выражение, аналогичное выражению (2.7.1)

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.7.4)$$

Вообще говоря, время жизни τ является величиной, зависящей от концентрации неравновесных носителей. В режиме слабой накачки (в рамках линейного приближения) его можно считать константой, описывающей темп рекомбинации в данных квазиравновесных условиях, однако при $\Delta n \geq n_0$ (n_0 – темновая концентрация носителей в образце) спад неравновесной концентрации может существенно отличаться от экспоненциального. Кроме того, приближения $\Delta n = \Delta p$ и $\tau_n = \tau_p$ не справедливы, строго говоря, в случае рекомбинации носителей посредством захвата на локализованные состояния в запрещенной зоне. В этом случае уравнения (2.7.2) необходимо рассматривать вместе с уравнениями для населенностей состояний ловушек, что приводит к дифференциальному уравнению

2-ой степени, решение которого содержит два экспоненциально спадающих слагаемых даже для малых Δn . В указанных случаях не удастся для описания временной динамики неравновесной концентрации ввести единую временную константу, и система в каждый момент времени характеризуется «мгновенным временем жизни», определяемым через отношение концентрации носителей к её производной по времени:

$$\tau'(\Delta n) = -\frac{\Delta n}{d\Delta n/dt} \quad (2.7.5)$$

В приближении малых Δn уравнение (2.7.3) легко решается при любой зависимости G от времени. В частности, для стационарного режима получаем

$$\Delta n = G\tau \quad (2.7.6)$$

Таким образом, время жизни определяет кинетику спада и нарастания концентрации, а также её значение в стационарном режиме. Формулу (2.7.6) можно использовать в качестве непрямого метода измерения времени релаксации. Действительно, интенсивность ФЛ определяется количеством носителей, которые рекомбинируют с испусканием фотона, и выражается в виде темпа излучательной рекомбинации, R_u

$$R_u = \frac{\Delta n}{\tau_u} \quad (2.7.7)$$

В стационарном случае получаем

$$R_u = \frac{\Delta n}{\tau_u} = \frac{G\tau}{\tau_u} \quad (2.7.8)$$

Здесь τ_u – «излучательное» время жизни, то есть время, за которое система возвращается к равновесию, при наличии единственного излучательного механизма рекомбинации. В реальных системах, как правило, присутствуют несколько конкурирующих механизмов рекомбинации, суммарный эффект которых описывается общим временем τ .

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} \dots \quad (2.7.9)$$

Из уравнений (2.7.8) и (2.7.9) следует, что для любой зависимости общего времени жизни от температуры, в том случае, когда излучательная рекомбинация является доминирующим процессом рекомбинации, то есть, $\tau_u \ll \tau_{ШРХ}, \tau_{Оже}$, интенсивность ФЛ не будет зависеть от температуры.

$$R_u = \frac{\Delta n}{\tau_u} = \frac{G\tau_u}{\tau_u} = G \quad (2.7.10)$$

Наиболее полную информацию о процессе рекомбинации носителей можно получить, непосредственно наблюдая кривую спада неравновесной концентрации, в частности, при исследованиях кинетики релаксации фотопроводимости или фотолюминесценции. В данной работе для анализа кинетики фотоотклика в основном использовалась зависимость темпов рекомбинации от концентрации неравновесных носителей, так как зачастую она позволяет сделать вывод о доминирующем канале рекомбинации без сложных модельно-зависимых расчетов. Получая всего одну кривую спада фотоотклика при интенсивном возбуждении (когда начальная концентрация значительно превышает темновую) и анализируя её различные участки, можно проследить, как с изменением концентрации изменяются времена жизни носителей и определить основной механизм рекомбинации благодаря тому, что для каждого из них характерна своя зависимость от концентрации.

В общем случае, в модели ШРХ спад неравновесной концентрации неэкспоненциален даже при малом уровне возбуждения, а при измерениях с различной начальной интенсивностью возбуждения удается наблюдать сложную эволюцию кривой спада ФП. В частности, как будет показано далее применительно к КЯ на основе HgCdTe, исследуемым в данной работе, кривая спада концентрации часто оказывается линейной, что можно рассматривать, как частный случай биэкспоненциальной зависимости [А34]. С увеличением концентрации

неравновесных носителей механизм ШРХ имеет тенденцию к насыщению, в то время как темпы излучательной и оже-рекомбинации растут.

В случае излучательных процессов темп рекомбинации при большой неравновесной концентрации $\Delta n(t)$ пропорционален её квадрату. Это приводит к появлению гиперболического участка спада фотоотклика, который затем переходит в экспоненциальную зависимость с характерным временем τ_u . Однако зачастую удается проследить только гиперболический участок, так как при значительном снижении концентрации становится важным механизм ШРХ и мгновенное время спада сложным образом зависит от концентрации.

Концентрационная зависимость темпа оже-рекомбинации еще более резкая, чем Δn^2 , из-за участия трех носителей. Таким образом, при возрастании концентрации электронов и дырок темп оже-рекомбинации растет быстрее, чем скорость излучательных процессов². В любом случае, идентифицировать «начало» оже-рекомбинации можно по «отрицательной» выпуклости функции $1/\Delta n(t)$ на начальном участке, где $\Delta n(t)$ максимальна. Безусловно, исчерпывающий анализ механизмов рекомбинации требует комплексного подхода, включающего в себя расчёты вероятностей различных процессов. Однако приемы, изложенные в данном разделе, в сочетании с исследованиями фотолюминесценции, часто позволяют сделать основные выводы, исходя только из экспериментальных данных.

Временное разрешение методики определяется двумя основными факторами: длиной возбуждающего импульса и частотной полосой измерительной схемы. Поскольку времена жизни носителей в узкозонных КРТ-структурах могут варьироваться от единиц микросекунд до долей наносекунд, соответствующие требования накладываются на измерительную схему – как на источники возбуждающего излучения, так и на систему регистрации. В частности,

² Однако, как правило, все-таки слабее, чем Δn^3 , из-за эффектов, связанных с экранировкой.

необходимо обеспечить хорошее согласование импедансов в измерительной цепи и достаточную полосу пропускания применяемых усилителей и осциллографов.

При исследованиях кинетики ФП образец располагался в транспортном сосуде Дьюара (СТГ-40 или СК-40) и 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. Таким образом, временное разрешение измерительной части установки составляло от 2 (1.75) до 5 (4,375) нс. Блок-схема эксперимента представлена на рисунке 2.11(а). В ряде случаев использовался усилитель УЗ-33 с полосой пропускания 50 кГц – 400 МГц для улучшения временного разрешения до 1 нс.

Для оптического возбуждения структур использовался генератор разностной гармоники параметрического генератора света (ПГС «Solar OPO»). На выходе блока генерации разностной гармоники этого генератора возникает узкополосное ($\sim 5 \text{ см}^{-1}$) излучение, перестраиваемое по длине волны в пределах диапазона 11 – 17 мкм ($560 \text{ см}^{-1} - 910 \text{ см}^{-1}$, соответственно) с энергией в импульсе до 300 мкДж (Рисунок 2.11 (б)). Осциллограмма выходного импульса приведена на рисунке 2.11 (в). Видно, что длительность импульса на уровне 0.5 составляет около 7 нс, что и определяет временное разрешение всего метода при использовании данного источника.

В наиболее узкозонных структурах для достижения максимального временного разрешения использовался источник возбуждения на основе кристалла ZnTe, в котором происходило оптическое выпрямление импульсов фемтосекундного лазера «Tsunami», усиленных регеративным усилителем «SpitFire». Длительность получаемых терагерцевых импульсов (с широким спектром от 0.5 до 3 ТГц) составляла ~ 1 пс и позволяла исследовать временную динамику ФП с разрешением 1 нс, определяемым измерительной схемой (см. выше).

Следует отметить, что использование ПГС «Solar OPO» с возможностью выбора длины волны возбуждения, близкой к краю фундаментального поглощения, позволяло создавать неравновесные носители с малой кинетической энергией и минимизировать влияние разогрева носителей, с одной стороны, а с другой – добиться высокой однородности возбуждения по глубине структуры. ПГС «Solar OPO», помимо блока генерации разностной частоты, содержит в своем составе блоки, позволяющие получить излучение и в более коротковолновом диапазоне от 9.6 до 3.6 мкм, а также от 1.95 мкм до 2.35 мкм. Это позволяет осуществлять возбуждение достаточно широкозонных образцов, а возможность плавной перестройки длины волны оказывается особенно полезной при исследовании релаксации ФП в структурах с КЯ, так как позволяет фактически управлять начальной концентрацией электронов и дырок в широких пределах (см. главу 3).

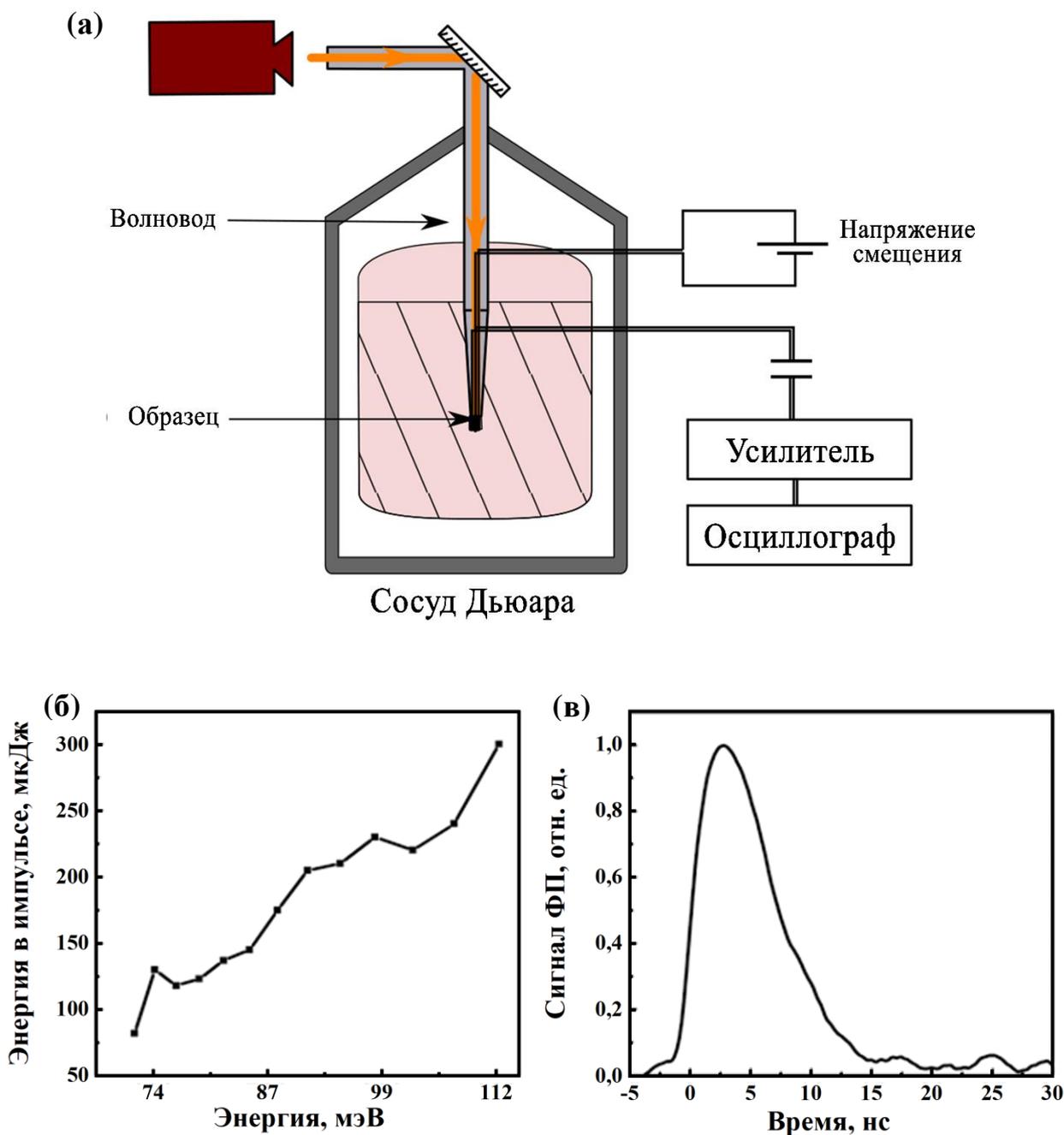


Рисунок 2.11 - (а) Схема экспериментальной установки для исследования кинетики релаксации фотопроводимости; (б) Зависимость энергии импульса блока генерации разностной частоты параметрического генератора света «Solar OPO» от частоты; (в) Временной профиль интенсивности (в относительных единицах) излучения на выходе блока генерации разностной частоты параметрического генератора света «Solar OPO» на длине волны 17 мкм

2.8 Исследования кинетики релаксации фотопроводимости и времени жизни носителей в объемных пленках HgCdTe

Измерения времен жизни носителей как «показателя» качества структуры обычно производятся в условиях слабого возбуждения, т.е. в условиях, когда добавочной концентрацией носителей, генерируемой возбуждающим излучением, можно пренебречь по сравнению с темновой концентрацией. В данном режиме спад кинетики релаксации ФП можно охарактеризовать единственным временем релаксации, хотя в общем случае время жизни неравновесных носителей зависит от их концентрации. При экспериментальных исследованиях реализовать режим слабого возбуждения в полной мере зачастую проблематично, так как сигнал фотоотклика становится слишком слабым, но в целом по мере уменьшения интенсивности возбуждения закон спада ФП во времени действительно приближается к экспоненциальному.

По мере уменьшения запрещенной зоны время релаксации ФП уменьшается с 9 мкс (для образца с $x_{Cd} = 0.22$) до 200 нс (для образца с $x_{Cd} = 0.19$). В более узкозонных образцах время релаксации ФП становится сопоставимо с временным разрешением системы. В бесщелевом образце № 101007 ($x = 0.15$) время релаксации фотопроводимости составляет не более 2 нс, и форма сигнала в значительной мере определяется временным разрешением установки. Таким образом, время жизни носителей растет с шириной запрещенной зоны, что означает уменьшение темпа основного рекомбинационного процесса. Время релаксации ФП в образце № 120613 ($x = 0.22$) при 4.2 К близко к результатам расчета излучательного времени жизни, выполненного в работе для структуры с $x = 0.224$ и темновой концентрации носителей $n = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, типичной для исследуемых структур. Поскольку времена излучательной рекомбинации растут с уменьшением ширины запрещенной зоны, уменьшение характерного времени спада ФП с уменьшением x (при фиксированной температуре 4.2 К) показывает, что доминирующим является безызлучательный механизм рекомбинации носителей. Вновь обратившись к литературным данным, можно заметить, что для низких

температур (значительно ниже температуры перехода к собственной проводимости $k_B T \ll E_g/2$) вероятность оже-рекомбинации значительно меньше вероятности излучательной рекомбинации. Таким образом, в условиях слабого возбуждения доминирующий процесс – это рекомбинация ШРХ, что подтверждается и литературными данными. Отметим, что в этом случае времена жизни носителей должны сильно зависеть от концентрации примесей и дефектов, создающих дискретные уровни-ловушки в запрещенной зоне. Поскольку исследуемые образцы намеренно не легировались, а энергия ионизации доноров чрезвычайно мала, основной вклад в процесс ШРХ будут вносить акцепторы, которые, как уже упоминалось, в нелегированных образцах представлены вакансиями ртути и комплексами с их участием. Это полностью подтверждается при сравнении результатов экспериментальных исследований кинетики ФП в образцах n -типа и структур p -типа, полученных из тех же образцов при постростовом отжиге (за счет увеличения концентрация вакансий ртути до значений $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$). На рисунке 2.12 представлен пример такого сравнения для структуры с $x = 0.19$. Поскольку акцепторы обладают достаточно большой энергией ионизации при 4.2 К, дырки «выморожены» на акцепторные центры, и концентрация свободных носителей оказывается гораздо меньше концентрации свободных носителей в образцах n -типа. Поэтому, если бы доминирующим механизмом рекомбинации был излучательный или оже-процесс, время жизни носителей в образцах p -типа не могло быть меньше наблюдаемого для материала с электронным типом проводимости и той же шириной запрещенной зоны (несмотря на то, что форма фотоотклика была бы существенно отличной от экспоненциальной). На рисунке 2.12, напротив, наблюдается кардинальное уменьшение времени спада ФП в образцах p -типа до значений $\sim 8 \text{ нс}$ как при температуре жидкого гелия, так и при температуре жидкого азота, что естественно связать доминированием механизма ШРХ из-за увеличения концентрации дефектных центров, образованных вакансиями ртути.

Отметим, на рисунке 2.12 видно, что для данной структуры в образце *n*-типа время спада ФП увеличивается с температурой, что было обнаружено и в работе [А3]. Это показывает, что в режиме слабого возбуждения вероятность оже-рекомбинации пренебрежимо мала, так как для оже-процессов вероятность рекомбинации монотонно увеличивается с температурой. Можно непосредственно показать, как это сделано в диссертационной работе В. В. Румянцева, что с увеличением неравновесной концентрации носителей доминирующим механизмом рекомбинации становится излучательный процесс. Аналогичная методика анализа кинетики фотоотклика будет использована для получения оригинальных результатов при установлении доминирующего механизма рекомбинации в структурах с КЯ в главе 3.

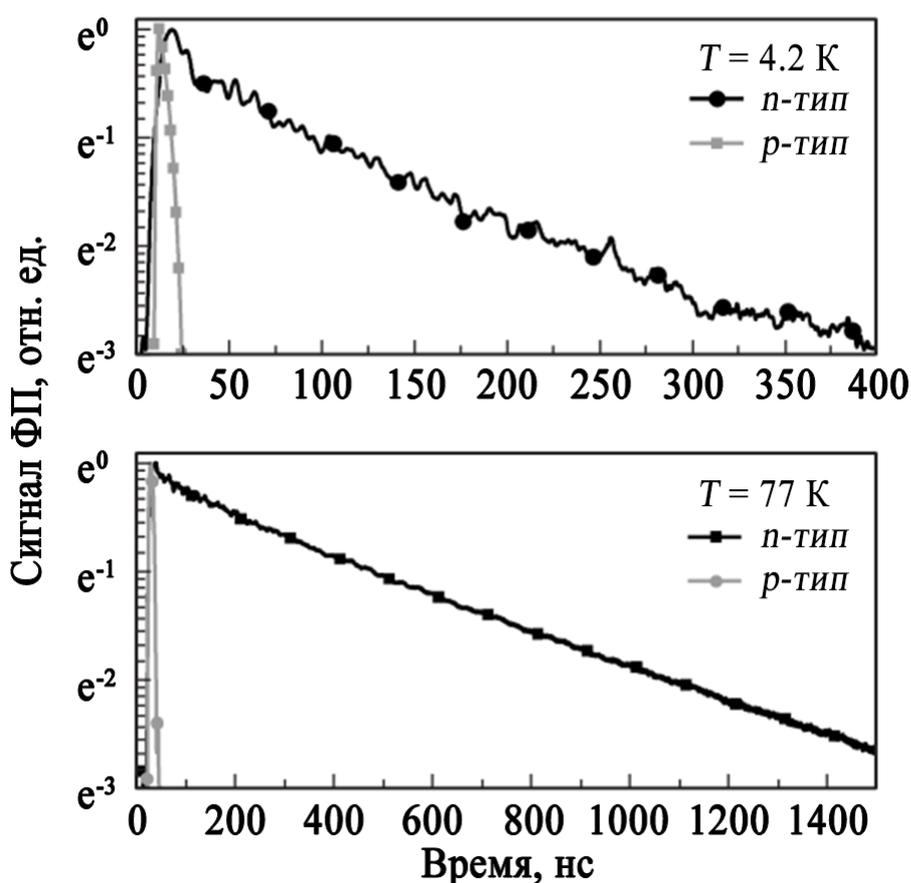


Рисунок 2.12 - Кинетика релаксации фотопроводимости образцов *n*- и *p*-типа объемного слоя HgCdTe с долей кадмия 19 % при температурах жидкого гелия и жидкого азота

Таким образом, в объемных пленках HgCdTe в условиях слабого возбуждения доминирующим механизмом рекомбинации носителей является рекомбинация ШРХ, проходящая через состояния примесей/дефектов. В образцах *n*-типа с малой остаточной концентрацией вакансий ртути времена излучательной рекомбинации и рекомбинации ШРХ сопоставимы, и с увеличением концентрации неравновесных носителей их время жизни в большей мере определяется излучательной рекомбинацией. Влияние излучательной рекомбинации проявляется сильнее в более широкозонных структурах, и, например, в образце № 120613 заметно даже в условиях «слабого» возбуждения. Отметим, что именно в этой структуре удалось обнаружить свидетельства усиления излучения вблизи длины волны 8 мкм [A5]. С увеличением концентрации вакансий при отжиге структур в атмосфере инертного газа, времена рекомбинации резко падают. Это иллюстрирует негативную роль вакансий и свидетельствует о том, что для реализации структур с *p-n* переходом, необходимых для классической схемы инжекционной накачки в лазерных структурах, вакансионное легирование непригодно. Тем не менее, поскольку вакансии ртути всегда присутствуют в материалах на основе HgCdTe, актуальность их изучения сохраняется, чему посвящена глава 4.

Необходимо отметить, что в ходе обсуждения кинетики релаксации ФП влияние оже-рекомбинации затрагивалось слабо. Подробно этот механизм будет рассмотрен в главе 5 применительно к исследованиям стимулированного излучения в структурах с КЯ. Здесь же отметим, что из-за сильной зависимости скорости оже рекомбинации от концентрации неравновесных носителей, этот механизм в любом случае становится доминирующим³ в условиях достаточно сильного возбуждения, необходимого при исследованиях СИ, однако при этом характерные времена жизни носителей становятся малы по сравнению с временным разрешением используемой методики. Несмотря на это, оже-

³ Или по меньшей мере сравнимым по скорости с плазмонной рекомбинацией, которую я здесь не рассматриваю.

рекомбинация, проявляется, например, при исследовании спектров ФЛ (в виде насыщения интенсивности ФЛ с ростом мощности накачки), и, предположительно, является основной причиной температурного гашения ФЛ.

Таким образом, в главе представлены исследования спектров фотолюминесценции и фотопроводимости эпитаксиальных пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($0.152 \leq x \leq 0.23$). Межзонная ФЛ наблюдается на длинах волн от 36 до 6 мкм в диапазоне температур от 18 до 200 К. Полуширина линии ФЛ составляет около 6 мэВ ($4 kT$) при 18 К и приближается к теоретическому пределу $1.8kT$ при более высоких значениях температуры. В наиболее узкозонных пленках кроме полос ФП, связанных с межзонными переходами, наблюдались линии, связываемые с «мелкими» акцепторами, в качестве которых выступают, как будет показано в главе 4, вакансии ртути.

Надежное обнаружение сигнала ФЛ в объемных структурах до 36 мкм свидетельствует о высокой однородности и низкой концентрацией дефектов в исследуемых структурах, что также подтверждается резкими границами спектров ФП и измерениями времени жизни носителей в условиях сильного возбуждения. В объемных структурах излучательная рекомбинация доминирует над оже-рекомбинацией при относительно невысоких концентрациях неравновесных носителей, которые можно оценить как $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Тем не менее, малый порог оже-рекомбинации существенно увеличивает её вероятность, особенно при высоких температурах, и препятствует развитию СИ в объемных пленках при высокой интенсивности возбуждения, требуя перехода к низкоразмерным структурам.

Глава 3. Фотопроводимость и фотолюминесценция в среднем и дальнем ИК диапазонах в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe

Данная глава посвящена экспериментальному исследованию оптических свойств гетероструктур с КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ при различных температурах с помощью спектроскопии ФП и ФЛ (в том числе разрешенных по времени) в среднем и дальнем ИК диапазонах. Сравнение результатов исследований, приведенных в данной главе, с результатами аналогичных исследований эпитаксиальных пленок твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, представленных в главе 2, показывает вклады эффектов размерного квантования, флуктуаций ширины КЯ и качества гетерограниц в уширение спектральных линий межзонной ФЛ и «размывание» края межзонной ФП. Данные исследования были обусловлены и необходимостью проследить изменения в эффективности межзонной ФЛ при переходе от объемных слоев КРТ к КЯ для определения перспективности структур с КЯ в качестве материала для межзонных излучателей среднего и дальнего ИК диапазонов. Исследования кинетики релаксации ФЛ и ФП гетероструктур с КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ позволили определить плотности мощности оптической накачки, необходимые для получения межзонной инверсии населенностей в этих структурах. Приведенные в настоящей главе экспериментальные данные дополнены расчетами энергий уровней размерного квантования, времени жизни и усиления для различных концентраций неравновесных носителей в исследуемых структурах. Основное внимание в настоящей главе уделено изучению «волноводных» структур с КЯ, которые содержат массив КЯ, выращенных внутри широкозонных слоев CdHgTe (подробнее см. главу ниже), формирующих диэлектрический волновод. Данные структуры были специально сконструированы и выращены для получения стимулированного излучения, исследованию которого посвящены главы 5 и 6.

3.1 Исследуемые структуры

Все структуры, исследованные в данной главе, были выращены методом МЛЭ на полуизолирующей подложке GaAs (013). Как и в случае объемных слоев, на подложке последовательно выращивались буферный слой ZnTe толщиной 50 нм, затем релаксированный буфер CdTe толщиной около 5 или 10 мкм. Непосредственно на этом CdTe буфере выращивался нижний барьерный слой $\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ ($y \sim 0.7$), затем квантовая яма $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с небольшим содержанием кадмия x (от 0 до 0.2), верхний барьер $\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ с $y \sim 0.7$, и покровный слой CdTe (Рисунок 3.1). Толщина КЯ как правило находилась в диапазоне от 5 до 30 нм (см. таблицу 3.1).

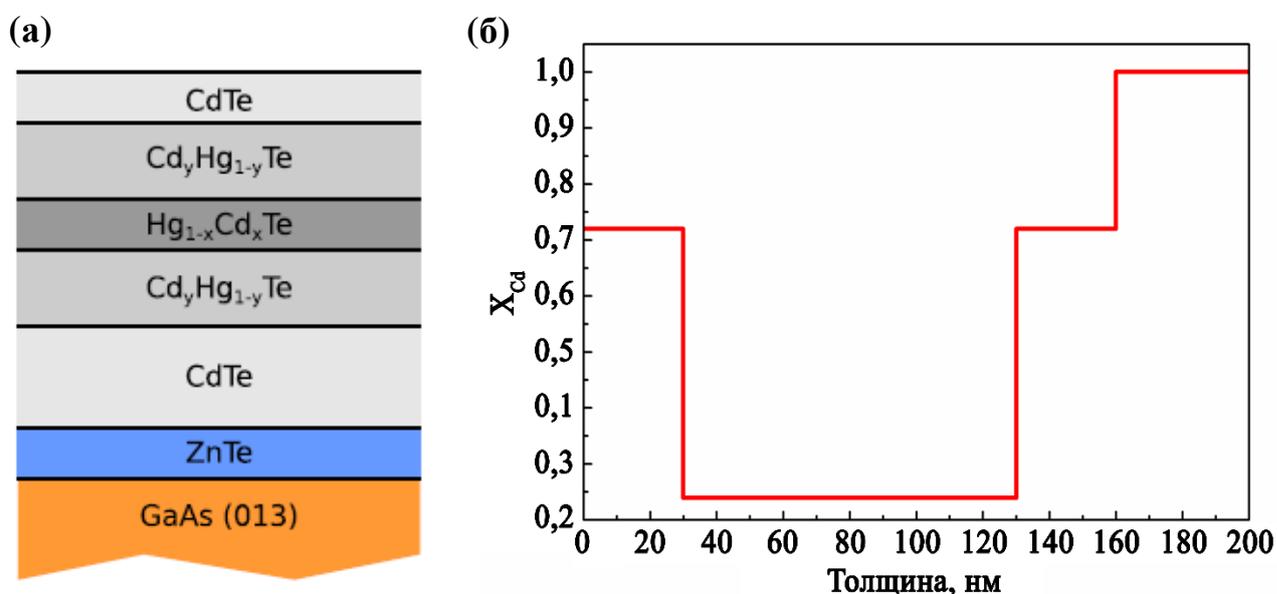


Рисунок 3.1 - (а) Обобщенная схема структуры; (б) Распределение состава твердого раствора в исследуемых гетероструктурах с квантовыми ямами на примере образца № 100628

Помимо структур с одиночными КЯ, были выращены и исследованы «волноводные» структуры, т.е. структуры, в которых массив от 5 до 20 КЯ был окружен толстыми волноводными слоями с высоким (50 % - 70 %) содержанием кадмия, близким к содержанию кадмия в барьерах (Рисунок 3.2). Поскольку в данной работе исследования стимулированного излучения проводились на

структурах без резонатора, и стимулированное излучение возникало за счет однопроходного усиления, в дальнейшем в отношении этих структур будем употреблять термин «волноводные», хотя следует отметить, что при изготовлении зеркал на гранях образца такие структуры будут представлять собой полноценные лазерные «чипы» с оптической накачкой. Для реализации диэлектрического волновода в длинноволновом диапазоне требуются весьма толстые слои широкозонного КРТ (до 10 мкм), поэтому в отличие от одиночных КЯ процесс роста проходил с переменной скоростью - быстрый рост волноводных слоев, для которых не столь важна однородность состава, сменялся на медленный рост в активной области, где необходимо строгое соответствие толщин КЯ и состава барьеров для получения требуемой ширины запрещенной зоны. Кроме того, в волноводных структурах толщина технологического буфера CdTe была увеличена до 10 мкм для улучшения локализации излучения в пределах активной области. Параметры КЯ в волноводных структурах приведены в Таблице 3.2.

Таблица 3.1 - Параметры структур с одиночными КЯ $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$.
 Обозначения: x – доля кадмия в КЯ, y – доля кадмия в барьере, $d_{кя}$ – толщина КЯ

Номер структуры	x	y	$d_{кя}$, нм
110621	0	0.7	4.8
110622	0	0.65	5.6
100707-1	0.166	0.702	30
100708-1	0.154	0.646	30
091225-1	0.138	0.72	30
100628	0.239	0.72	100
160126	0	0.76	4.8

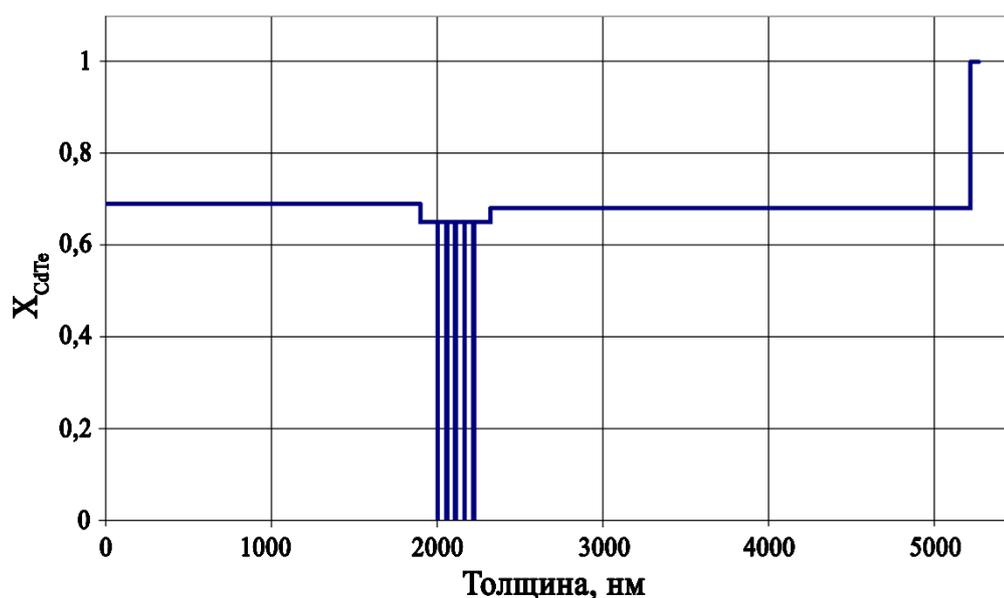


Рисунок 3.2 - Распределение состава твердого раствора в волноводной структуре с квантовыми ямами на примере образца № 161103

Таблица 3.2 - Параметры КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ в исследованных волноводных структурах (Y – доля кадмия в волноводе, $d_{\text{КЯ}}$ – толщина КЯ, X – доля кадмия в КЯ) и рассчитанные значения ширины запрещенной зоны E_g в мэВ и мкМ

Номер структуры	Y	$d_{\text{КЯ}}$, нм	X	E_g , мэВ	E_g , мкМ
141226	0.7	95	0.33	271.5	4.6
141227	0.7	40	0.345	291.4	4.3
150120	0.57	3.2	0	126.5	9.8
161103	0.65	2.8	0	169.9	7.3
161111	0.7	100	0.265	169.9	7.3
161222	0.63	6.1	0.108	110.3	11.2
170126	0.66	7.6	0.1	64.5	19.2
170127	0.66	7.4	0.105	81.8	15.2
170130	0.66	7.8	0.08	59.5	20.8
170202	0.60	7.3	0.1	84.3	14.7

3.2 Расчет зонного спектра структур с квантовыми ямами

Для анализа результатов экспериментальных исследований, в частности для *ex situ* уточнения ростовых параметров КЯ было необходимо использовать расчеты законов дисперсии носителей ввиду достаточно сложной зависимости зонного спектра КЯ от параметров ямы и барьерных слоев.

Теоретические исследования зонной структуры КЯ HgTe/CdHgTe проводились в ИФМ РАН с использованием гамильтониана Кейна 8×8 в качестве оператора кинетической энергии. Расчет зонного спектра КЯ был выполнен в четырехзонной модели с использованием метода огибающих функций. В этом случае электронная волновая функция находится в виде разложения по базису из блоховских волновых функций на краях КЯ ($k = 0$):

$$\Psi(r) = \exp(ik_x x + ik_y y) \sum_j F_j(z) u_j(r) \quad (3.2.1)$$

Функции $u_j(r)$ выбирались в соответствии с работой [175] и считались одинаковыми для КЯ и барьерных слоев. Огибающие функции $F_j(z)$ искали как решения стационарного уравнения Шредингера. Необходимо учитывать, что исследуемые гетероструктуры выращены на кристаллографической плоскости с нетривиальной ориентацией (013). Для этого случая гамильтониан, учитывающий встроенные напряжения, получен в соответствии с работой [176]. Зависимости параметров Гамильтониана от состава x твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, считались линейными для всех параметров кроме ширины запрещенной зоны, для которой использовалась формула из [42].

Расчеты огибающей волновой функции были выполнены методом разложения по плоским волнам. Для проведения численных расчетов функции огибающей и соответствующей энергии электронов структура представлялась в виде сверхрешетки слабозаимодействующих КЯ. Период решетки L выбирался с тем, чтобы взаимодействие КЯ не оказывало заметного влияния на энергетический спектр отдельной КЯ.

На рисунке 3.3 представлены расчеты энергии основных подзон размерного квантования для электронов и дырок в двух различных структурах. В первом случае это структура с КЯ из чистого HgTe, с шириной ямы 4.2 нм, а во втором - более широкая КЯ из твердого раствора Hg_{0.87}Cd_{0.13}Te. Как показывает рисунок 3.3, перестройка спектра с температурой в этих структурах происходит по-разному. Если при 4.2 К ширина запрещенной зоны в обеих структурах одинакова, то уже при 77 К в КЯ из бинарного материала запрещенная зона на 5 мэВ превышает соответствующее значение в более широкой КЯ. Такое поведение похоже на зависимость ширины запрещенной зоны от температуры, наблюдаемую в объемных пленках: как и в узкозонных твердых растворах, где скорость роста E_g с температурой становится больше с уменьшением содержания кадмия, в КЯ с меньшим содержанием кадмия энергия основного межзонного перехода быстрее растет с увеличением температуры.

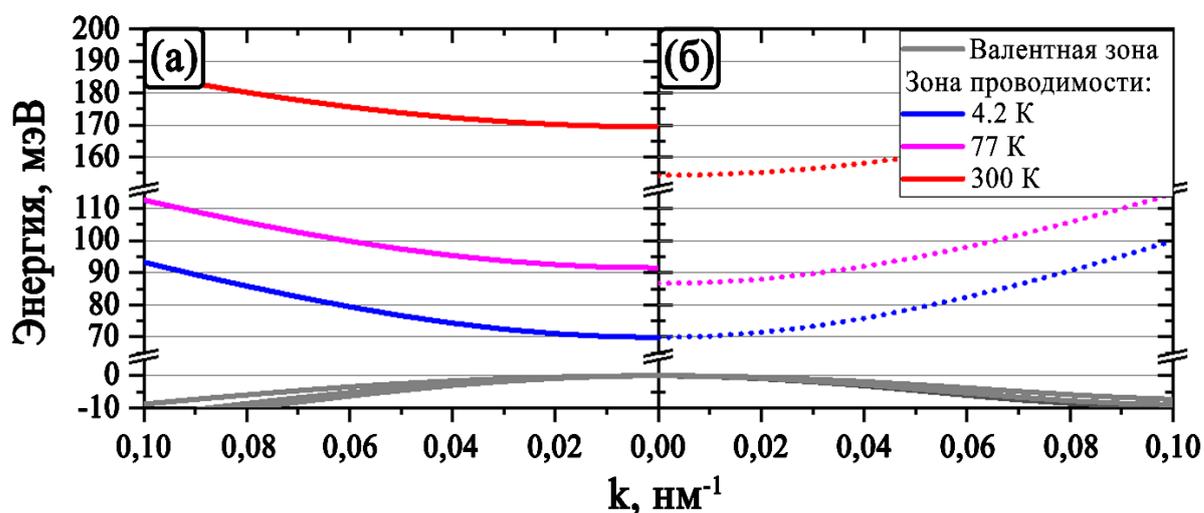


Рисунок 3.3 - Энергетический спектр основных подзон для структур с различным составом КЯ: (а) – КЯ HgTe/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te толщиной 4.2 нм (сплошные кривые), (б) – КЯ Hg_{0.87}Cd_{0.13}Te/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te толщиной 11.3 нм (пунктирные кривые) при $T=4.2$ К, $T=77$ К и $T=300$ К

В приведенном выше примере расхождение в зависимостях энергетического спектра от температуры в разных структурах достаточно мало, поэтому определение его с помощью спектроскопии ФП требует высокой точности

измерений. В наиболее коротковолновых образцах с массивом КЯ удается проводить измерения спектров ФП вплоть до комнатной температуры, что существенно повышает точность определения параметров КЯ. Таким образом, температурные измерения ФП, сопровождаемые расчетами, позволяют установить состав и ширину КЯ. Для этого производится подгонка расчетных параметров структуры таким образом, чтобы ширина запрещенной зоны соответствовала экспериментальным данным во всем диапазоне температур.

3.3 Спектроскопия фотопроводимости и фотолюминесценции структур с квантовыми ямами на основе HgCdTe

Переход от объемного материала к КЯ, требуемым для создания активной среды для лазеров, приводит к перестройке энергетического спектра носителей, вид которого оказывается существенно различным даже в КЯ с одинаковой шириной запрещенной зоны. Благодаря инвертированному зонному спектру составов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x < 0.168$, одинаковую ширину запрещенной зоны можно получить в структурах с различным дизайном. Важно подчеркнуть, что небольшие различия в параметрах структур приводят к существенной разнице в их оптических свойствах, в первую очередь эффективности межзонной эмиссии, что связано с тем, что основные механизмы рекомбинации и внутренних потерь в структуре заметно отличаются из-за различий в законе дисперсии носителей. Таким образом, детальная характеристика структур является принципиально важной для интерпретации наблюдаемых времен жизни и поиска путей оптимизации дизайна активной области. Как показали предварительные исследования, в выращиваемых КЯ из номинально бинарного HgTe наблюдалось наличие остаточного кадмия. Для однозначного определения параметров структуры (в первую очередь ширины КЯ и концентрации кадмия в ней) был применен комплекс методов, включающих просвечивающую электронную микроскопию [А6], вторично-ионную масс-спектрографию, рентгеноструктурный анализ, спектроскопию ФП и ФЛ [А6, А8, А9], а также магнитопротекания [А6]. Результаты показали, что несмотря на

удовлетворительное согласие параметров структур, определяемых из первых трех методов, требуемую точность характеристики обеспечивают только оптические методы, в основном спектроскопия ФП в сочетании с исследованиями магнитопротекания в сильных магнитных полях. Основным выводом проведенных исследований по характеристике структур является наличие хорошего соответствия ширины КЯ данным *in situ* эллипсометрии, в то время как поправка к содержанию кадмия может составлять до 10 % [А6].

На рисунке 3.4 представлен типичные для структур Hg(Cd)Te/CdHgTe с КЯ (в дальнейшем просто КЯ) спектры ФП. В данной случае ширина запрещенной зоны составляет около 70 мэВ. Помимо полосы межзонных переходов, которая, как и в объемных пленках, смещается в сторону коротких длин волн с ростом температуры, на спектрах при 4.2 К заметны полосы фотоотклика около 25 мэВ, которые не наблюдаются при температуре жидкого азота. Данные полосы в спектрах ФП при низких температурах наблюдались практически во всех исследуемых структурах с КЯ (в некоторых случаях для «активации» этих полос необходима подсветка структуры коротковолновым излучением). Как показывают теоретические исследования состояний «мелких» акцепторов в КРТ, а также сравнение с результатами исследования спектров ФП и ФЛ объемных эпитаксиальных слоев, эти полосы связаны с состояниями остаточных акцепторов. Подробно их свойства будут описаны в главе 4 настоящей работы.

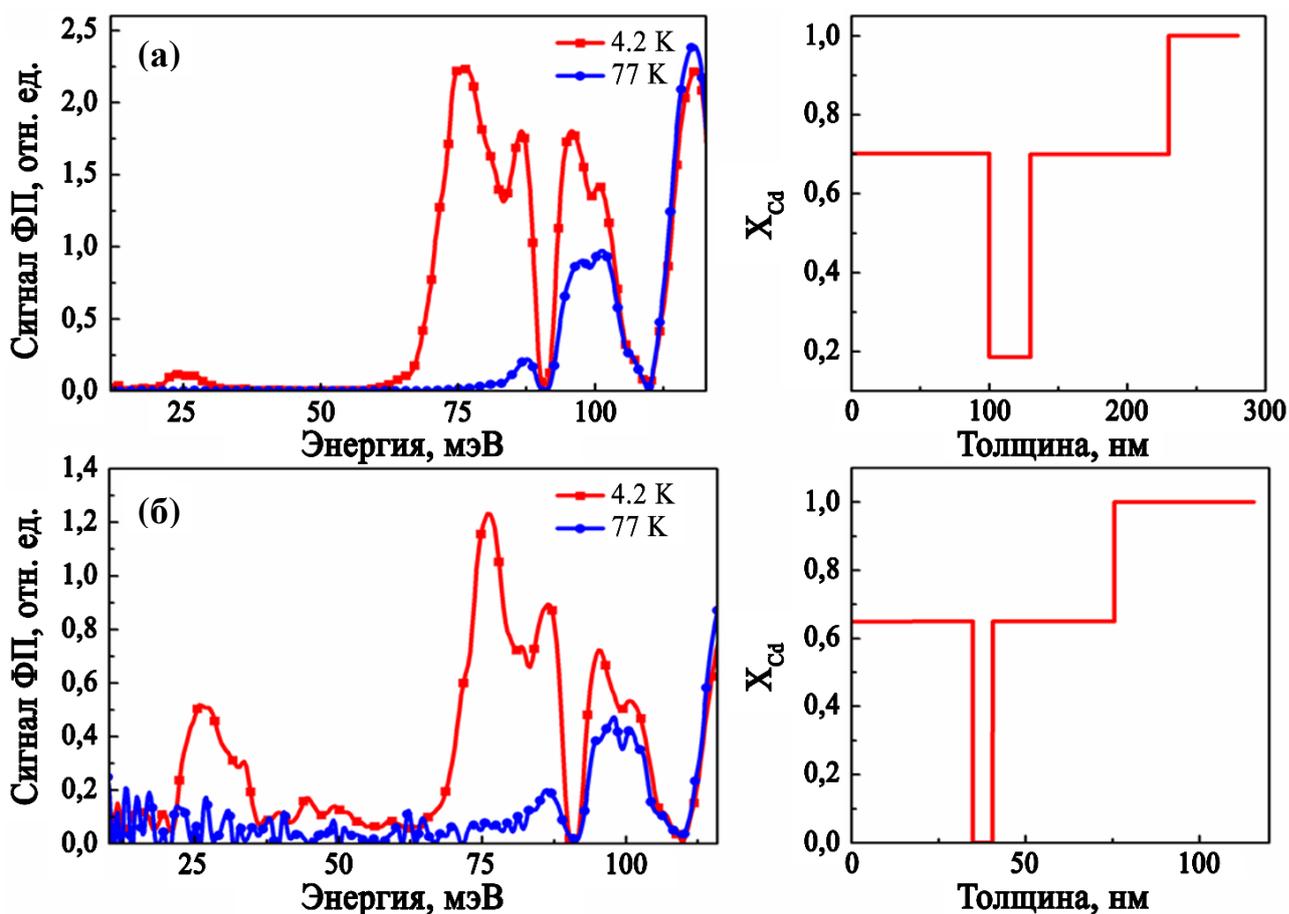


Рисунок 3.4 - Спектры ФП структур с КЯ: (а) № 100707-1, (б) №110622. Спектры не нормированы. Провалы на частотах 680 см^{-1} , 720 см^{-1} и 880 см^{-1} обусловлены используемыми фильтром и светоделителем. Справа приведены дизайны структур

Изначально предполагалось, что рост гетероструктур с КЯ из чистого HgTe позволит решить проблему флуктуации состава, характерную для твердых растворов HgCdTe (считалось, что контролировать толщину КЯ проще, чем состав твердого раствора, а флуктуации состава материала в барьерах слабо отражаются на энергии межзонных переходов в КЯ. Кроме того, характерная для КЯ более резкая зависимость плотности состояний от энергии кванта также должна способствовать более резкому «профилю» красной границы ФП.) Тем не менее, как было показано в предыдущей главе, резкость длинноволнового фронта фотоотклика в объемных структурах преимущественно ограничена фундаментальными факторами, в то время как во всех структурах с КЯ полоса

межзонных переходов на спектрах ФП характеризуется менее резким длинноволновым краем, чем в спектрах ФП объемных пленок. Введенная по аналогии с объемным случаем, энергия Урбаха, описывающая резкость края, составляет 1.5 – 6.5 мэВ и имеет тенденцию к увеличению с уменьшением ширины КЯ (Рисунок 3.5) [A2]. Резкость длинноволновой границы спектров ФП в волноводных, т.е. в структурах с большим (5 – 20) количеством КЯ также несколько хуже, чем в структурах с одиночными КЯ. Тем не менее, в структурах с толщиной КЯ более 5 нм «размытие» красной границы примерно одинаково для всех ростовых серий, и не отличается для структур, излучающих на более коротких длинах волн (5-10 мкм) и свыше 10 мкм, несмотря на то, что более длинноволновые структуры требуют более толстых волноводных слоев для локализации излучения и, соответственно, были выращены с переменной скоростью. Как было впоследствии установлено, край межзонной ФП хорошо согласуется с положением линии стимулированного излучения для всех структур. Таким образом, несмотря на то, что степень неоднородности параметров структур с КЯ хуже, чем в объемных пленках, даже в самых узких КЯ (см. главы 5 и 6) не являются главным фактором, ограничивающим получение стимулированного излучения.

Параметры структуры в некоторых случаях удавалось определить и по единственному спектру ФП, если на спектре хорошо различимы переходы между более высокоэнергетичными подзонами размерного квантования. Пример такого спектра представлен на рисунке 3.6. Преимуществом такого метода является минимальное температурное размытие границы наблюдаемых переходов (если измерения проводятся при температуре жидкого гелия), что позволяет с высокой точностью определить параметры исследуемых структур. В то же время, и в этом случае из-за большой вариативности возможных параметров КЯ при одной и той же энергии основного перехода как правило требуется либо заранее знать приблизительные параметры структуры (определенные с помощью других методов, например магнитооптических измерений), либо выполнить измерения спектров ФП при нескольких температурах, в частности для того, чтобы правильно

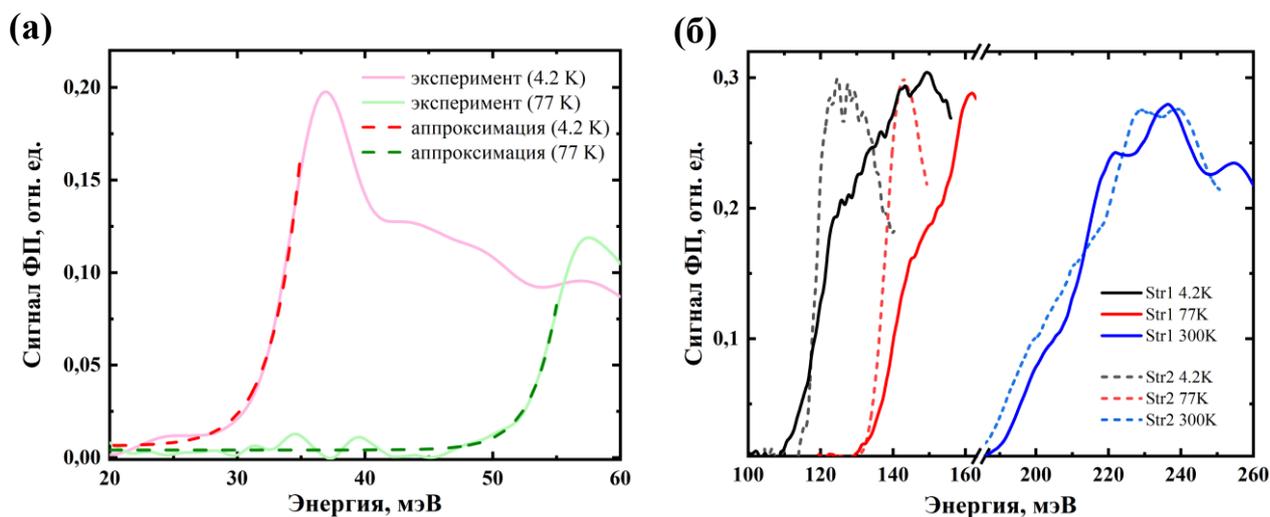


Рисунок 3.5 - (а) Спектры ФП структуры № 170331 при различных температурах и аппроксимация их длинноволнового края экспоненциальной функцией; (б) Спектры ФП структур № 150120 (Str1) и № 161222 (Str2) при различных температурах. Видна разница в резкости красной границы для структур с шириной КЯ 3.2 (Str1) и 6.1 нм (Str2), см. таблицу 4.1

идентифицировать межзонные переходы и «отделить» их от часто встречающихся особенностей, связанных с резонансными состояниями акцепторов. Например, на рисунке 3.6 по температурному сдвигу хорошо обнаруживаются как основной переход, обозначаемый как $v1 - c1$, так и переход из второй подзоны валентной зоны $v2$ во вторую подзону зоны проводимости $c2$ при тех же параметрах структуры, которые соответствуют наблюдаемому положению красной границы (сдвиг края «ступеньки» для перехода $v2-c2$ меньше, чем основного, так как подзоны с большой энергией в меньшей степени изменяют свое положение с температурой), в то время как спектральное положение особенности вблизи 75 мэВ стабильно по температуре и не соответствует расчетным энергиям межзонных переходов. Это является аргументом в пользу примесной природы наблюдаемых переходов и позволяет связать их с остаточными акцепторами. Как показали расчеты, выполненные Козловым Д.В. для данной структуры энергия ионизации однократно ионизованной вакансии ртути, расположенной в КЯ, действительно соответствует 75 мэВ. Особенность, связанная с этим центром, проявляется и в спектрах ФЛ, где она также не смещается с температурой (Рисунок 3.7).

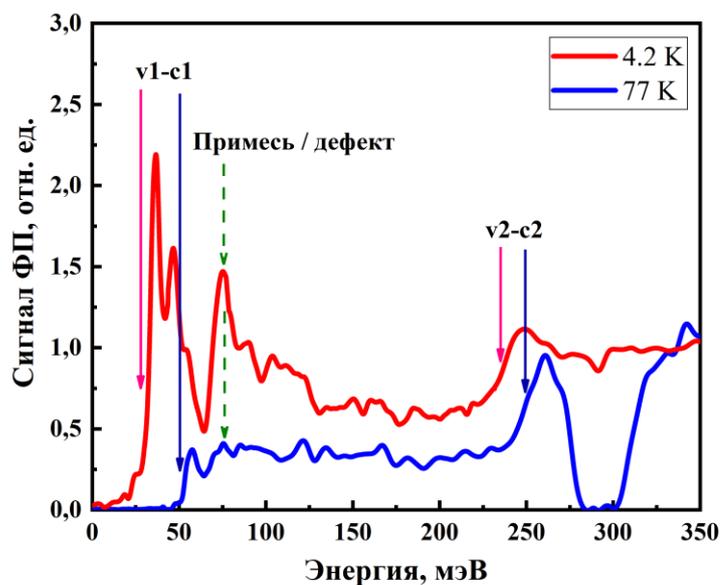


Рисунок 3.6 - Спектр ФП структуры с КЯ № 170331 при температуре жидкого гелия и жидкого азота. Стрелками обозначены энергии переходов, полученные на основании расчетов зонного спектра. Подписи обозначают уровни квантования электронов (с1..сn) и дырок (v1..vn), участвующие в переходе

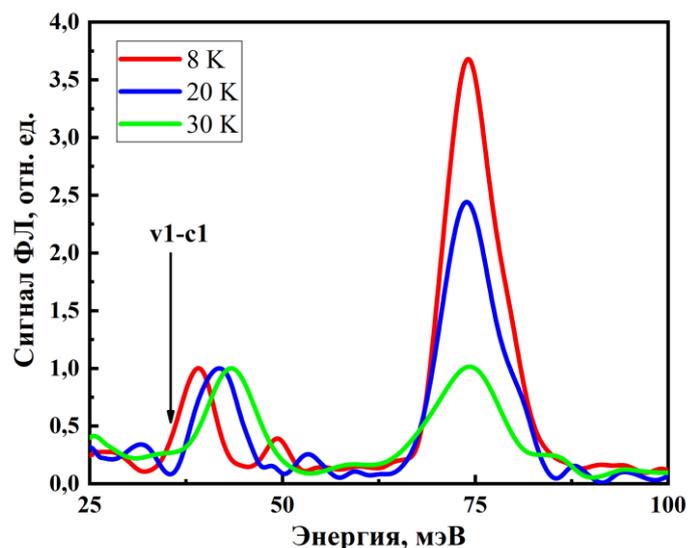


Рисунок 3.7 - Спектры ФЛ при различных температурах для образца № 170331 (отнормированы таким образом, чтобы амплитуда сигнала межзонной ФЛ была равна 1). Стрелкой указано положение основного межзонного перехода при 4.2 К, определенное из спектров ФП

Спектроскопия ФЛ может в равной степени применяться для характеристики гетероструктур с КЯ, что особенно актуально для тех образцов, для которых

требуется характеристика без нанесения контактов. В случае ФЛ удается наблюдать только основной переход в КЯ, поэтому определение ростовых параметров КЯ возможно только по температурной зависимости, однако температурный диапазон измерений может быть очень широким – от 8 К до комнатной температуры. Возможность использования спектроскопии ФЛ при высоких температурах является следствием слабого температурного гашения ФЛ [A7, A8], которое отмечается и другими группами [63] в структурах с КЯ на основе HgCdTe, выращенных методом МЛЭ.

Характеризация волноводных структур является важной задачей, так как с одной стороны непосредственно в этих структурах необходимо достичь оптимальных условий для генерации стимулированного излучения, а с другой стороны высокая скорость роста, большое число КЯ и большие толщины дополнительных волноводных слоев могут повлиять на оптическое «качество» структуры из-за особенностей технологии роста. Поэтому для характеристики волноводных структур был использован комплексный подход, включающий в себя измерения спектров фотопроводимости и фотолюминесценции в зависимости от температуры. Отдельно хочется отметить методику измерений ФЛ при комнатной температуре. Дело в том, что структуры с узкими КЯ как правило обладают заметным разбросом ширины запрещенной зоны по площади структуры. Это приводит к тому, что параметры одного образца, отколотого от общей подложки, могут отличаться от других образцов, относящихся к той же структуре. Этот факт может оказывать прямое влияние на оптическое качество образцов и негативно влиять на стимулированное излучение. Если в исследуемом образце присутствует большой градиент ширины запрещенной зоны, это приводит к размытию коэффициента усиления и меньшей излучательной способности такого образца. Исследования спектров ФЛ при комнатной температуре существенно облегчают работу со структурами. Главным достоинством этого метода является возможность реализовать эксперимент в открытой установке, когда образец закрепляется не внутри криостата, а на металлическом радиаторе. Благодаря сочетанию этого

фактора и высокой светимости образцов, существенно повышается скорость проведения измерений. В наиболее качественных структурах общее время, необходимое на запись спектра и смену образца, составляет всего несколько минут.

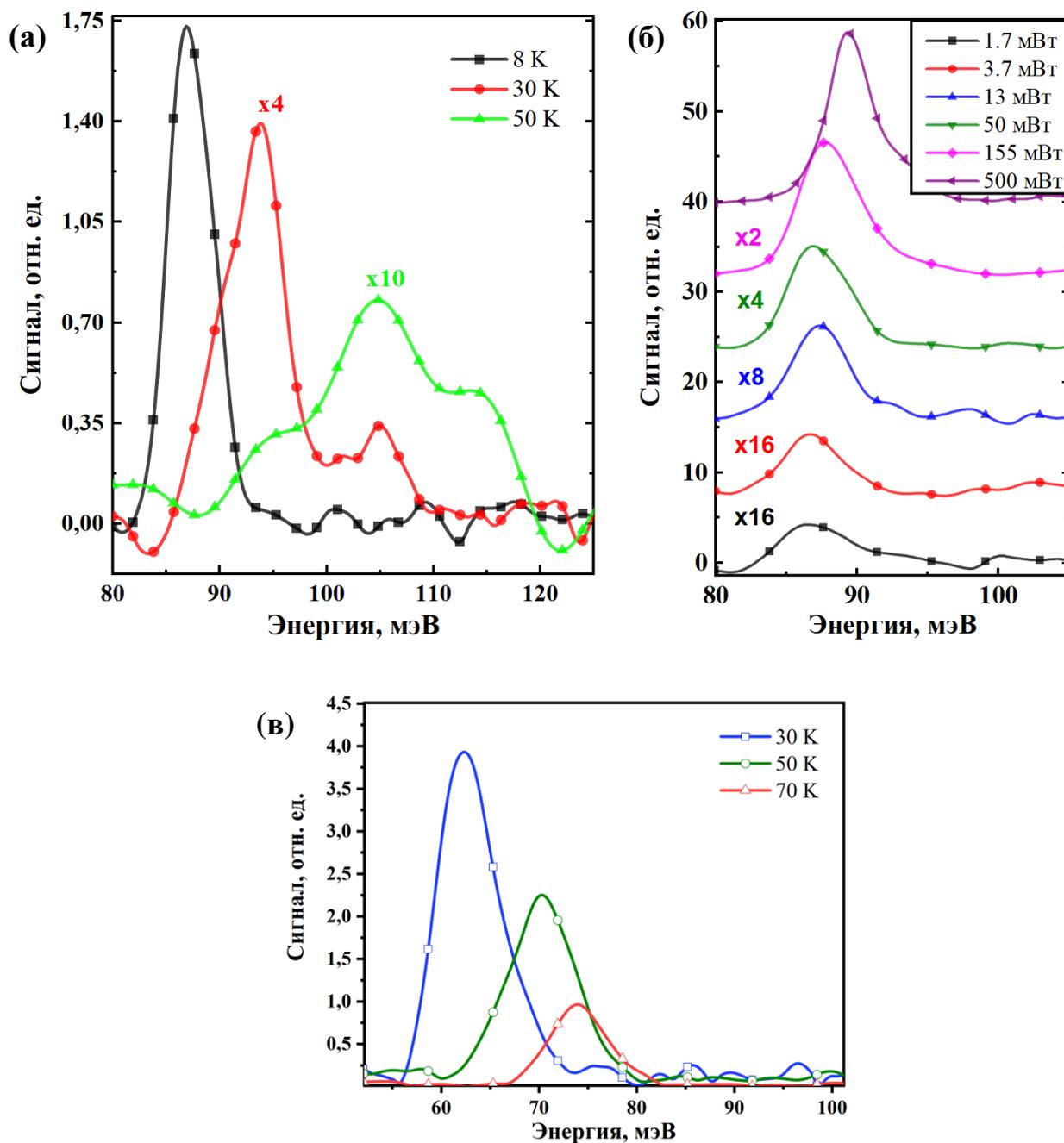


Рисунок 3.8 - (а) Спектры ФЛ структуры № 170127 (см. таблицу 3.2) при различных температурах и (б) для $T = 8$ К при различных мощностях возбуждения непрерывным лазером с длиной волны 808 нм; (в) Спектры межзонной ФЛ структуры № 160126 при мощности возбуждения 300 мВт. Диаметр лазерного пучка 3 мм

Это позволяет проводить серии измерений и составлять для каждой из структур «топографическую карту» - зависимость ширины запрещенной зоны образца от его расположения на ростовой пластине. Такой подход позволяет превратить потенциально негативный эффект в дополнительный подстроечный параметр, который позволяет получить структуру с заданной шириной запрещенной зоны.

Как видно из приведенных рисунков, ширина спектра ФЛ даже в одиночных ямах значительно превышает теоретический предел для двумерного случая [А7-А9], который составляет $0.7k_B T$ за счет более резкого роста плотности состояний в КЯ по сравнению с объемным материалом. Таким образом, можно заключить, что степень неоднородности параметров структур КЯ в целом больше, чем у объемных пленок, что связывается с флуктуациями ширины КЯ. В лучших образцах ширина линии межзонной ФЛ составляет около 4 мэВ при температуре 8 – 20 К, типичное значение соответствует величинам 6 – 8 мэВ. Оцениваемый сверху масштаб неоднородного уширения энергии межзонного перехода составляет не более 8 мэВ, что меньше энергии квазиуровней Ферми, соответствующих началу усиления на межзонных переходах, соответствующих энергиям в диапазоне 15 – 20 мэВ. Последнее позволяет рассчитывать на умеренное влияние неоднородности структур на величину пороговой интенсивности накачки для генерации излучения. В этой связи основным фактором, ответственным за возможность генерации, становятся времена жизни носителей, определяющие пороговую плотность возбуждения для получения инверсии населенностей.

В качестве итога данного раздела приведем алгоритм характеристики структур, использованный перед непосредственным исследованием СИ:

1. Исследования ФЛ при комнатной температуре серии образцов для определения разброса ростовых параметров по площади структуры, отбор образцов для дальнейших исследований.
2. Исследования низкотемпературных спектров ФЛ для приблизительного определения ширины запрещенной зоне в структуре.

3. Исследования температурной зависимости ФЛ/ФП для определения параметров КЯ - ширины ямы и содержания кадмия.
4. Уточнение параметров КЯ путем исследования переходов на более высокие уровни размерного квантования, проявляющихся в низкотемпературных спектрах ФП.
5. Исследования кинетики релаксации ФП/ФЛ для определения основных рекомбинационных процессов; получение стимулированного излучения и исследование его характеристик.

3.4 Времена жизни и механизмы релаксации носителей заряда в структурах с квантовыми ямами

Исследования времен жизни в гетероструктурах HgCdTe с КЯ имеют решающее значение для определения перспективности таких структур в качестве длинноволновых источников излучения. Благодаря исследованиям времен жизни носителей в КЯ была обнаружена возможность достижения инверсии населенностей в структурах с КЯ, что в конечном счете определило вектор развития исследований, представленных в данной работе.

В режиме слабой накачки времена релаксации ФП в КЯ могут быть на порядок меньше, чем в объемных пленках со сравнимой энергией межзонных переходов. Так, для образца № 100707-1 (ширина запрещенной зоны при 4.2 К \approx 70 мэВ) время релаксации ФП составило порядка 100 нс при температуре $T = 77$ К и до ~ 10 нс при $T = 4.2$ К. Данные величины значительно уступают объемным пленкам с близкой шириной запрещенной зоны, в которой время жизни носителей достигает нескольких микросекунд. Времена релаксации ФП более узкозонных структур (например, № 100708-1) еще меньше и приближаются к пределу возможностей используемой методики кинетических измерений: они не превышают 10 нс как при азотных, так и при гелиевых температурах (Рисунок 3.9).

По-видимому, времена релаксации ФП при небольших концентрациях носителей в КЯ связаны, как и в случае с объемными образцами, с безызлучательной ШРХ-рекомбинацией. В пользу этого свидетельствует поведение кинетики фотоотклика с увеличением мощности возбуждения. В отличие от объемных пленок, в структурах с КЯ оно приводит к небольшому увеличению времени релаксации. Иными словами, рекомбинация электронов и дырок контролируется механизмом, скорость которого не уменьшается с ростом концентрации носителей, что характерно для рекомбинации ШРХ в пределе сильного возбуждения.

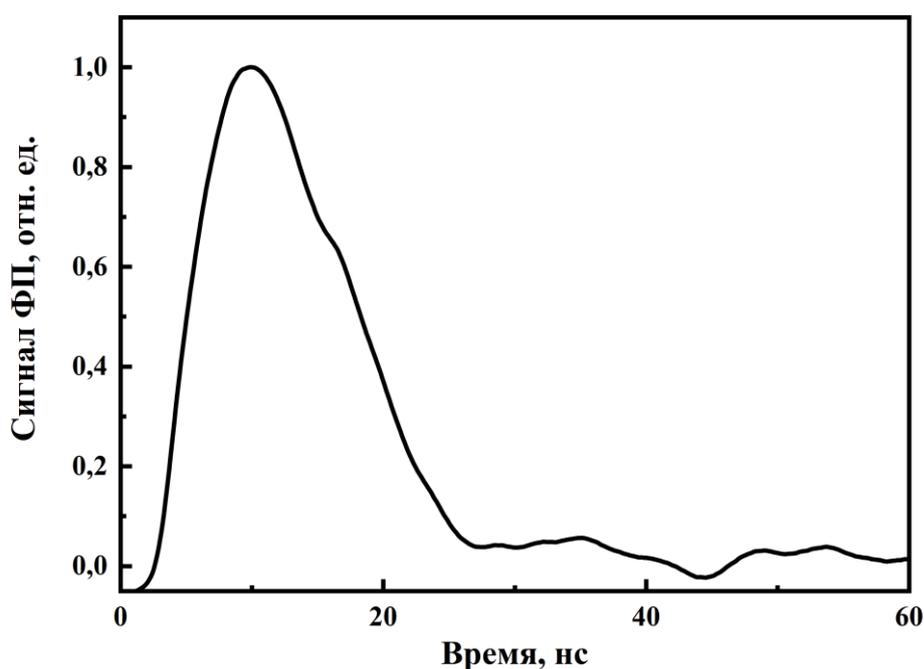


Рисунок 3.9 - Осциллограммы релаксации ФП для структуры № 100708 при фотовозбуждении с длиной волны 17 мкм при температуре 77 К

Ускорение рекомбинации ШРХ в 2D случае по сравнению с объемным материалом может быть качественно объяснено, во-первых, более быстрым захватом локализованных в КЯ носителей, а во-вторых, возможным наличием дополнительных центров безызлучательной рекомбинации, «группирующихся» у гетерограниц. Количественное описание этого вопроса еще только предстоит выполнить, так как оно требует детального изучения центров (в частности, расчета

или экспериментального определения темпов захвата на них), ответственных за рекомбинацию ШРХ в структурах с КЯ (в этом отношении см. следующую главу). Однако применительно к «излучающим» свойствам структур с КЯ более принципиальными являются именно вопросы о возможности насыщения механизма ШРХ в исследуемых КЯ и достижимых временах жизни носителей, а также о конкуренции излучательной и оже-рекомбинации в условиях большой концентрации носителей. Эти вопросы так или иначе должны быть решены экспериментально.

В более широкозонных структурах с КЯ темп рекомбинации ШРХ становится ниже, а скорость излучательной рекомбинации растет. Благодаря этому удалось добиться ситуации, когда релаксация носителей заряда практически полностью определяется излучательной рекомбинацией, другими словами, почти все неравновесные носители в КЯ рекомбинируют с испусканием фотона.

Темп излучательной рекомбинации определяется квадратом неравновесной концентрации при высоком уровне возбуждения из-за участия двух частиц в акте излучения фотона. Для времени излучательной рекомбинации можно записать

$$\tau_{RR} = \frac{1}{(n_0 + p_0 + \Delta n)B} \quad (3.4.1)$$

где n_0 , p_0 – равновесные «темновые» концентрации электронов и дырок, а B – константа, не зависящая от концентрации. Решая уравнение

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau_{RR}} \quad (3.4.2)$$

получаем

$$\Delta n(t) = \frac{\Delta n(0)(n_0 + p_0)}{(n_0 + p_0 + \Delta n(0))\exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) - \Delta n(0)} \quad (3.4.3)$$

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

экспоненту на начальном участке зависимости $1/\Delta n(t)$, получим линейную функцию, соответствующую гиперболическому участку спада концентрации [122].

На рисунке 3.10 показана кинетика релаксации ФП структуры № 150120 при температуре 77 К. Видно, что осциллограмма фотоотклика не спрямляется в логарифмическом масштабе, так как начальная концентрация носителей $1.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ значительно превышает темновую $\sim 1.2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ (определена по измерениям эффекта Холла). При этом зависимость концентрации от времени близка к предсказываемой для излучательной рекомбинации выражением (3.4.3) во всем интервале измерений. С увеличением начальной концентрации такая зависимость сохраняется, переходя в протяженный участок гиперболического спада, вплоть до возникновения СИ [A10, A11]. Вводя безразмерную концентрацию

$$N(t) = \frac{\Delta n(t)}{n_0 + p_0}, \quad N_0 = N(0), \quad (3.4.4)$$

получаем

$$1 + \frac{1}{N(t)} = \left(1 + \frac{1}{N_0}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right). \quad (3.4.5)$$

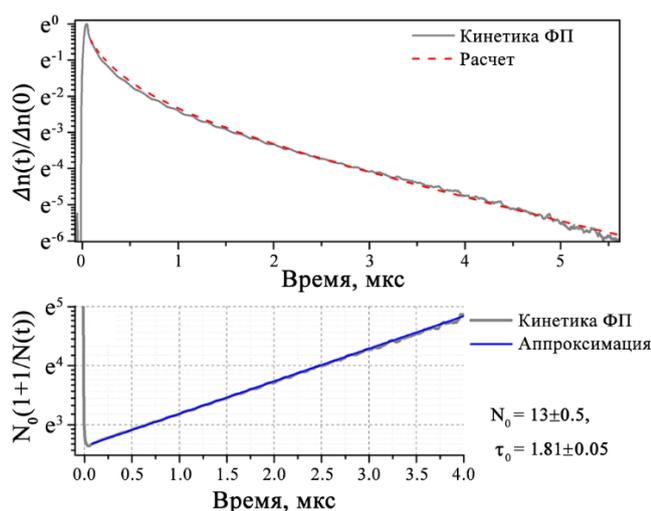


Рисунок 3.10 - Кинетика ФП структуры № 150120 в логарифмическом масштабе в сравнении с результатами расчетов динамики неравновесной концентрации за счет излучательной рекомбинации. Внизу представлена кинетика ФП в спрямляющих координатах и ее аппроксимация выражением (3.4.5)

Экспериментальные данные на рисунке 3.10 хорошо аппроксимируются выражением (3.4.5). На рисунке 3.10 пунктиром показан результат точного расчета динамики спада неравновесной концентрации по механизму излучательной рекомбинации, выполненный Алешкиным В. Я. без подгоночных параметров.

При высоких концентрациях носителей, характерных для лазерных структур в режиме инверсии, наиболее важным процессом безызлучательной рекомбинации является оже-рекомбинация. Этот процесс часто также называют ударной рекомбинацией, поскольку он обратен ударной ионизации носителей при межзонном пробое. В оже-процессе энергия рекомбинации электрон-дырочной пары передается третьему носителю, и, поскольку данный процесс является трехчастичным, его темп пропорционален кубу неравновесной концентрации Δn (в случае мощной оптической накачки, когда величина Δn значительно превышает темновую концентрацию как электронов, так и дырок). Таким образом, можно ожидать, что при увеличении концентрации носителей скорость оже-рекомбинация нарастает быстрее, чем для излучательных процессов. Тем не менее, необходимость выполнения законов сохранения энергии и квазиимпульса при оже-процессе приводит к возникновению энергетического порога для оже-рекомбинации [122]. Пороговая энергия E_{th} определяется как минимальная суммарная кинетическая энергия трех частиц, при которой возможен оже-процесс, не нарушающий законы сохранения [177]. Для параболических зон электронов и дырок с эффективными массами m_e и m_h соответственно она составляет

$$E_{th} = \frac{m_e}{m_e + m_h} E_g \quad (3.4.6)$$

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

непараболичность. Важно, что в исследуемых КЯ реализуется квазирелятивистский закон дисперсии с гиперболической зависимостью энергии частиц от квазиимпульса. Для чисто релятивистского закона оже-рекомбинация полностью запрещена законами сохранения энергии-импульса, что легко качественно понять из геометрического построения множества межзонных и внутризонных переходов (Рисунок 3.11).

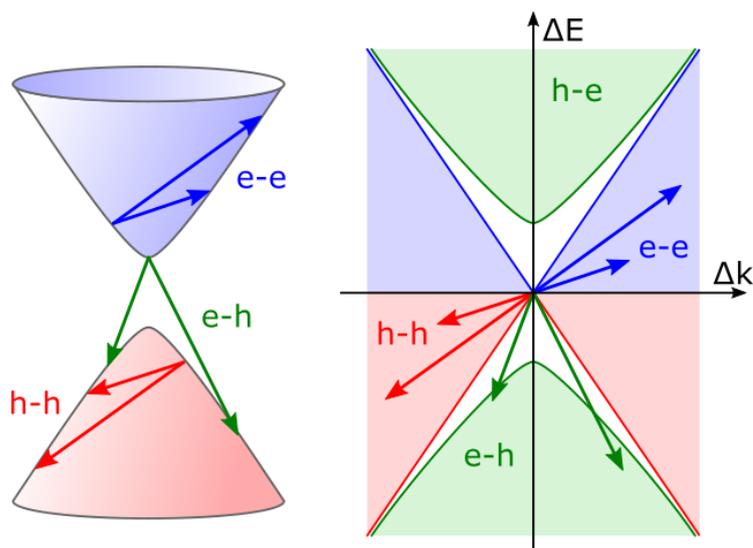


Рисунок 3.11 - Иллюстрация невозможности выполнения законов сохранения энергии-квазиимпульса при релятивистском законе дисперсии электронов и дырок: в координатах $(\Delta k, \Delta E)$ не существует пары из межзонного перехода (всевозможные переходы обозначены зеленой областью) и внутризонного перехода (красная область для дырок и синяя для электронов), удовлетворяющей требованию антиколлинеарности, которое следует из законов сохранения энергии и квазиимпульса (отсутствуют пересечения зеленой области с красной или синей)

Увеличение концентрации кадмия в КЯ приводит к резкому изменению динамики носителей заряда. На рисунке 3.12 приведены кинетики ФП структур № 161222 и № 150120 с близкими ширинами запрещенной зоны (см. рисунок 3.5). Изменение параметров структуры приводит к смене доминирующего канала рекомбинации с излучательного на оже-процесс с соответствующим укорочением времени жизни носителей [А6, А8]. Как будет показано далее, это связано с уменьшением пороговой энергии оже-рекомбинации с участием двух электронов и дырки из-за поднятия боковых максимумов в первой валентной подзоне с

увеличением концентрации кадмия в КЯ. Плотность состояний в боковых максимумах велика по сравнению с окрестностью Γ -точки, и находящиеся в них дырки могут участвовать в оже-процессе, так как они обладают кинетической энергией выше пороговой.

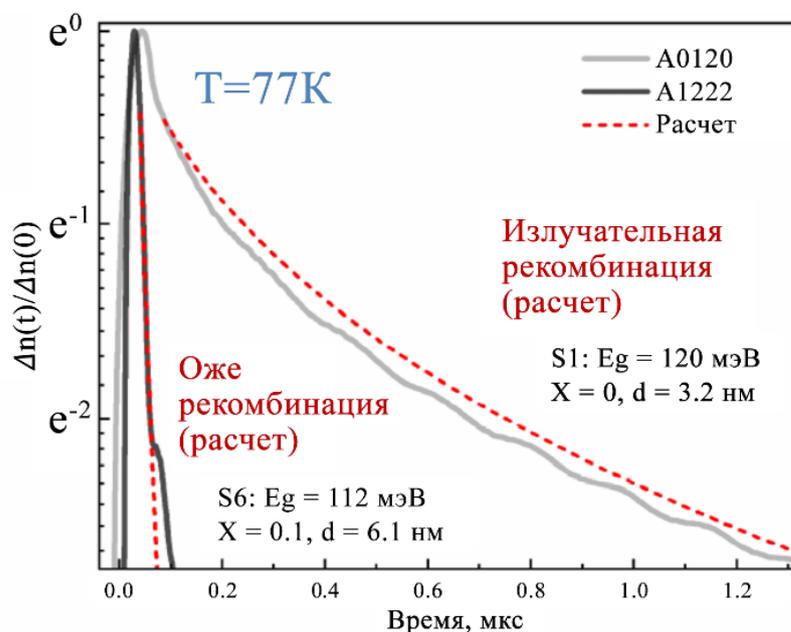


Рисунок 3.12 - Сравнение кинетик ФП структур № 161222 и № 150120 и соответствующие результаты расчетов динамики неравновесной концентрации за счет оже- и излучательной рекомбинации, соответственно

Очевидно, что для насыщения канала рекомбинации ШРХ требуется значительная концентрация неравновесных носителей, достигнуть которой в условиях измерения кинетики релаксации ФП при «длинноволновом» возбуждении с помощью генератора разностной частоты (ГРЧ) не всегда удается ввиду низкого коэффициента поглощения КЯ. Тем не менее, так как в широкозонных КЯ время релаксации ФП не уменьшается с ростом накачки, а, напротив, слегка увеличивается, можно предположить, что механизм рекомбинации ШРХ должен быть насыщен при дальнейшем увеличении концентрации носителей, например, в условиях, когда их генерация осуществляется не только в КЯ, но и в барьере, что приводит к дополнительному росту концентрации в КЯ за счет инжекции из барьеров.

При таком подходе, тем не менее, описанная схема измерений релаксации ФП перестает быть удобной методикой для исследований времени жизни носителей в КЯ, так как кинетика «интегральной» ФП содержит вклад и фотоотклика от барьерных слоев (который в том числе может быть другого знака). Кроме того, изменение подвижности горячих носителей, инжектируемых из барьеров, по мере «остывания» функции распределения будет также отражаться на сигнале ФП, приводя к ошибкам в интерпретации спада ФП как релаксации неравновесной концентрации носителей. В этом случае более наглядным и информативным методом изучения рекомбинации носителей оказывается спектроскопия ФЛ, разрешенная по времени.

На рисунке 3.13 в качестве примера представлена кинетика спектров ФЛ для структур с одиночными КЯ № 100707-1 и № 110621 из работы [А7]. Накачка структур производилась импульсами Nd:YAG лазера фирмы «Solar» на длине волны 1064 нм с максимальной пиковой интенсивностью на образце 1 МВт/см². Состав твердого раствора в барьерах для двух структур одинаков и составляет ~ 0.7, но структура № 110621 содержит узкую (4.8 нм) яму из чистого HgTe, а структура № 100707-1 – относительно широкую яму (30 нм) из твердого раствора HgCdTe.

Наиболее длинноволновая линия ФЛ (линия 1) соответствует межзонным переходам в КЯ. Остальные линии связываются с оптическими переходами в барьерах. Коротковолновая линия 3, «обрезанная» со стороны высоких частот оптическим фильтром, соответствует длинноволновому «хвосту» межзонных переходов в барьерных слоях, в то время как линия 2 связана переходами с участием глубоких центров. Схема, поясняющая механизм наблюдаемых переходов, представлена на рисунке 3.14, а кинетики соответствующих линий на рисунке 3.15. Линия межзонной ФЛ из барьеров характеризуется наиболее быстрым спадом.

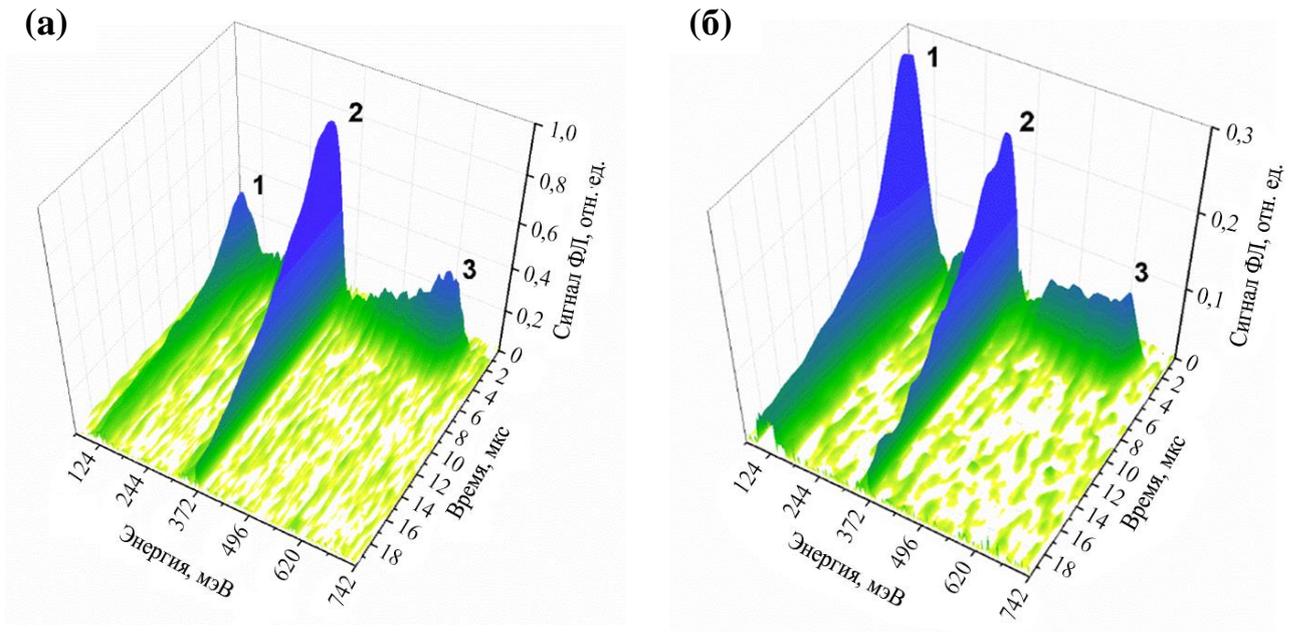


Рисунок 3.13 - Спектры ФЛ, разрешенные по времени для структур (а) №100707-1, (б) №110621 при температуре 18 К

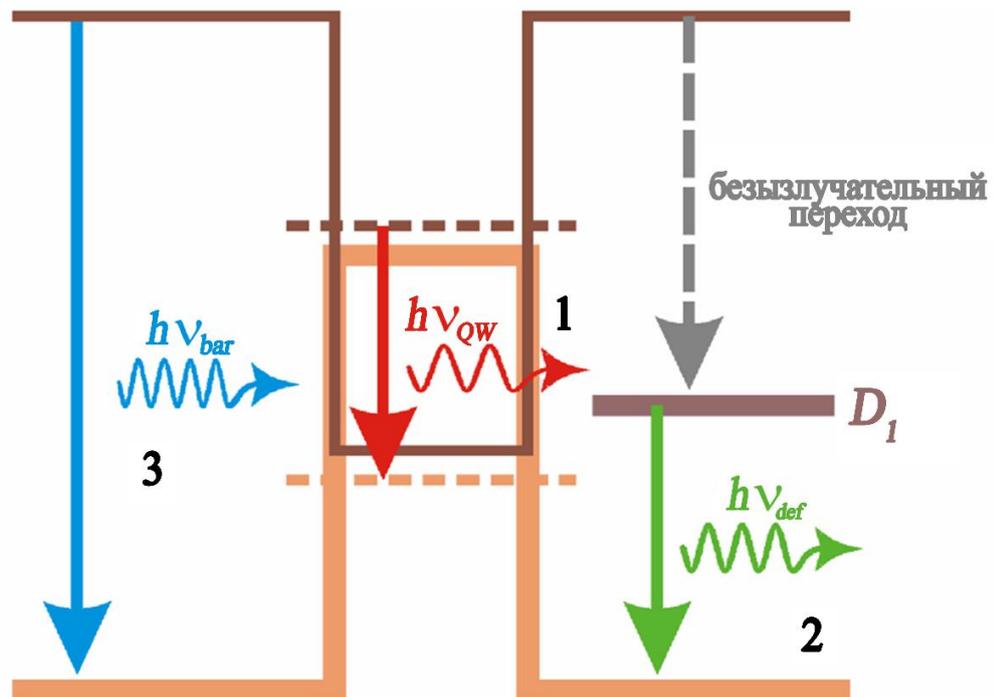


Рисунок 3.14 - Схема излучательных переходов, ответственных за возникновение линий ФЛ 1 – 3 на рисунке 3.15

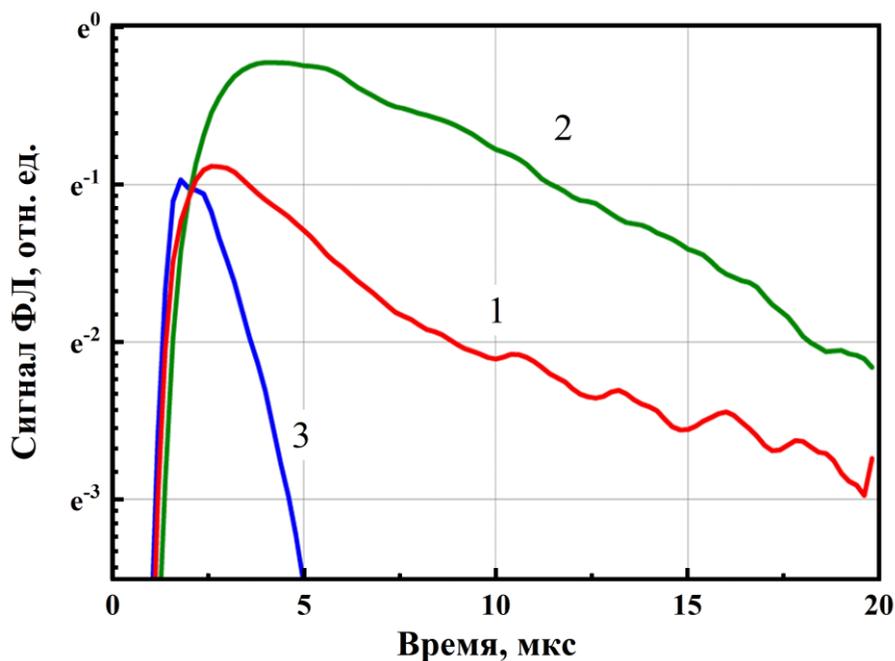


Рисунок 3.15 - Кинетики различных линий ФЛ для образца № 100707-1 при температуре 18 К

Видно, что пока в спектре видна линия ФЛ 3, соответствующая переходам в барьере, линия ФЛ 2, связанная с глубокими центрами растет по интенсивности, т.е. глубокие центры захватывают носители, пока последние присутствуют в барьерах. Линия 1, которая отвечает межзонному переходу между состояниями в КЯ, также имеет большее характерное время нарастания, которое по всей видимости отражает поступление носителей из барьера в КЯ, однако из-за быстрой межзонной рекомбинации при высокой концентрации носителей спад интенсивности ФЛ в линии 1 начинается раньше, чем линии 2. На основе приведенных данных можно сделать два основных вывода. Во-первых, в исследуемых структурах присутствуют состояния глубоких центров, которые достаточно эффективно захватывают носители и в случае волноводных структур с толстыми обкладочными слоями и большим количеством КЯ могут препятствовать инжекции носителей в КЯ. Данное предположение качественно подтвердилось при исследовании стимулированного излучения в таких структурах. Как будет показано далее, наилучшие условия для возникновения СИ возникают при «подбарьерной» накачке, когда поглощение излучения идет только в КЯ. Во-

вторых, для линии 1 время спада ФЛ составляет единицы микросекунд и практически не меняется с увеличением температуры до 100 К [А7]. Следует, однако, отметить, что данное время спада сигнала ФЛ достигается при накачках близких к максимальным ~ 1 МВт/см². Действительно, здесь с увеличением мощности накачки в структурах в КЯ растет и наблюдаемое время релаксации. Это хорошо видно на рисунке 3.16: для образца № 100707-1 при пятикратном увеличении мощности накачки время спада ФЛ увеличивается вдвое. Такое нетипичное поведение показывает, что механизм ШРХ действительно может быть насыщен в исследуемых КЯ. Большое время жизни носителей позволяет «накапливать» носители в яме и создает благоприятные условия для возникновения инверсии населенностей и получения стимулированного излучения⁴.

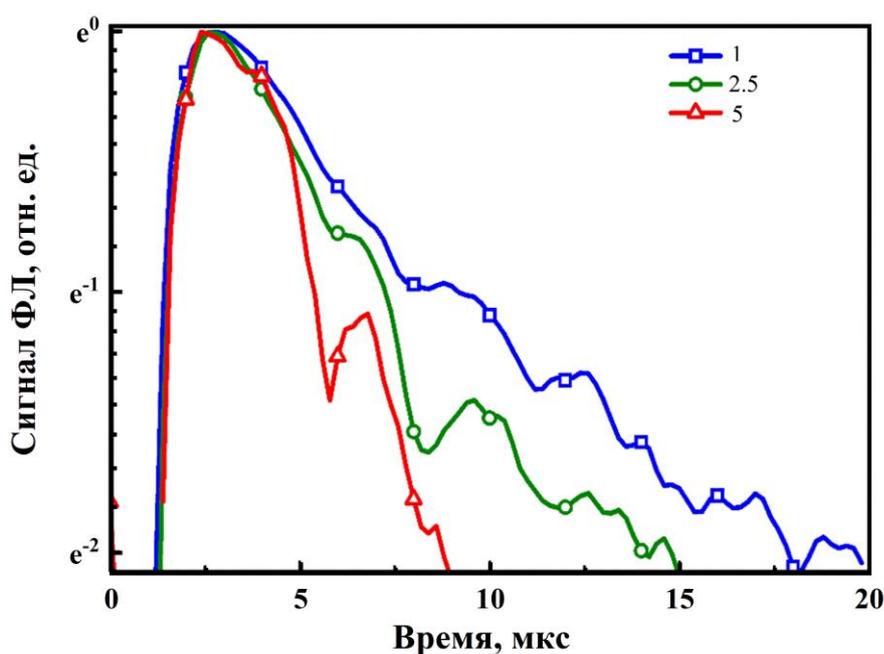


Рисунок 3.16 - Кинетика ФЛ для образца № 100707-1 при температуре 18 К и различных интенсивностях накачки (приведено число раз, в которое интенсивность накачки меньше максимально возможной для данного источника)

⁴ В спектрах ФЛ структур с одиночными ямами СИ не могло быть получено в связи с отсутствием в них волновода для длинноволнового излучения. Действительно, толщина активного слоя с узкозонным составом Hg_{1-x}Cd_xTe (4 – 30 нм) и соответственно, большим показателем преломления, почти на три порядка меньше характерной длины волны для межзонных переходов (10 мкм), и её недостаточно для удержания излучения в активной области.

В структурах с меньшей энергией основного межзонного перехода время жизни носителей ожидаемо уменьшается под влиянием безызлучательных механизмов рекомбинации, из-за чего временного разрешения методики исследования кинетики фотоотклика становится недостаточно для измерения времен рекомбинации в наиболее узкозонных структурах. Для исследования времен жизни в суб-наносекундном диапазоне были проведены исследования методикой «накачка-зондирование» (pump-probe) в терагерцовом диапазоне с помощью лазера на свободных электронах (ЛСЭ; длительность импульса излучения 10 пс) в Исследовательском центре Дрезден-Россендорф при различной длине волны возбуждения. В ходе эксперимента динамика пропускания образца измеряется за счет изменения временной задержки между импульсами накачки и зондирующим импульсом. В условиях интенсивного возбуждения, когда зона проводимости и валентная зона заполнены неравновесными носителями, скорость межзонной рекомбинации можно оценить по временной динамике пропускания на длине волны немного короче края фундаментального поглощения.

На рисунке 3.17 представлены результаты исследований «накачка-зондирование» в структуре № 100708-1. Структура содержит одну КЯ $\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}/\text{Hg}_{0.17}\text{Cd}_{0.83}\text{Te}$ толщиной 30 нм, выращенную на подложке GaAs с буфером CdTe толщиной 5 мкм. Кинетика пропускания имеет два характерных временных масштаба - начальный участок быстрого спада и сменяющее его медленное затухание. Время медленного затухания превосходит максимально доступное время задержки, однако измерения релаксации ФП позволяют оценить его как величину порядка 10 нс. Минимальное время, наблюдаемое в условиях данного эксперимента на участке быстрого начального спада, составляет 100 пс [A12]. Несмотря на то, что эта величина на несколько порядков ниже, чем в структурах с большей шириной запрещенной зоны, падающую на образец интенсивность оптического возбуждения с длиной волны 1 мкм для достижения требуемой для межзонного усиления концентрации можно оценить как 10 кВт/см².

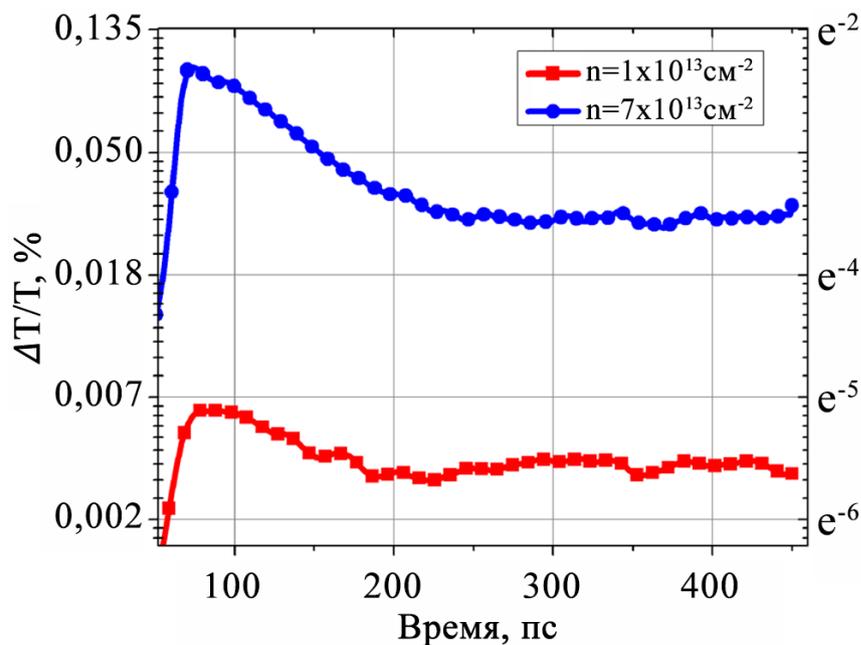


Рисунок 3.17 - Кинетика пропускания структуры с одиночной КЯ с шириной запрещенной зоны 20 мэВ при 5.5 К, полученной методом накачка-зондирование; длина волны возбуждающего излучения 42 мкм. В легенде указано число фотонов на единицу площади в падающем на образец импульсе излучения

Таким образом, достигнутое в последние годы существенное улучшение качества технологии МЛЭ роста гетероструктур с КЯ на основе узкозонных твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, а также полученные при экспериментальных и теоретических исследованиях большие значения времен жизни в таких гетероструктурах создают предпосылки для разработки длинноволновых лазеров на основе КРТ и делают задачу об изучении стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{CdyHg}_{1-y}\text{Te}$ в диапазоне длин волн λ более 5 мкм (предельная длина волны когерентного излучения полученная в HgCdTe ранее) актуальной.

Глава 4. Исследование точечных дефектов в структурах HgCdTe методами спектроскопии в дальнем ИК диапазоне

Отдельное направление работы было посвящено исследованию состояний акцепторов, наблюдаемых в спектрах ФП и ФЛ как в эпитаксиальных пленках твердого раствора КРТ, так и в гетероструктурах с КЯ. Универсальность наблюдаемых в спектрах особенностей (их наличие в образцах *p*-типа и *n*-типа эпитаксиальных слоев и КЯ) и их наличие в намеренно не легированных образцах позволила довольно быстро связать их с вакансией ртути – двойным акцептором, всегда в некоторой концентрации присутствующим в КРТ из-за слабости связи Hg-Te. В наиболее узкозонных структурах на основе КРТ реализуется ситуация, при которой энергия связи мелкого акцептора сравнима с шириной запрещенной зоны, а может и превосходить ее. В последнем случае состояние акцептора попадает в континуум зоны проводимости и становится резонансным. Двухзарядовость вакансий ртути дополнительно осложняет интерпретацию экспериментальных данных, т.к. энергия ионизации для таких состояний зависит от того, является ли данный центр однократно ионизованным или нейтральным.

Как уже отмечалось в главе 1, исследованию примесных центров в КРТ посвящено значительное число работ (см. например [65, 66, 100, 101, 102, 138, 139, 148, 151, 153, 155, 178, 179, 180, 181, 182, 183]), однако полной ясности в отношении энергетического спектра остаточных акцепторов в КРТ нет, хотя наблюдаемые особенности почти всегда связываются авторами с вакансиями ртути. Встраиваясь в кристаллическую решетку HgTe, атом ртути отдает в валентную зону два электрона. Таким образом, каждая вакансии ртути означает недостаток в валентной зоне двух электронов, т.е. эффективно создает две дырки. Кроме того, отсутствие иона ртути в соответствующем месте решетки приводит к появлению добавки к периодическому потенциалу кристаллической решетки, описывающейся в приближении эффективной массы как потенциал точечного отрицательного заряда, равного по величине двум зарядам электрона. Таким

образом, вакансия ртути описывается как двухвалентный (двойной) акцептор, который может находиться в трех зарядовых состояниях: A_2^0 , A_2^{-1} , A_2^{-2} (здесь с центром связаны две, одна и ни одной дырки, соответственно). Проводя аналогию с атомом гелия, можно сделать вывод, что энергия ионизации первой дырки с акцептора должна быть меньше за счет экранировки кулоновского поля остова второй (остающейся на центре) дыркой. Таким образом, наличие вакансий ртути в твердом растворе должно приводить к появлению двух особенностей на спектрах поглощения, ФП и ФЛ с разными энергиями ионизации. В некоторых работах высказывались предположения, что вакансия ртути представляет собой центр с отрицательной энергией Хаббарда, т.е. утверждалось, что энергия отрыва первой дырки от вакансии ртути больше, чем второй [65]; при этом наличие такого эффекта зависело от состава твердого раствора [178], но это предположение не подтвердилось в дальнейших исследованиях.

В настоящей работе примесно-дефектные центры в объемных эпитаксиальных слоях КРТ и гетероструктурах на основе КРТ с КЯ исследовались по особенностям в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) и фотопроводимости (ФП) в дальнем инфракрасном диапазоне. Если состояния таких центров оказываются в запрещенной зоне, то они проявляются себя как полосы, расположенные в гораздо более длинноволновой области, нежели край межзонных переходов в спектрах ФЛ и ФП. Если же уровни примесей и дефектов оказываются резонансными, т.е. попадают в континуум зоны проводимости, то примесно-дефектные линии наблюдаются на фоне межзонных переходов.

В данном разделе приведены результаты исследований объемных эпитаксиальных слоев КРТ, выращенных методом МЛЭ на подложках GaAs (образцы № 110330, № 120210, № 120613, № 120621) и Si (образцы № 151012, № 150901) в направлении (013) (см. таблицу 2.1). Изначально структуры были не легированы и обладали (остаточной) проводимостью n -типа; проводимость же p -типа возникала именно за счет «вакансионного легирования»: при отжиге структур в атмосфере инертного газа происходит образование вакансий ртути при выходе

атомов последней из структуры, что создает избыточную концентрация акцепторов над исходной донорной примесью.

4.1 Особенности спектров фотопроводимости эпитаксиальных слоев HgCdTe n- и p-типа в дальнем ИК диапазоне, обусловленные остаточными акцепторами

На рисунке 4.1 представлены спектры ФП КРТ структур после отжига в атмосфере инертного газа: № 110330р, № 120210р, № 120613р, № 120621р, № 151012р, № 150901р p–типа с шириной запрещенной зоны от 38 мэВ (структура № 110330р) до 95 мэВ (структура № 120621р) [A13]. Доля кадмия в образцах приведена в подписи к рисунку 4.1. В представленных спектрах структур красная граница полосы ФП, связанной с межзонными переходами, смещается в коротковолновую область с увеличением доли кадмия в твердом растворе. Кроме ФП, связанной с межзонными переходами, в представленных на рисунке 4.1 спектрах имеются особенности, положение которых слабо зависит от состава образцов:

- Особенность 1 – полоса около 6 – 12 мэВ, наблюдается в спектрах структур № 110330р, № 120210р, № 151012р и № 150901р.
- Особенность 2 – полоса около 20 мэВ, наблюдается в спектрах всех исследуемых структур.
- Особенность 3 – полоса около 27 мэВ, наблюдается в спектрах структур № 110330р, № 120210р, № 120621р.
- Особенность 4 – узкая линия около 36 мэВ, наблюдающаяся в спектрах структур № 120613р и № 120621р. По положению в спектре и по ширине эта линия 4 совпадает с полосой остаточных лучей в подложке GaAs, поэтому она связывается с усилением сигнала ФП в структуре за счет его почти полного отражения от подложки. Это подтверждается и тем, что в спектрах ФП структур, выращенных на подложке из кремния, линия 4 отсутствует.

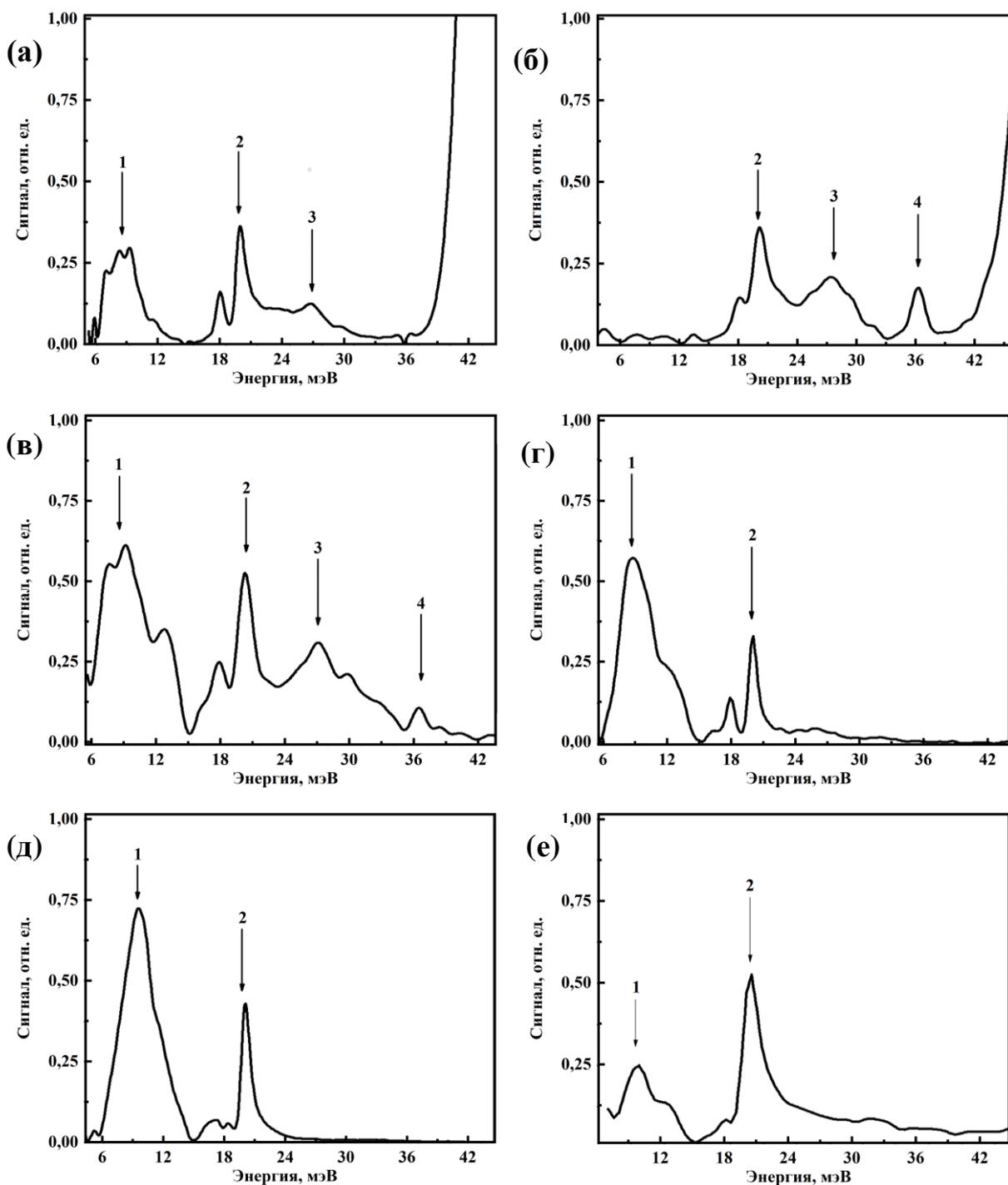


Рисунок 4.1 - Спектры ФП эпитаксиальных КРТ пленок *p*-типа с разным содержанием Cd, выращенные на разных подложках, измеренные при $T = 4.2$ К: (а) № 110330 – GaAs подложка, $x_{Cd} = 0.190$; (б) № 120210 – GaAs подложка, $x_{Cd} = 0.191$; (в) № 120621 – GaAs подложка, $x_{Cd} = 0.23$; (г) № 151012 – Si подложка, $x_{Cd} = 0.23$; (д) № 120613 – GaAs подложка, $x_{Cd} = 0.22$; (е) № 150901 – Si подложка $x_{Cd} = 0.295$

Поскольку при отжиге увеличивается число вакансий ртути, то по крайней мере некоторые из обнаруженных особенностей должны быть связаны с вакансиями ртути. Изначально исследуемые образцы обладали проводимостью n -типа, т.е. до отжига концентрация доноров превосходила суммарную концентрацию всех акцепторов. При отжиге структур создаются дополнительные акцепторные центры, на которых рекомбинируют электроны, связанные с донорами, в то время как оставшиеся дырки распределяются по акцепторным состояниям. При этом электронами компенсируются в первую очередь уровни самых мелких акцепторов, затем более глубоких центров. На самых мелких центрах, с ионизацией которых связана линия 1, дырки останутся только при условии, что концентрация таких центров (N_{A1}) окажется больше концентрации доноров (N_d). Таким образом, линия 1 наблюдается в спектре ФП, если концентрация центров, с возбуждением которых она связана, стала после отжига больше концентрации доноров. Для интерпретации наблюдаемых спектров необходимо рассмотреть, как вакансия ртути участвует в формировании спектров фотопроводимости.

Как уже отмечалось, вакансия ртути как двухвалентный акцептор может находиться в трех зарядовых состояниях: A_2^0 , A_2^{-1} , A_2^{-2} , когда с центром связаны соответственно две, одна и ни одной дырки. Наблюдаемыми величинами являются энергии ионизации A_2^0 – центра (обозначим её E_1) и энергия ионизации A_2^{-1} центра (обозначим её E_2). Рассмотрим A_2^0 центр, т.е. акцептор, с которым связаны две дырки. В нижнем энергетическом состоянии эти две дырки имеют одинаковую энергию связи (обозначим её E). Тогда, энергия двух дырок на A_2^0 центре будет равна $-2E$. Чтобы оторвать одну дырку от A_2^0 центра нужно затратить энергию E_1 , т.е. $-2E + E_1 = -E_2$, где E_2 обозначает энергию дырки на A_2^{-1} центре. Следовательно, $E = (E_2 + E_1)/2$. Энергия E строго меньше, чем E_2 , поскольку в случае A_2^{-1} центра дырка взаимодействует только с отрицательным ионом акцептора, а в случае A_2^0 центра потенциальная энергия каждой дырки складывается из энергии взаимодействия с ионом и с другой дыркой, и такое взаимодействие уменьшает

энергию связи. Т.е. $E = (E_2 + E_1)/2 < E_2$, а значит $E_1 < E_2$. Оторвать первую дырку от двухвалентного акцептора легче, чем вторую. Из этого следует, что при наличии полностью ионизованных акцепторов A_2^{-2} , двум дыркам энергетически выгоднее заполнить состояния на разных акцепторных центрах, а не на одном.

Иногда описывать состояния центра удобнее «на языке электронов». Тогда A_2^0 центр не занят электронами, и, чтобы ионизовать его, нужно забросить на него электрон из валентной зоны. Для этого нужно затратить энергию, равную энергии ионизации A_2^0 центра (E_1). В результате заброса частицы возникнет ионизованный A_2^{-1} . Тогда, состояние электрона на A_2^{-1} центре имеет энергию на E_1 больше потолка валентной зоны. Чтобы ионизовать A_2^{-1} центр, нужно забросить второй электрон из валентной зоны. Для этого требуется затратить энергию E_2 . В результате, возникает дважды ионизованный A_2^{-2} центр, с которым связаны два электрона, каждый с энергией на $(E_2 + E_1)/2$ выше потолка валентной зоны.

Рассмотрим ФП, возникающую вследствие оптических переходов между состояниями, связанными с валентной зоной. Фототок возникает при появлении свободных носителей в валентной зоне - дырок. Эти носители в зоне возникают при переходах электронов из валентной зоны на акцепторные уровни в запрещенной зоне (или, при “дырочном” описании, переходах дырок с акцепторных центров в валентную зону), т.е. при ионизации акцепторных центров. Для того, чтобы такие переходы электронов были возможны, в материале должны присутствовать не полностью ионизованные акцепторные центры, на уровнях которых присутствуют дырки, т.е. A_2^{-1} и A_2^0 центры. Тогда в спектре ФП возникают две полосы сигнала, связанные с ионизацией соответственно A_2^0 и A_2^{-1} центров. Поскольку состояния A_2^0 центра мельче, чем A_2^{-1} центра, линия 1 должна быть более длинноволновая, чем линия 2.

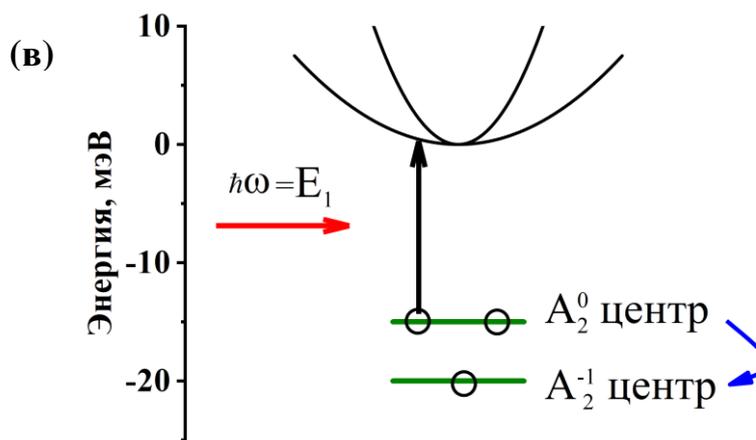
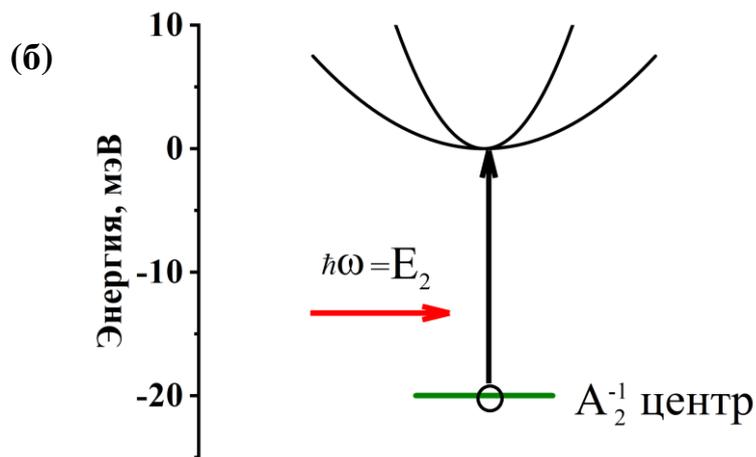
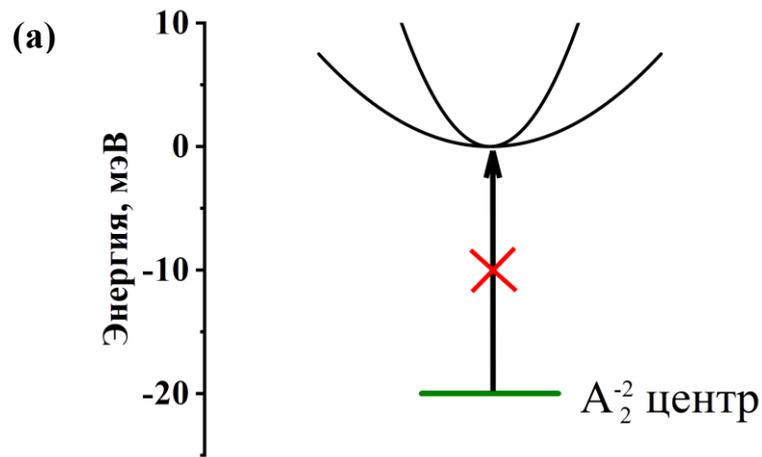


Рисунок 4.2 - Формирование спектра ФП, связанной с акцепторами – дырка переходит с акцепторного состояния в валентную зону: (а) A_2^{-2} не может участвовать в ФП (на центре нет дырок); (б) дырка, поглощая фотон с энергией равной энергии ионизации A_2^{-1} центра (E_2) переходит в валентную зону, образуется A_2^{-2} центр; (в) дырка, поглощая фотон с энергией равной энергии ионизации A_2^0 центра (E_1) переходит в валентную зону, образуется A_2^{-1} центр

В спектрах ФП слоев n -типа не должно быть линий, связанных с возбуждением акцепторов, что и наблюдается в эксперименте (рисунок 4.3 (а)). В спектрах ФП образцов p -типа с фотовозбуждением вакансий ртути могут быть связаны две линии. В зависимости от соотношения концентрации доноров и двухвалентных акцепторов – вакансий ртути, возможны три ситуации:

1) Число доноров (N_d) более чем в два раза больше числа двухвалентных акцепторов – вакансий ртути (N_A): $N_d > 2N_A$. В этом случае электронов, отданных донорами больше, чем по два на акцепторный центр, и все состояния вакансий ртути могут быть полностью заполнены электронами. Тогда при низких температурах все двухвалентные акцепторы будут находиться в зарядовом состоянии A_2^{-2} .

2) Число доноров больше количества двухвалентных акцепторов, но меньше их удвоенного числа ($N_A < N_d < 2N_A$). Как и в первом случае, электроны, отданные донорами, заполняют состояния акцепторов. В этом случае акцепторные центры при низкой температуре будут находиться в зарядовых состояниях A_2^{-1} и A_2^{-2} . Число таких центров будет соответственно составлять $2N_A - N_d$ и $N_d - N_A$.

3) Число доноров меньше числа акцепторов ($N_d < N_A$). В этом случае электронов с донорных уровней меньше, чем акцепторных центров и часть этих центров будет свободно от электронов (A_2^0 центры, их число $N_A - N_d$), а часть акцепторов будет связывать по одному электрону (A_2^{-1} центры, их число равно N_d).

Таким образом, более коротковолновая особенность, связанная с ионизацией A_2^{-1} центров, должна присутствовать при любой степени компенсации в спектрах структур p -типа, в отличие от особенности, связанной с отрывом первой дырки от нейтрального A_2^0 центра, которая не может наблюдаться, если все вакансии по крайней мере однократно ионизованы. Во всех спектрах ФП исследуемых отожженных КРТ пленок (см. рисунок 4.1) наблюдается полоса около 20 мэВ (особенность 2 на рисунке 4.1). Выше было показано, что полоса ФП 6 – 12 мэВ (особенность 1 на рисунке 4.1) должна быть связана с ионизацией вакансии ртути.

Таким образом, можно заключить, что длинноволновая особенность 1 связана с ионизацией нейтральной вакансии, а линия 2 связана с ионизацией A_2^{-1} центров. Расчет состояний двухвалентного акцептора в HgCdTe был выполнен Козловым Д.В. в работах [A13, A14]. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчета показало наличие существенного «химического сдвига», уменьшающего энергию ионизации вакансий относительно модели эффективной массы, причем величина потенциала «центральной ячейки», найденного из сопоставления расчетов с наблюдаемыми энергиями переходов, оказалась одинаковой как для нейтральных, так и для однократно ионизованных центров. Из-за сжатия кристаллической решетки вокруг вакансии возникает дополнительный отталкивающий (положительный) потенциал для дырок, уменьшающий энергию ионизации центра (потенциал центральной ячейки).

В спектрах ФП присутствуют еще особенность около 27 мэВ (линия 3). Положение этой линии хорошо согласуется с энергией ионизации нейтральной вакансии ртути, рассчитанной без учета химического сдвига, т.е. когда сжатия решетки вокруг этого акцептора не происходит. Возможно это — встроившийся на место атома ртути атом с очень высокой электронейтральностью (например, кислород).

С ростом температуры наблюдается быстрое гашение обеих линий ФП (при $T > 15$ К спектры ФП, связанные с акцепторами становятся неразличимы на фоне шума) – рисунок 4.3 (б), которое связано с резким ростом концентрации дырок в валентной зоне. При этом интенсивность линии 2 с ростом температуры уменьшается медленнее, чем интенсивность линии 1. Однако это нельзя объяснить ростом концентрации A_2^{-1} центров при ионизации центров A_2^0 , так как при температурах до 15 К по расчетам эти концентрации заметно не меняются [A14].

Еще одной особенностью, характерной для наблюдаемых спектров является нетипичная для “примесной” фотопроводимости форма спектра фотоотклика. Даже с учетом провалов в районе 15 и 19 мэВ, связанных с поглощением HgTe-

подобными и CdTe-подобными фононами соответственно [54], в спектрах ФП доминируют узкие линии, спадающие на масштабе 2 мэВ. В то же время полосы примесной ФП таких полупроводников, как Ge, Si и GaAs, связанные с переходами в непрерывный спектр, обычно имеют пологий коротковолновый фронт [184, 185]. Вместе с тем известно, что в спектрах примесной ФП можно наблюдать линии, связанные с термической активацией в зону [184, 186] носителей, перешедших на возбужденные уровни центров под действием оптического излучения. Как правило, в элементарных полупроводниках и бинарных полупроводниковых соединениях такие линии значительно уже 1 мэВ, в то же время, насколько известно автору, в твердых растворах такие переходы в возбужденные состояния мелких центров не удается наблюдать из-за флуктуаций состава и соответственно потенциала. В частности, добавление 1 % Ge в твердый раствор с Si:В приводит к полному исчезновению линейчатой структуры спектра примесной ФП, обусловленной переходами дырок на мелкие возбужденные состояния акцептора [187]. Таким образом, обнаружение в спектрах ФП твердых растворов HgCdTe линий переходов в мелкие возбужденные состояния акцепторов также косвенно указывает на высокую однородность материала, выращиваемого методом МЛЭ.

Расчеты волновых функций дырок на двойных акцепторах - вакансиях ртути в твердых растворах HgCdTe показали наличие возбужденных состояний, сформированных преимущественно состояниями легких дырок и обладающих с малой энергией ионизации: 0.4 мэВ для нейтральных и 1.1 мэВ для однократно ионизованных центров. Оптическим переходам в такие состояния с основных состояний акцепторов соответствуют большие (по сравнению с переходами на соседние возбужденные уровни, сформированные преимущественно состояниями тяжелых дырок) значения матричных элементов. При качественном анализе эти уровни можно рассматривать как одни из нижних уровней акцепторов (т.е. состояний с большим матричным элементом перехода с основного состояния, связанных с подзоной легких дырок при всей условности такого рассмотрения акцептора в вырожденной валентной зоне) [A14]. Это позволяет связать

обнаруженные линии терагерцовой ФП твердых растворов КРТ с последующей термической ионизацией носителей с данных состояний. Такая интерпретация согласуется с относительно малой шириной наблюдаемых линий ФП и позволяет объяснить изменение соотношения интенсивностей линий 1 и 2 с ростом температуры разной энергией связи возбужденных состояний, с которых происходит доионизация. В пределе низких температур выражение, описывающее вероятность фототермической ионизации мелких “примесных” сводится к $\exp(-E_i/k_B T)$, где E_i – энергия ионизации возбужденного состояния [186]. Выраженные в температурных единицах E_i для A_2^0 и A_2^{-1} центров соответствуют 5 и 13 К, что качественно объясняет рост линии 2 относительно линии 1 в интервале температур от 4 до 9 К [A14].

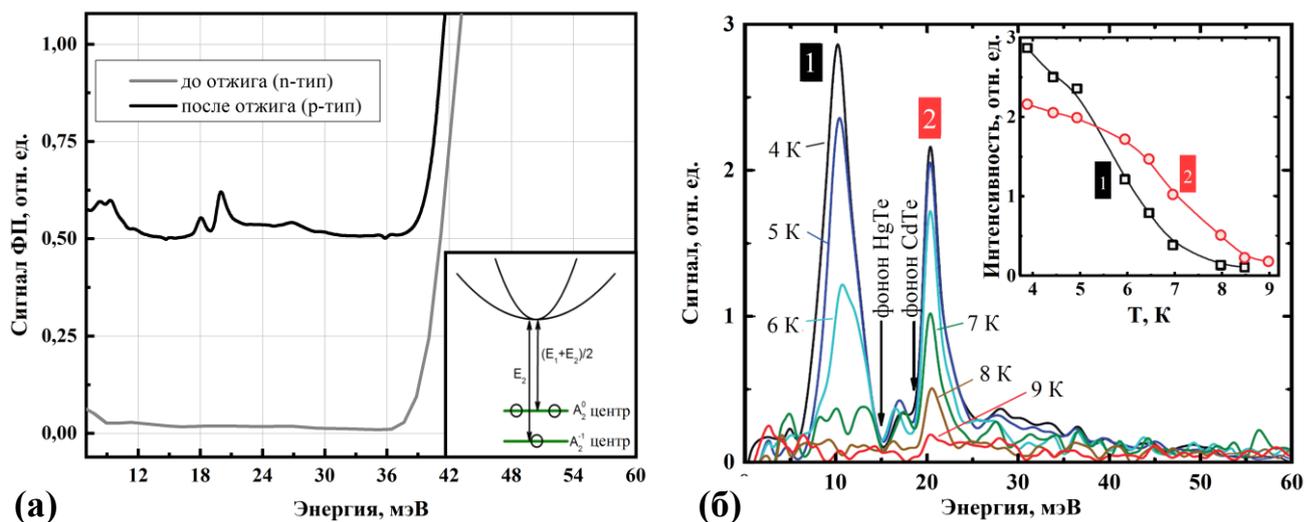


Рисунок 4.3 - (а) Спектры ФП КРТ пленки, выращенной на подложке GaAs с долей Cd $x = 0.19$, измеренные при $T = 4.2$ К (образец № 110330). Серая линия – образец до отжига (с проводимостью n -типа), черная линия – отожженная структура p -типа. На вставке схема описания состояний двухвалентного акцептора как состояний дырок; для удобства восприятия ось энергии направлена вверх; (б) Спектры ФП эпитаксиальной пленки $Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te$ (образец № 120613) при различных температурах. Стрелки показывают провалы в спектре из-за поглощения на HgTe- и CdTe-подобных оптических фонах. На вставке приведена зависимость амплитуды линий 1 и 2 от температуры

4.2 Особенности спектров фотопроводимости структур с квантовыми ямами в дальнем ИК диапазоне, обусловленные остаточными акцепторами

В спектрах ФП структур с КЯ HgCdTe/CdHgTe, как и в объемных пленках, наблюдаются полосы в области длин волн значительно больше красной границы межзонной фотопроводимости (Рисунок 4.4). Они не меняют своего спектрального положения с температурой и чувствительны к подсветке образца коротковолновым излучением, как это было подробно описано в диссертационных работах М. С. Жолудева [188] и В. В. Румянцева [157], что также позволило связать их с состояниями акцепторов. В данном разделе приводится краткий обзор полученных ранее результатов для понимания оригинальных исследований спектров ФЛ, обусловленных теми же акцепторными состояниями.

Исследования отожженных пленок HgCdTe *p*-типа, приведенные в предыдущем разделе, позволили более надежно связать с вакансиями ртути многочисленные низкочастотные особенности в спектрах ФП, наблюдавшиеся ранее в объемных пленках и структурах с КЯ. Отметим, что некоторые структуры с КЯ, в которых наблюдаются эти особенности имели электронный тип проводимости в «темновых» условиях. При измерениях ФП излучение проходит через окно или из прозрачного полиэтилена, пропускающего ближнее ИК излучение, или из черного полиэтилена, прозрачного в дальнем и среднем ИК диапазонах, но отсекающего коротковолновое излучение глобара в видимой и ближней ИК области. Однако, по-видимому, широкополосное излучение, пропускаемое полиэтиленовым окном (даже в случае черного полиэтилена), нарушает равновесное распределение носителей заряда по состояниям, вызывая переходы электронов между уровнями акцепторных центров и валентной зоной, в том числе в структурах *n*-типа. На это указывает сильная зависимость амплитуды обсуждаемых полос от «засветки» образца. При использовании фильтра из прозрачного полиэтилена, который позволяет производить непрерывную подсветку излучением видимого (красный или синий светодиод) диапазона, амплитуда полосы ФП вблизи 25 мэВ значительно увеличивается.

Коротковолновое излучение, поглощаемое в барьерных слоях, приводит к генерации дырок, которые затем захватываются на состояния мелких акцепторов и приводят к появлению полосы ФП в более длинноволновой области по сравнению с межзонными переходами. Особенно хорошо этот эффект проявляется в относительно широкозонных структурах, где красная граница межзонных переходов сильно смещена в коротковолновую сторону относительно полосы ФП, связанной с акцепторами. В образцах *p*-типа влияние подсветки также присутствует, но выражено менее ярко. Тем не менее, благодаря эффекту остаточной ФП, можно непосредственно экспериментально продемонстрировать, что наблюдаемые особенности связаны именно с двухзарядным центром, а не двумя одновалентными акцепторами [A15].

Очевидно, что по сравнению с объемным материалом, полосы, обусловленные переходами между состояниями вакансий ртути, должны быть значительно «уширены» вследствие дисперсии энергии связи из-за различного положения вакансии в КЯ и в барьере. В широкозонных структурах акцепторные состояния являются локализованными, и наблюдаемые в спектрах ФП переходы с их участием – это переходы дырок с локализованных состояний в валентную зону. Однако, как и в случае объемных образцов, они могут быть и резонансными (см. ниже), то есть может реализоваться ситуация, когда сигнал ФП, связанный с состояниями акцепторов, перекрывается с полосой межзонных переходов. Для интерпретации измеренных спектров ФП КРТ структур с КЯ Козловым Д. В. был проведен расчет состояний вакансии ртути в квантовых ямах. Подробности расчета можно найти в публикациях [A9, A41] и ссылках в них, однако их рассмотрение лежит за рамками целей данной работы. В структурах с КЯ основной интерес представляют исследования ФЛ с участием акцепторов, позволяющие оценить перспективность таких структур для создания излучателей. Ниже лишь кратко приводится интерпретация наблюдаемых на основе сравнения экспериментальных данных с расчетами, выполненными для КЯ.

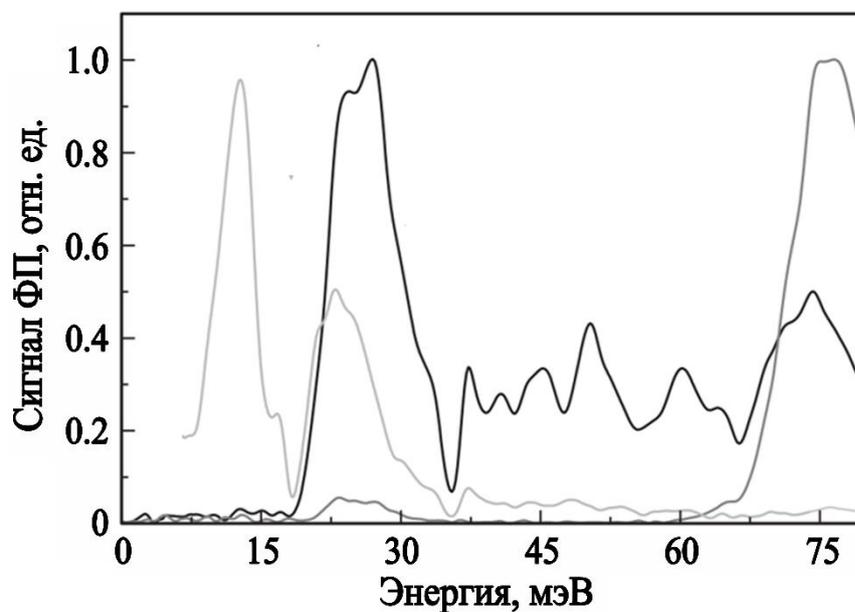


Рисунок 4.4 - Спектры ФП структур с КЯ, полученные при использовании в качестве окна криомагнитной вставки черного полиэтилена. Светло-серая линия — ФП образца № 091225-1, черная кривая — ФП структуры № 100708-1 и серая кривая — ФП образца № 100707-1. Стрелками отмечено положение красной границы межзонной ФП

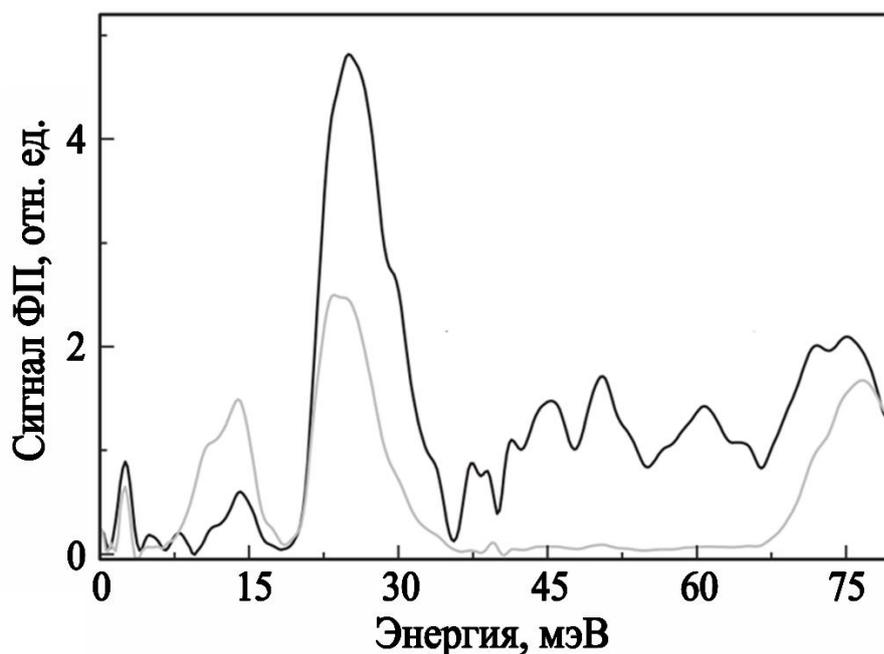


Рисунок 4.5 - Спектры ФП структур с КЯ, полученные при использовании в качестве окна криомагнитной вставки белого полиэтилена. Черная кривая — спектр ФП структуры № 100708, серая кривая — спектр ФП структуры № 100707

Расчет показал, что энергия ионизации A_2^0 центра меняется от 15 мэВ для акцептора в центре КЯ до 7 мэВ для акцептора на гетерогранице, а энергия ионизации A_2^{-1} центра меняется от 28 мэВ для акцептора в центре КЯ до 14 мэВ для акцептора на гетерогранице. При этом энергии ионизации начинают меняться только при приближении центра к гетерогранице на расстояние меньше 30 Å. Таким образом, если вакансии ртути равномерно распределены по слою КЯ структуры, большая часть акцепторных центров имеет энергии ионизации, соответствующие энергиям ионизации акцепторов в центре КЯ, т.е. 28 мэВ для ионизации A_2^{-1} и 15 мэВ для A_2^0 центра. Отметим, что энергия связи акцепторов, помещенных в КЯ КРТ структур, меняется меньше чем на 1% при изменении доли кадмия в яме в диапазоне от 0.135 до 0.17 и в барьере от 0.65 до 0.75.

Сигнал ФП возникает из-за ионизации излучением заселенных дырками акцепторных уровней. Переходы в спектре A_2^0 и A_2^{-1} центров формируют полосу, соответствующую энергиям фотонов 8-35 мэВ, наблюдаемую в спектрах ФП изучаемых структур. Так, энергия ионизации A_2^{-1} центра, помещенного в середину квантовой ямы (28 мэВ), хорошо согласуется с положением максимума коротковолновой части такой полосы ФП (20 — 35 мэВ, см. рисунки 4.4 и 4.5). Энергии ионизации A_2^0 центра (7-15 мэВ) совпадают с положением длинноволновой части наблюдаемой полосы ФП (8 -16 мэВ см. рисунки 4.6 и 4.7).

Следует отметить, что ширина запрещенной зоны оказывается сравнимой с энергиями ионизации акцепторных центров, а значит уровень Ферми, находящийся вблизи края зоны проводимости, находится также вблизи уровней акцепторов. При этом, уровень Ферми по отношению к акцепторным уровням может оказываться в следующих положениях:

1. Уровень Ферми находится в запрещенной зоне и расположен ниже энергии связи A_2^0 центра. В этом случае нулевой температуре в структуре будут присутствовать только нейтральные A_2^0 центры. В этом случае в спектре ФП, измеренном при использовании фильтра из черного полиэтилена (т.е. в

ситуации термодинамического равновесия), должна наблюдаться полоса с энергиями квантов около 7-15 мэВ, а полоса в диапазоне 15-35 мэВ отсутствовать.

2. Уровень Ферми совпадает с энергией связи A_2^0 центра, что, в частности, возможно в структуре № 091225-1. В данном случае, в образце будут присутствовать как нейтральные A_2^0 , так и частично ионизованные A_2^{-1} центры. В спектре ФП при термодинамическом равновесии должна присутствовать полоса от 7 до 35 мэВ, связанная с ионизацией и A_2^0 , и A_2^{-1} центров, что согласуется с картиной переходов, наблюдаемой в структуре № 091225-1 при измерениях с фильтром из черного полиэтилена (рисунок 4.4).
3. Уровень Ферми находится выше энергии связи A_2^0 центра, но ниже основного уровня A_2^{-1} центра. В этом случае при нулевой температуре в образце отсутствуют нейтральные акцепторы. В спектрах ФП, измеренных с фильтром из черного полиэтилена, присутствует полоса в диапазоне энергий 16 – 35 мэВ, и отсутствует сигнал ФП в более длинноволновой области, как, например, в образце № 110622 (рисунок 3.4).
4. Уровень Ферми находится выше основного уровня A_2^{-1} центра. В этом случае в образце при нулевой температуре имеются только полностью ионизованные двукратно заряженные A_2^{-2} центры. При отличной от нуля температуре в образце присутствует некоторое количество A_2^{-1} центров, если уровень Ферми расположен близко по энергии к основному уровню A_2^{-1} центра. Такие A_2^{-1} центры могут возникать при наличии фоновой подсветки. При использовании фильтра из прозрачного полиэтилена фоновая подсветка заселяет дырками уровни акцепторов, концентрация A_2^{-1} и A_2^0 центров возрастает, и, соответственно, резко возрастает амплитуда слабой длинноволновой полосы ФП (по отношению к межзонным переходам). Такая картина наблюдается в спектрах ФП структуры № 100707-1 (рисунок 4.5).

Отметим, что полученные в расчете энергии ионизации соответствуют тем же

параметрам ПЦЯ, что и ранее для объемных слоев. Акцепторы с более высокими энергиями ионизации, обнаруженные на спектрах, представленных на рисунках 3.6, 3.7, по-видимому, формируются другим типом центров, природу которой еще предстоит установить. В частности, линии ФП и ФЛ в окрестности 75 мэВ могут быть связаны с вакансиями ртути, для которых ПЦЯ близок к нулю (с которыми связывается особенность 3 на рисунке 4.1). На всех спектрах на рисунке 4.1 такие вакансии должны находиться в состоянии A_2^0 (так как электроны с компенсирующих доноров «потрачены» на более мелкие акцепторы) и таким образом энергию ионизации A_2^{-1} нельзя определить из экспериментальных данных. Однако её можно оценить как 50 мэВ на основе соотношения между энергиями отрыва первой и второй дырки для более мелких вакансий. С учетом, увеличения энергии связи в центре КЯ по сравнению с объемными слоями приблизительно в полтора раза, значение 75 мэВ находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными на рисунках 3.6, 3.7.

4.3 Особенности спектров ФЛ, обусловленные примесями и дефектами в дальнем ИК диапазоне в эпитаксиальных пленках и квантовых ямах на основе HgCdTe

Рассмотрим механизм возникновения ФЛ, связанный с состояниями двойных акцепторов. Такая ФЛ может быть связана как с переходами между состояниями, относящимися к разным зонам (например, с переходами электронов из зоны проводимости на уровни акцепторных центров), так и с переходами между состояниями, связанными с одной зоной. Отделить особенности первого типа от особенностей второго типа помогают измерения спектров при разных температурах: линии, связанные с переходами между состояниями, относящимися к разным зонам, смещаются в коротковолновую область с ростом температуры, из-за увеличения ширины запрещенной зоны структуры, тогда как спектральное положение линий ФЛ, связанных с переходами между уровнями, связанными с одной зоной, не меняется. Во всех представленных далее спектрах ФЛ линии,

связанные с исследуемыми центрами, не меняют своего положения с ростом температуры, т.е. они могут быть связаны либо с захватом дырок из валентной зоны на акцепторные состояния, либо с захватом электронов на состояния доноров. Поскольку, как отмечалось выше, состояния доноров из-за малой эффективной массы электронов являются очень мелкими, упомянутые особенности также обусловлены захватом дырок из валентной зоны на акцепторные состояния. Данные особенности хорошо совпадают по спектральному положению с линиями ФП, описанными в предыдущем разделе и их естественно также связать с вакансиями ртути.

Рассматриваемая ФЛ возникает из-за излучательных переходов электронов с акцепторных состояний в валентную зону. Для того, чтобы такие переходы были возможны, необходимо, чтобы в валентной зоне имелись дырки, а на акцепторных уровнях присутствовали электроны (т.е. акцепторы были полностью или частично ионизованы). Дырки в валентной зоне создаются межзонной подсветкой, а для присутствия электронов на акцепторных уровнях, в материале должны существовать вакансии ртути в зарядовых состояниях A_2^{-2} и A_2^{-1} , в то время как нейтральные акцепторы в фотолюминесценции не участвуют. Уход электронов в валентную зону с A_2^{-2} центра (или захват дырки на такой центр) с излучением фотона и образованием A_2^{-1} центра – процесс, обратный процессу ионизации A_2^{-1} центра при поглощении кванта излучения, а уход электронов в валентную зону с A_2^{-1} центра – процесс, обратный процессу ионизации нейтрального A_2^0 центра. Из-за фототермической ионизации акцепторных центров при поглощении фотонов возникает сигнал ФП на частотах поглощенных фотонов. На этих же частотах излучаются фотоны при процессах, обратных ионизации акцепторных центров (рисунок 4.6). Возможность наблюдать такую ФЛ в нелегированных структурах на основе КРТ зависит от распределения вакансий ртути по зарядовым состояниям. Следует отметить, что в отличие от наблюдений ФП, при изучении ФЛ такое распределение может существенно отличаться от равновесного.

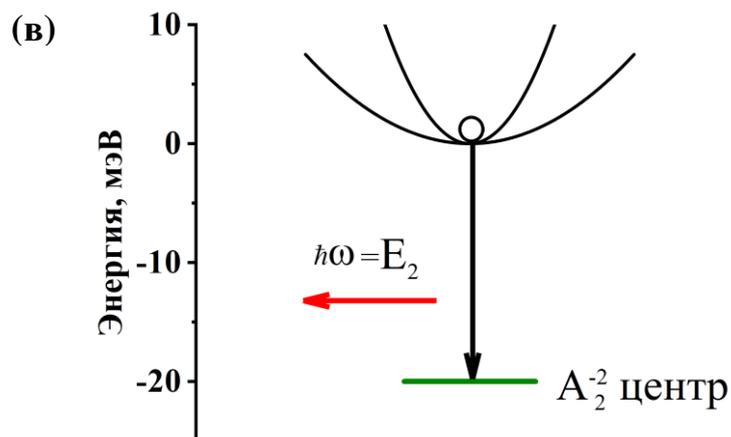
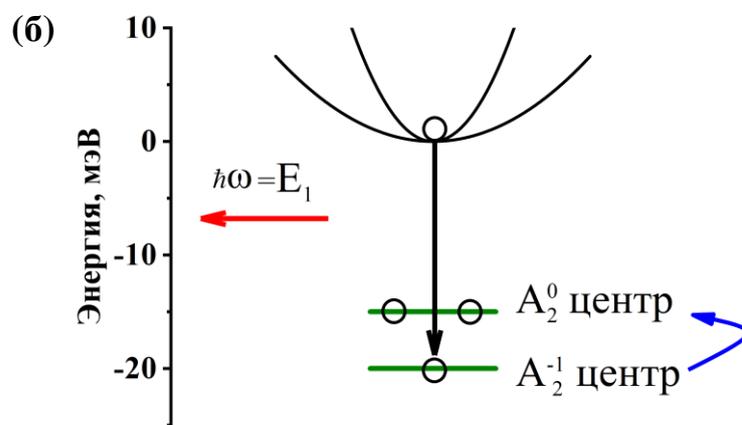
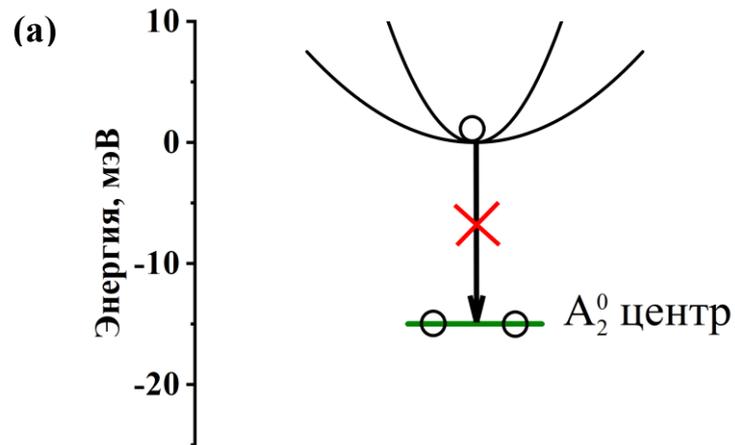


Рисунок 4.6 - Формирование спектра ФЛ, связанной с акцепторами: - дырка захватывается на акцепторный центр из валентной зоны: (а) A_2^0 не может участвовать в ФЛ (некуда переходить дыркам); (б) дырка захватывается на A_2^{-1} центр, излучается фотон с энергией равной энергии ионизации A_2^0 центра (E_1); (в) дырка захватывается на A_2^{-2} центр, излучается фотон с энергией равной энергии ионизации A_2^{-1} центра (E_2)

В нашем случае наблюдение ФЛ происходило при непрерывном оптическом возбуждении: изучалась ФЛ как объемных КРТ пленок, так и гетероструктур HgTe/CdHgTe с КЯ.

На рисунке 4.7 (а) приведены спектры ФЛ объемного слоя $\text{Hg}_{0.81}\text{Cd}_{0.19}\text{Te}$ n -типа (образец № 120210) в зависимости от температуры в интервале 20 - 100 К. Во всех спектрах наблюдаются длинноволновая линия ФЛ, соответствующая энергиям квантов излучения от 5 мэВ до 12 мэВ (линия 1), а также линия в диапазоне 16 – 25 мэВ (линия 2). Спектральное положение этих линий совпадает с положением особенностей, обусловленных вакансиями ртути в спектрах ФП слоев HgCdTe того же состава с проводимостью p -типа (Рисунок 4.1). Здесь необходимо пояснить, что вакансии ртути всегда формируются в процессе роста КРТ структур в той или иной концентрации, и могут наблюдаться и в слоях с проводимостью n -типа, что и имеет место в данном случае.

В образце n -типа число доноров больше удвоенного числа вакансий ртути и все вакансии ртути при низкой температуре находятся в зарядовом состоянии A_2^{-2} . Если бы все акцепторные центры находились в данном зарядовом состоянии, в спектре ФЛ наблюдалась бы только особенность с энергией кванта около энергии ионизации A_2^{-1} центра, которая соответствует линии 2. Наблюдающаяся в спектрах ФЛ линия 1 возникает при захвате дырки на A_2^{-1} центр. При низкой температуре в отсутствие подсветки в образце n -типа таких центров нет. При межзонной подсветке центры A_2^{-1} , требуемые для возникновения линии 1 в спектре ФЛ, появляются из-за захвата неравновесных дырок из валентной зоны (в том числе безызлучательного). Из рисунка 4.7 (а) видно, что линии ФЛ при увеличении температуры сохраняют свое положение и ширину, однако амплитуда линии 1 немонотонно изменяется с температурой (см. вставку к рисунку 4.7): при росте температуры до 40 К наблюдается спад интенсивности линии 1, а при дальнейшем увеличении температуры до 65 К сигнал ФЛ возрастает более чем в три раза. Такая зависимость интенсивности ФЛ от температуры не является характерной для "примесной" ФЛ [189, 190]. Можно было бы ожидать, что интенсивность ФЛ

должна монотонно падать с ростом температуры из-за возрастания вероятности захвата с испусканием фононов. Однако в случае двузарядного акцептора при определенной температуре, зависящей от степени компенсации $L = 2N_A/N_D$ (с учетом двух-валентности акцепторов), возникают равновесные A_2^{-1} центры. С этим связана немонотонная зависимость интенсивности ФЛ линии 1 от температуры, показанная на вставке рисунке 4.7. Расчет равновесной заселенности различных центров был выполнен с помощью решения уравнения электронейтральности. Результаты расчета для различных степеней компенсации показаны на рисунке 4.7 (б) Видно, что максимум на зависимости интенсивности ФЛ от температуры соотносится с выходом зависимости доли равновесных A_2^{-1} центров на насыщение, что позволяет оценить степень компенсации $K \leq 40\%$ [A16].

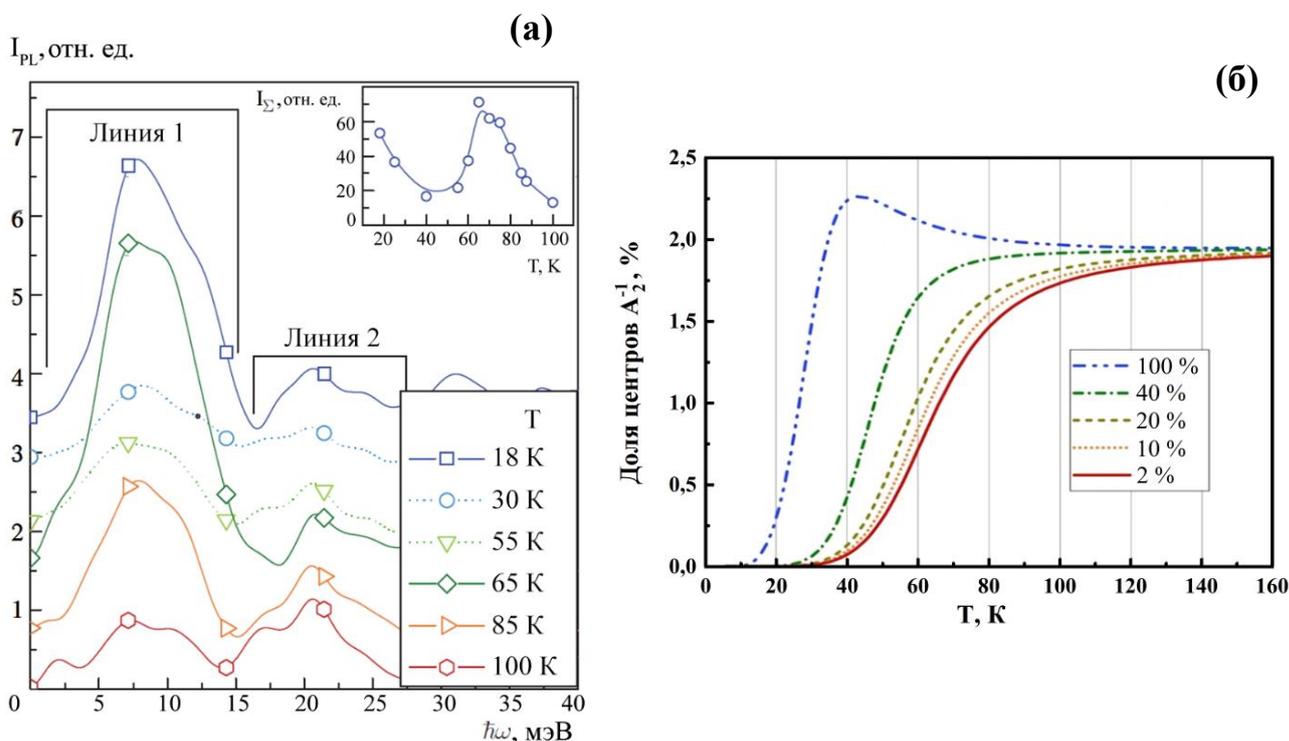


Рисунок 4.7 - (а) Спектры ФЛ объемного слоя $Hg_{0.81}Cd_{0.19}Te$ (образец № 120210), измеренные при различных температурах. На вставке показана зависимость интегральной интенсивности ФЛ линии 1 от температуры; (б) Зависимость от температуры доли A_2^{-1} – центров от общего числа вакансий ртути в объемном КРТ слое $Hg_{0.81}Cd_{0.19}Te$ n -типа при различной степени компенсации $2N_A/N_D$ (указана в процентах)

Линия 2 в спектре ФЛ возникает благодаря захвату дырок на A_2^{-2} центры. Таких центров при низкой температуре значительно больше, чем A_2^{-1} центров, поэтому следовало бы ожидать, что амплитуда линии 2 будет превышать амплитуду линии 1, однако в эксперименте наблюдается обратная ситуация. По-видимому, это связано с тем, что захват дырок на A_2^{-2} центры может идти безызлучательно с испусканием оптического фона, энергия которого составляет около 20 мэВ. Вероятность такого безызлучательного процесса, как правило, значительно выше, чем излучательного, что радикально уменьшает интенсивность линии 2 (и приводит к возникновению A_2^{-1} центров).

Результаты измерений ФЛ позволяют судить, насколько эффективно неравновесные носители захватываются на центры безызлучательной рекомбинации в исследуемых структурах, т.е. фактически «визуализируют» механизм рекомбинации ШРХ. Интересно в этой связи проследить за изменениями в спектрах ФЛ с увеличением мощности накачки в структурах с КЯ, которые могут быть использованы в качестве активной среды для генерации излучения на межзонных переходах. На рисунке 4.8 представлен спектр ФЛ структуры с КЯ № 160126 измеренный при температуре 30 К и разных мощностях возбуждающего излучения. Видны длинноволновые полосы ФЛ, связываемые с состояниями акцепторов, и коротковолновая полоса, обусловленная межзонными переходами. Данная полоса появляется только при увеличении мощности накачки до 100 мВт, при низкой мощности возбуждения эта особенность в спектре отсутствует, в то время как амплитуда длинноволновой полосы ФЛ растет с ростом мощности накачки как раз до 100 мВт, а затем снижается [А9].

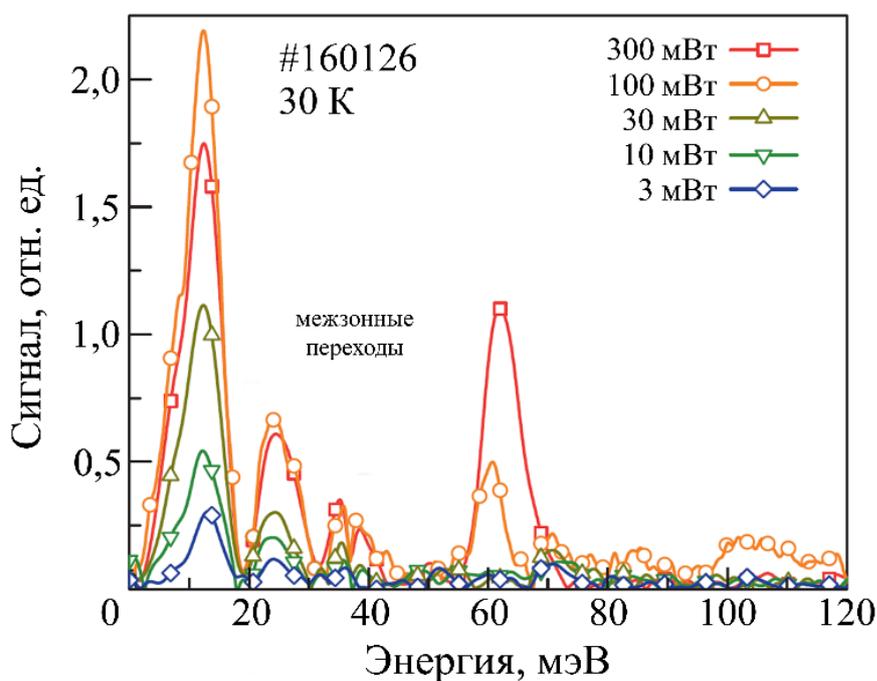


Рисунок 4.8 - Спектры ФЛ структуры № 160126, измеренные при температуре 30 К и при мощностях накачки от 3 до 300 мВт. Структура содержала одиночную КЯ $\text{Hg}_{0.24}\text{Cd}_{0.76}\text{Te}/\text{HgTe}$ толщиной 4.8 нм

Таким образом, при малых мощностях возбуждения, т.е. при малых концентрациях неравновесных носителей, доминирующим каналом рекомбинации является механизм ШРХ, и в спектрах ФЛ видна только полоса, связанная с захватом дырок на состояния вакансий ртути. Однако интенсивность этой полосы с ростом мощности возбуждающего излучения начинает падать при появлении линии ФЛ, связанной с межзонными переходами. Возникновение этой линии обусловлено увеличением темпа межзонной излучательной рекомбинации относительно рекомбинации по механизму ШРХ, для которого зависимость времени рекомбинации насыщается с увеличением концентрации носителей. При этом уменьшается число дырок в валентной зоне, которые могли бы переходить на A_2^{-1} центры и тем самым формировать длинноволновую полосу ФЛ, поэтому интенсивность ФЛ, связанной с переходами на акцепторные центры, снижается.

Возможность насыщения механизма ШРХ в значительной мере зависит от «успешности» процесса роста для конкретной структуры в смысле концентрации

вакансий ртути и (возможно) других остаточных акцепторных центров/точечных дефектов. На рисунке 4.9 представлены спектры ТГц ФЛ структуры № 110621, полученные при нескольких значениях температуры и при мощности накачки 300 мВт. Данная структура очень близка к № 160126 по параметрам – структура $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{HgTe}$ с КЯ толщиной 48 Å. В спектрах структуры также видна длинноволновая полоса ФЛ, соответствующая энергиям квантов $40\text{-}250\text{ см}^{-1}$, с провалом около 160 см^{-1} , который соответствует поглощению на частоте CdTe-подобного поперечного оптического фонона. Эта полоса ФЛ не меняет своего положения с изменением температуры и связана с состояниями вакансий ртути. Однако в структуре № 110621 удалось получить межзонную ФЛ только при мощной импульсной накачке (см. главу 3), поэтому на рисунке 4.9 она не приведена. Немонотонную зависимость интенсивности ФЛ структуры № 110621 от температуры с локальным максимумом при 60 К можно объяснить, как и в спектрах ФЛ объемной пленки КРТ, увеличением числа «равновесных» A_2^{-1} центров из-за термической ионизации нейтральных акцепторов.

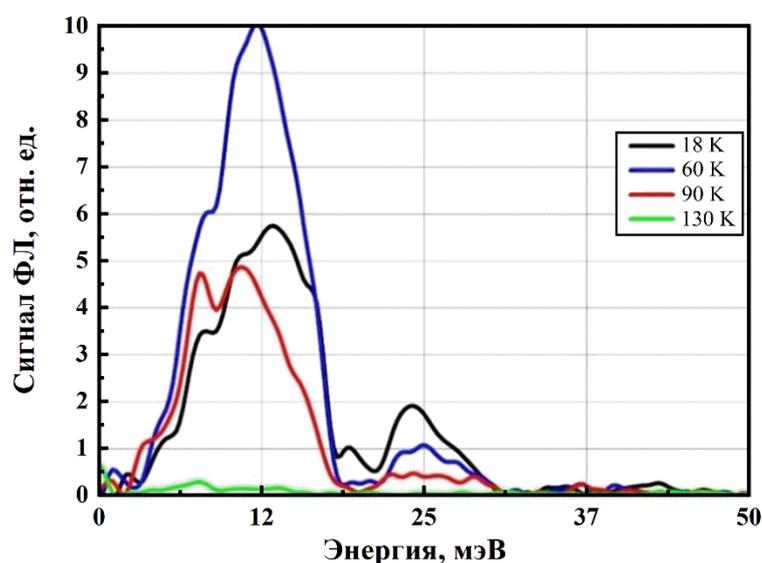


Рисунок 4.9 - Спектры ФЛ структуры № 110621, измеренные при различных температурах

Подводя итоги исследований, выполненных в данной главе, следует отметить, что исследования акцепторных состояний в узкозонных структурах на основе HgCdTe далеки от завершения. Это, с одной стороны, связано с

особенностями технологии, т.к. возникновение остаточных акцепторов фактически является паразитным процессом, а с другой тем, что рассматриваемый случай имеет много сложных и нестандартных аспектов: возможная двухзарядность и резонансность состояний акцептора, значительный химический сдвиг, близость зоны проводимости и пр. На данном этапе удалось связать наблюдаемые практически во всех структурах длинноволновые полосы ФП и ФЛ с состояниями вакансий ртути – наиболее распространенным и в любом случае присутствующем в материале HgCdTe точечном дефекте. В данной работе впервые были получены спектры терагерцовой фотолюминесценции, связанной с состояниями таких мелких акцепторов в структурах на основе HgCdTe, при непрерывном оптическом возбуждении. Обнаружено, что зависимость интенсивности такой ФЛ от температуры может быть немонотонной. Это создает основу для возможности идентификации таких полос, отделения их от особенностей, связанных с межзонными переходами, что с методической точки зрения очень важно при исследованиях структур, близких к бесщелевым. Кроме того, обнаружена немонотонность зависимости интенсивности сигнала длинноволновой полосы фотолюминесценции от мощности возбуждающего излучения, связанная с насыщением числа частично ионизованных вакансий ртути при увеличении интенсивности накачки, т.е. непосредственно продемонстрирована возможность переключения доминирующего канала рекомбинации с механизма ШРХ на излучательный при высокой интенсивности возбуждения, что является наиболее важной предпосылкой для разработки источников излучения на основе таких структур.

Глава 5. Стимулированное излучение на межзонных переходах в гетероструктурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe в диапазоне от 4 до 31 мкм

В данной главе рассмотрены вопросы, касающиеся получения стимулированного излучения (СИ) в гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe. Основные факторы, препятствующие получению СИ в узкозонных полупроводниковых материалах, сводятся к возрастанию скорости (вероятности) оже-рекомбинации при уменьшении ширины запрещенной зоны, а также падению вероятности излучательной рекомбинации с увеличением длины волны излучения и сложности реализации оптического ограничения и усиления для больших длин волн. Ниже показано, какие эффекты становятся наиболее важными с увеличением длины волны когерентного излучения от области 4 – 5 мкм (где СИ получено достаточно давно другими группами) до диапазона длин волн 25 – 31 мкм, в котором СИ впервые получено в данной работе.

Во всех публикациях до начала работы над настоящей диссертацией когерентное излучение из структур на основе HgCdTe изучалось на относительно коротких длинах волн (1.5 – 5.3 мкм). Максимальная длина волны излучения – 5.3 мкм при 45 К – была получена в диодном лазере, где в качестве активной среды выступал объемный слой HgCdTe [61]. К моменту начала разработки дизайнов волноводных структур для получения стимулированного излучения проведенные исследования убедительно демонстрировали, что температурное гашение ФЛ было слабее выражено в структурах с КЯ, что косвенно свидетельствовало о возможном подавлении оже-рекомбинации при понижении размерности, которое предсказывалось в теоретических работах других авторов [58, 59]. С другой стороны, те же исследования показывали, что уширение спектров ФЛ в КЯ велико, особенно в структурах с узкими КЯ, а времена жизни носителей при умеренных концентрациях меньше, чем в объемных пленках более чем на порядок. Проявление на спектрах ФЛ глубоких центров в барьерных слоях, выступающих как эффективные ловушки для носителей, заставляло рассматривать вариант

«подбарьерного» оптического возбуждения, т.е. с энергией кванта меньше, чем ширина запрещенной зоны барьеров. В совокупности это подталкивало к росту широких КЯ, в которых флуктуации толщины КЯ не приводили бы к значительному размытию спектрального контура усиления, а в поглощении излучения накачки в КЯ участвовали бы множественные подзоны размерного квантования, позволяя добиться высокой концентрации носителей даже при «подбарьерном» возбуждении. Этот подход и был реализован на начальных этапах. Однако уже первые исследования показали, что более узкие КЯ демонстрируют лучшие характеристики СИ, поэтому в дальнейшем была сконструирована серия структур с различными параметрами (см. таблицу 4.1) и установлены фундаментальные преимущества узких КЯ для генерации излучения в длинноволновом диапазоне.

5.1 Исследуемые структуры и особенности методики измерений спектров стимулированного излучения

Росту волноводных структур предшествовали расчеты положений энергетических подзон размерного квантования электронов и дырок КЯ HgCdTe/CdHgTe, формируемых в активной области волноводной структуры. Метод расчета детально изложен в работах [50, 191]. При подборе ширины запрещенной зоны для первых структур в качестве отправной точки была выбрана длина волны ~ 4 мкм, как близкая к предельным (по длине волны) результатам, полученным другими группами в работах [60, 61, 82]. На следующем шаге выполнялся подбор параметров диэлектрического волновода для длин волн, соответствующих энергиям межзонных переходов в соответствующих КЯ (Рисунок 5.1). Подробные расчеты локализации излучения в фундаментальной TE₀ моде были выполнены А. А. Дубиновым методом матрицы переноса. Данные по показателю преломления были взяты из справочника О. Маделунга [192].

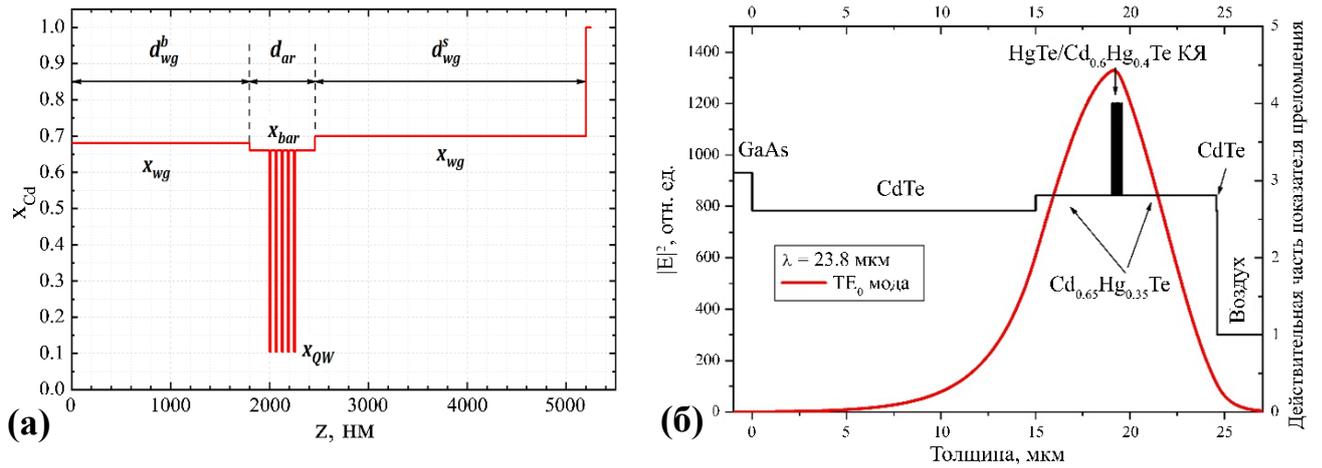


Рисунок 5.1 - (а) Типичная ростовая схема основной части (выращиваемой на буфере CdTe) волноводной структуры с обозначениями таблицы 5.1; (б) Пример результата расчета распределения электрического поля TE₀ моды в одной из исследуемых структур

Таблица 5.1 - Параметры исследуемых структур: d_{wg}^b – толщина волноводного слоя со стороны подложки; d_{wg}^s – толщина поверхностного волноводного слоя; d_{ar} – толщина «активной» области структуры; x_{wg} – содержание Cd в волноводных слоях (определяется как x в $Hg_{1-x}Cd_xTe$); x_{bar} – содержание Cd в барьерных слоях, разделяющих одиночные КЯ; n_{QW} – число КЯ в активной области структуры; d_{QW} – толщина одной КЯ; x_{QW} – содержание Cd в КЯ; E_g – ширины запрещенных зон структур, рассчитанные в рамках модели Кейна 8×8 для $T = 0$ и соответствующее значение длины волны λ в мкм

Номер структуры	d_{wg}^b , мкм	d_{wg}^s , мкм	d_{ar} , мкм	x_{wg}	x_{bar}	n_{QW}	d_{QW} , нм	x_{QW}	E_g , мэВ	λ , мкм
141226	5.5	1	–	0.66	–	1	95	0.33	271.5	4.6
141227	5.5	2	1.1	0.70	0.70	3	40	0.345	291.4	4.3
150120	10	1.9	0.4	0.60	0.57	5	3.2	0	126.5	9.8
161103	1.9	3	0.4	0.69	0.65	5	4.3	0.085	159.2	7.8
161110	1.9	3	0.4	0.62	0.6	5	4.3	0.07	133.2	9.3

Продолжение таблицы 5.1

161111	1.7	3	–	0.74	–	1	100	0.265	154.7	8
161222	3.4	4.4	0.3	0.65	0.63	5	6.1	0.108	110.3	11.2
170126	1.8	2.8	0.6	0.70	0.66	10	7.6	0.1	64.5	19.2
170127	1.8	2.8	0.6	0.69	0.66	10	7.4	0.105	81.8	15.2
170130	2.93	4.1	0.5	0.68	0.66	10	7.8	0.08	59.5	20.8
170202	2.7	3.47	0.4	0.68	0.60	5	7.3	0.1	84.3	14.7
190410	3.5	~5	0.6	0.73	0.61	15	7.4	0.065	51.8	23.9
190419	3.5	~5	0.6	0.75	0.70	15	7.9	0.065	39.8	31.15
200325	0.23	0.42	–	0.74	–	3	2.8	0.2	429.3	2.9

Измерения спектров СИ проводились с использованием фурье-спектрометра BrukerVertex 80v, работающего в режиме пошагового сканирования. Исследуемые образцы располагались в оптическом криостате замкнутого цикла DE-202 ("Advanced Research Systems, Inc.") с возможностью установки температуры в пределах 8 – 300 К. Вторичное излучение выводилось через окно на основе КРС-5. Исследуемые образцы типичного размера 4x8 мм² выкалывались из выращенной структуры диаметром 3 дюйма. Из-за довольно специфического направления роста (013) «естественные» сколы на гранях образца не приводят к формированию резонатора Фабри-Перо. Таким образом, СИ наблюдалось на счет усиления на одном проходе. В качестве детекторов использовались HgCdTe приемник KolmarTechnologies D317 (в диапазоне длин волн короче 16 мкм), а также кремниевый болометр, охлаждаемый жидким гелием, для регистрации более длинноволнового излучения.

Для накачки структур использовались:

1. Параметрический генератор света Solar LP601, перестраиваемый по длине волны излучения в области 1 – 2 мкм. Для этого источника длительность выходного импульса составляла ~ 10 нс при энергии в импульсе до 2 мДж и частоте повторения 10 Гц;
2. Параметрический генератор света Solar OPO на основе КТР с возможностью генерации излучения в диапазоне 1.94 – 2.3 мкм при длительности импульса ~ 10 нс, энергии в импульсе до 5 мДж и частоте повторения 10 Гц;
3. Импульсный CO₂-лазер (длина волны 10.6 мкм, длительность импульса ~ 100 нс с частотой повторения до 50 Гц, энергия в импульсе до 40 мДж);
4. Титан-сапфировый лазер «Tsunami» в режиме «квазинепрерывной» генерации (длина волны 0.9 мкм, средняя мощность 400 мВт).

Методика измерения спектров СИ в целом аналогична методике спектроскопии ФЛ и подробно изложена в главе 2. Основным отличием экспериментов по исследованию СИ является сбор излучения «с торца» образца/волновода, что позволяет максимизировать уровень сигнала. Очевидно, что такая конфигурация оптимальна для наблюдения усиленного излучения. В некоторых экспериментах использовалась традиционная для исследований ФЛ геометрия, когда образец располагался под углом 45° относительно оси роста к падающему излучению и входному окну спектрометра. Такая геометрия эксперимента позволяла наблюдать как спонтанное, так и стимулированное излучение с хорошим отношением сигнал/шум и, таким образом, детально следить за трансформацией спектров ФЛ в зависимости от интенсивности накачки. Во всех экспериментах вся поверхность образца полностью засвечивалась возбуждающим излучением. Рассеянное излучение накачки отсекалось с помощью фильтра из арсенида индия или комбинации дихроичных фильтров (Рисунок 5.2); при накачке

CO₂-лазером в качестве фильтра использовался полиметилпентен (ТРХ), спектр пропускания которого приведен на рисунке 5.3.

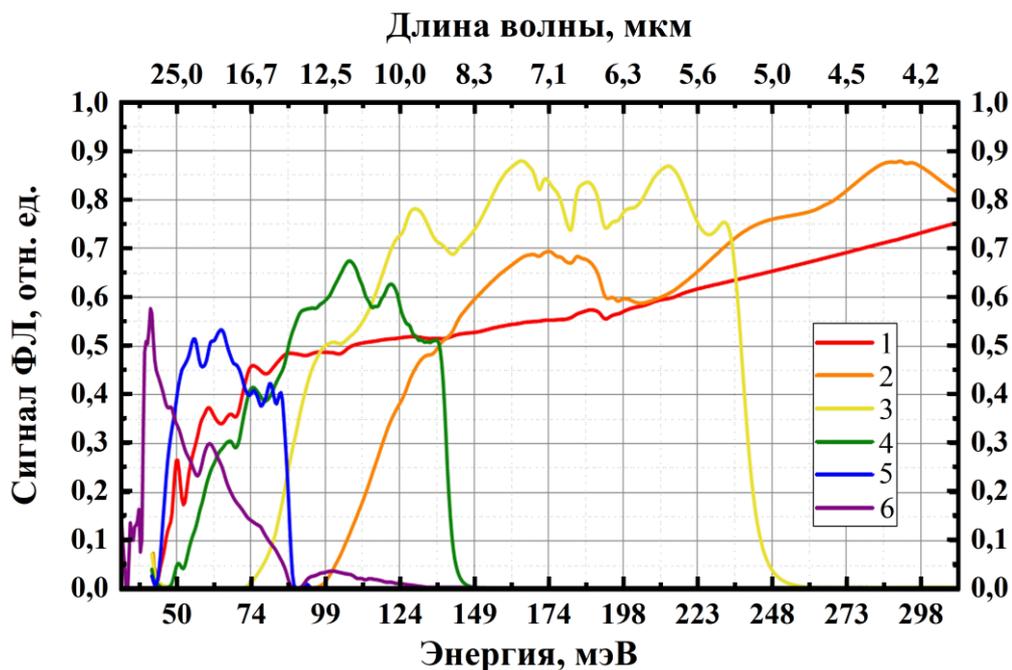


Рисунок 5.2 - Спектры пропускания дихроичных фильтров, использованных в эксперименте

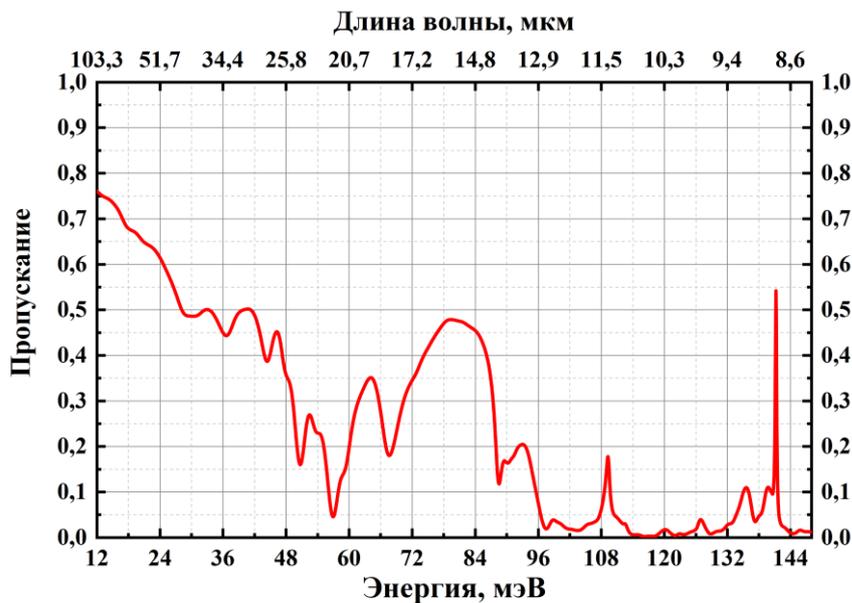


Рисунок 5.3 - Спектр пропускания окна спектрометра из полиметилпентена (ТРХ)

5.2 Стимулированное излучение в области 4 – 18 мкм в квантовых ямах на основе HgCdTe

В данном разделе кратко описаны результаты исследований, которые послужили предпосылкой для получения основного результата работы: увеличения длины волны генерации когерентного излучения в структурах на основе HgCdTe вплоть до диапазона 20 – 31 мкм, в котором ККЛ представлены лишь на отдельные длины волн, соответствующие минимумам фононного поглощения. Приведенные в данной главе результаты по обнаружению стимулированного излучения в области 4 – 18 мкм в квантовых ямах на основе HgCdTe отражены в диссертационных работах Кадыкова А.М. [193] и Фадеева М.А. [194], выполненных под руководством автора настоящей диссертации, но требуются для понимания оригинальной части диссертации. На рисунке 5.4 приведены спектры СИ первой серии исследованных структур, включающей структуры №141226 и №141227, излучающие вблизи $\lambda = 4$ мкм, и структуру №150120, в которой было получено СИ на длине волны ~ 10 мкм [A17]. Указанные длины волн соответствуют температуре измерений, $T = 18$ К. Полная ширина на половине максимума (FWHM) измеренных линий СИ составляла 2–4 мэВ при 18 К, в то время как FWHM спонтанного излучения превышала 10 мэВ. Переход от спонтанного излучения к стимулированному идентифицировался по сверхлинейной зависимости интегральной мощности излучения от накачки (см. вставку к рисунку 5.4 (б)) и по резкому сужению спектра излучения. На рисунке 5.4 видно, как с ростом мощности накачки от 1 до 2 кВт/см² на фоне широкой полосы спонтанного излучения появляется узкая линия СИ, интенсивность которой растет сверхлинейно с увеличением мощности возбуждения: подтверждением развития стимулированного процесса является возрастание интенсивности излучения линии в 4.5 раза при увеличении мощности накачки на 30% с 2.14 кВт/см² до 2.81 кВт/см². При дальнейшем увеличении интенсивности накачки в спектре появляются дополнительные линии, связываемые с разбросом в параметрах квантовых ям, помещенных в активную область. Исследованная

структура включает КЯ шириной около 3 нм и характеризуется как большой энергией Урбаха, так и широким спектром ФЛ (рисунки 3.5 и 5.8). Отметим, что возникающая коротковолновая линия СИ не может быть обусловлена переходами из возбужденных подзон квантовой ямы, поскольку в таких узких квантовых ямах энергия этих подзон, согласно расчетам, должна быть значительно выше.

С увеличением температуры положение линии СИ сдвигается в область больших энергий кванта, а интенсивность уменьшается. При этом было установлено, что структуры с более узкими КЯ позволяют получить СИ при более высоких температурах. В частности, в структуре № 141227 с 3 КЯ $\text{Hg}_{0.655}\text{Cd}_{0.345}\text{Te}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ по 40 нм толщиной СИ сохранялось выше 80 К, в то время как в структуре № 141226, активная область которой представляла собой потенциальную яму (ПЯ) $\text{Hg}_{0.64}\text{Cd}_{0.36}\text{Te}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ толщиной 90 нм, ширина спектра излучения увеличивалась до 10 мэВ, приближаясь к значениям, типичным для спонтанного излучения (т.е. ФЛ). Плотность мощности, при которой развивалось СИ, при 18 К на порядок меньше в структуре № 141227 по сравнению с № 141226 (см. таблицу 5.2). В структуре № 150120, содержащей 5 КЯ из чистого HgTe с толщинами 3.2 нм, СИ наблюдалось вплоть до 175 К [A11].

Полученные результаты продемонстрировали принципиальную возможность получения СИ в структурах с узкими КЯ. При этом максимальная температура, при которой удается наблюдать СИ $T_{\text{макс}}$ для структуры № 150120 значительно превосходят $T_{\text{макс}}$ структур № 141226 и № 141227 с более толстыми квантовыми (потенциальными) ямами, несмотря на в два раза большую длину волны генерации и очевидно большую дисперсию энергии основного межзонного перехода в структуре № 150120, где (i) толщина КЯ минимальна; (ii) число КЯ максимально.

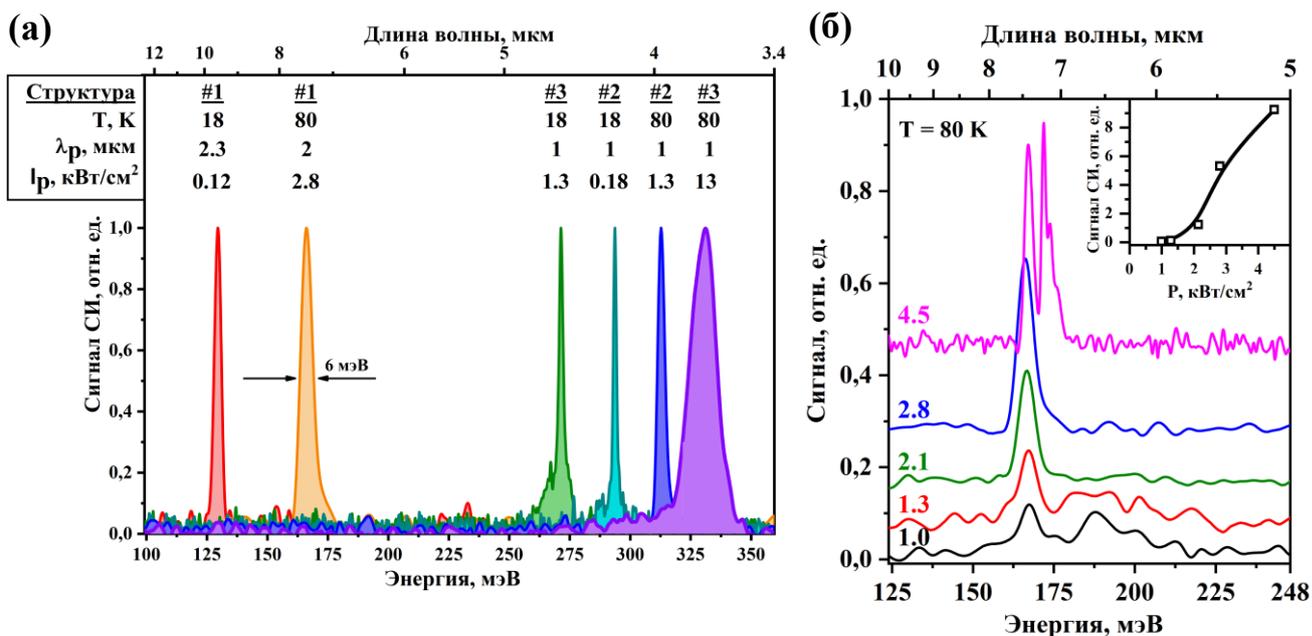


Рисунок 5.4 - (а) Спектры СИ первой серии исследованных структур при различных температурах; (б) Зависимость спектров излучения структуры № 150120 от интенсивности накачки (в кВт/см²) при 80 К. На вставке приведена интегральная зависимость интенсивности СИ от интенсивности накачки

Еще одним подтверждением преимущества узких КЯ $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$ при получении СИ является результат сравнения двух волноводных структур, рассчитанных на генерацию в окрестности длины волны 7 мкм. В структуре № 161111 в активной области была выращена потенциальная яма $\text{Hg}_{0.735}\text{Cd}_{0.265}\text{Te}$ толщиной 100 нм с энергией межзонного перехода, равной 170 мэВ, а в структуре № 161103 пять КЯ $\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$ толщиной 2.8 нм с примерно такой же энергией межзонного перехода между основными уровнями размерного квантования электронов и дырок.

На рисунках 5.5 (а), (б) представлены зависимости показателя преломления от координаты вдоль оси роста структур и результат расчета распределения электрического поля в TE_0 моде для структур № 161111 и № 161103. Как видно из рисунков, дизайны диэлектрических волноводов для этих структур практически идентичны.

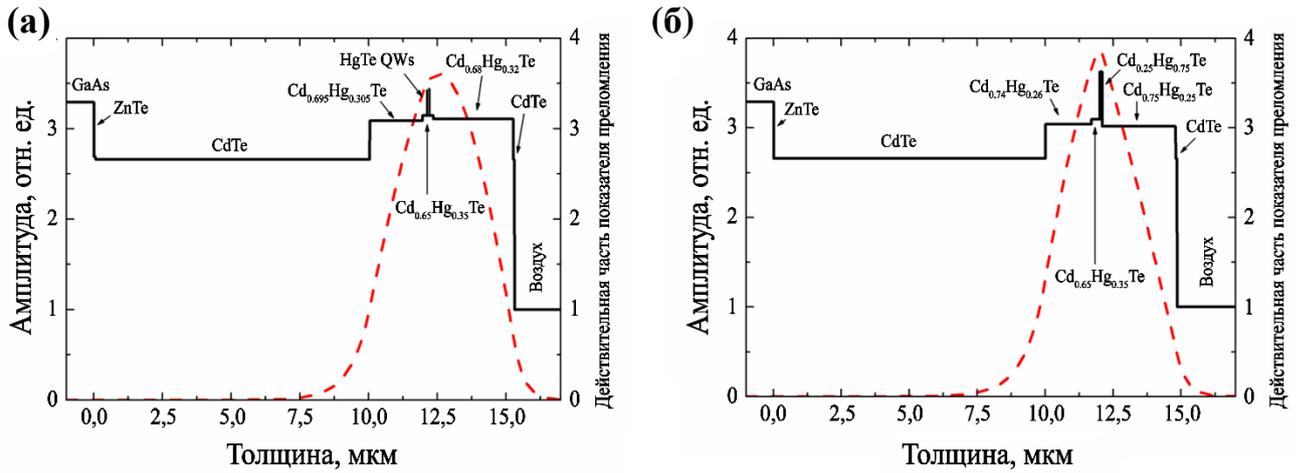


Рисунок 5.5 - Пространственное распределение показателя преломления и локализация ТЕ моды для длины волны излучения 6.6 мкм в структурах (а) № 161103 и (б) № 161111

Рисунки 5.6 (а), (б) показывают рассчитанный зонный спектр носителей для КЯ и ПЯ в этих структурах. Расчет выполнен в рамках аксиального приближения с помощью гамильтониана Кейна 8×8 .

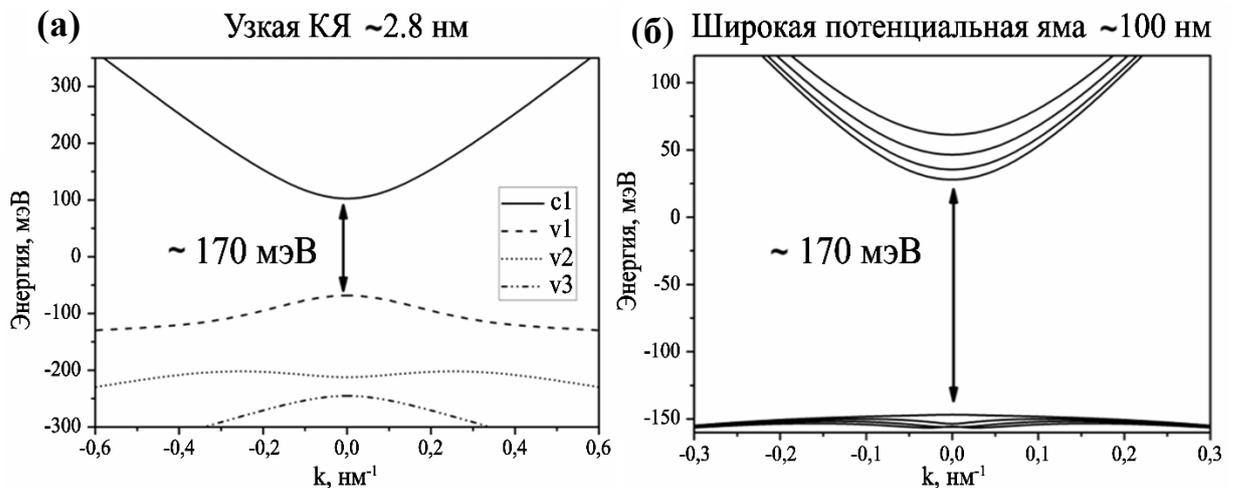


Рисунок 5.6 - Результаты расчета энергетического спектра (а) структуры № 161103 и (б) структуры № 161111, справа (первые 4 подзоны в валентной зоне и зоне проводимости)

Как видно из рисунка 5.7, на котором представлены результаты исследований ФЛ в структурах № 161111 и № 161103, для обеих структур длинноволновая

граница в спектрах излучения находится вблизи 170 мэВ, что с хорошей точностью соответствует рассчитанной энергии основного межзонного перехода. Тем не менее, в спектре структуры № 161103 (с узкими КЯ) уже при интенсивности накачки 200 Вт/см² наблюдается линия СИ, в то время как в структуре с ПЯ спектр излучения лишь уширяется вплоть до максимальной интенсивности накачки ~ 100 кВт/см², однако получить СИ в этом образце не удастся. Как было неоднократно сказано выше, наличие в структуре № 161103 симметричного участка законов дисперсии, где энергетический спектр электронов и дырок напоминает релятивистский дираковский спектр, существенно увеличивает порог оже-рекомбинации по сравнению с ПЯ в структуре № 161111, к которой качественно применима схема оценки порога оже-рекомбинации, аналогичная для случая объемного материала. Приведенные результаты показывают, что, по-видимому, предельная длина волны СИ, которую можно получить в «квазиобъемных» слоях КРТ даже при низкой температуре как раз и лежит в области ~ 7 мкм. Поэтому в ходе дальнейших исследований акцент был сделан на структурах с узкими КЯ с низким процентным содержанием Cd.

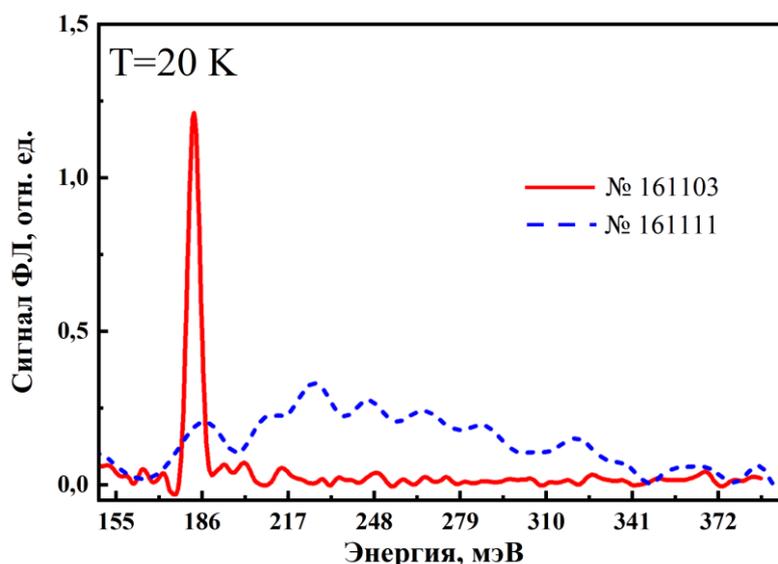


Рисунок 5.7 - Спектры ФЛ и СИ исследуемых структур при 20 К. Интенсивность накачки 2 кВт/см² для структуры № 161103 и 100 кВт/см² для структуры № 161111

Из таблицы 5.2 видно, что использование накачки с большей длиной волны приводит к уменьшению порога возникновения СИ (в том числе в пересчете на поток фотонов накачки). Понижение пороговой интенсивности накачки при переходе к «подбарьерному» возбуждению (для образцов № 150120 и № 141227 при $T = 18$ К) представляется контринтуитивным результатом, особенно в случае узких КЯ, где поглощение происходит на переходах из одной валентной подзоны в одну подзону зоны проводимости, тогда как за счет практически полного поглощения излучения накачки в барьерах можно получить максимально возможную при данном уровне накачки концентрацию неравновесных носителей для инъекции в КЯ. При «внутриямном» возбуждении, когда одна КЯ поглощает не более ~ 1 % излучения, максимальная концентрация неравновесных носителей определяется количеством квантовых ям, выращенных в активной области лазерной структуры.

Таблица 5.2 - Длина волны СИ (λ_{SE}) и пороговые интенсивности накачки (P_{th}) для первой серии исследованных структур при различных температурах и длинах волн накачки (λ_p)

Номер структуры	λ_p , мкм	Длина волны СИ и пороговая мощность накачки			
		18 К		80 К	
		λ_{SE} , мкм	P_{th} , кВт/см ²	λ_{SE} , мкм	P_{th} , кВт/см ²
150120	2.3	~ 9	0.12	~ 7.5	–
	2.0		0.25		1
141227	2.0	~ 4.2	0.01	~ 4	0.11
	1.0		0.1		–
141226	1.0	~ 4.5	1.3	~ 3.7	6
Работа [А60]	1.047	~ 3	0.2	–	1

Таким образом, на основе полученных данных был сделан вывод, что инжекция носителей из барьеров малоэффективна. Последнее может быть связано с двумя факторами: (i) захватом носителей на глубокие центры-ловушки в барьерах и (ii) излучательной рекомбинацией в барьерах, уменьшающей долю носителей, поступающих в КЯ, из-за значительной разницы в соответствующих длинах волн (поскольку темп излучательной рекомбинации растет с уменьшением длины волны). Сходные выводы были отражены в работе [60], где для уменьшения пороговой интенсивности накачки в лазерных структурах на основе КРТ использовались варизонные барьеры, которые позволяли увеличить число инжектированных в КЯ носителей.

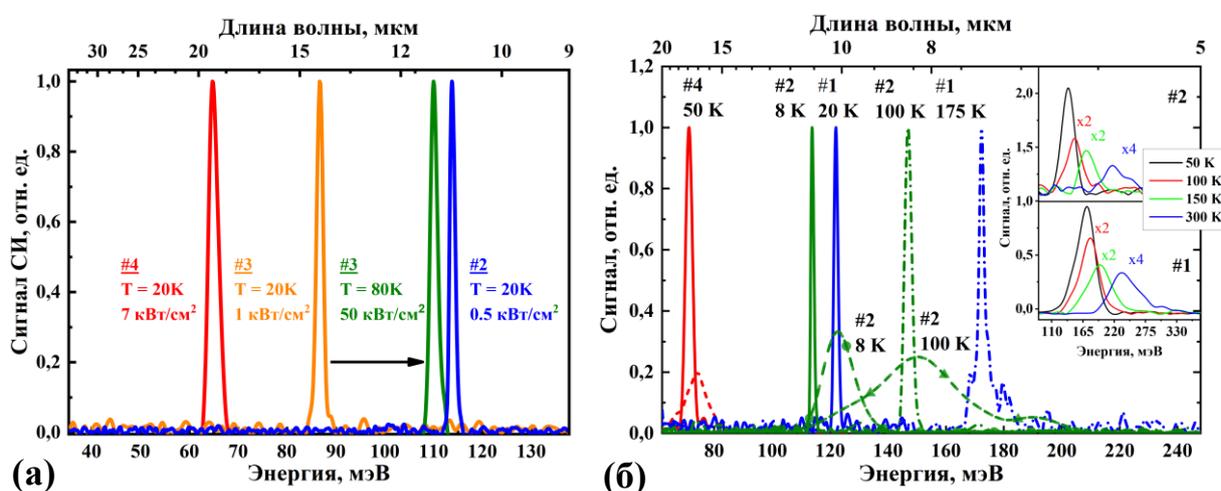


Рисунок 5.8 - Спектры СИ в диапазоне длин волн от 7 до 18 мкм в серии исследованных структур при различных температурах (№ 4 – 170130, № 3 – 170127, № 2 – 161222, № 1 – 150120)

Так как сравнительный анализ спектров СИ в исследованных волноводных структурах показал, что структуры с несколькими узкими КЯ более предпочтительны, для получения СИ в диапазоне длин волн 10 – 20 мкм (по сравнению со структурами с широкой КЯ) были сконструированы структуры, содержащие КЯ толщиной менее 10 нм (см. таблицу 5.1). Во всех исследованных структурах было получено СИ на расчетных длинах волн (Рисунок 5.8) [A18].

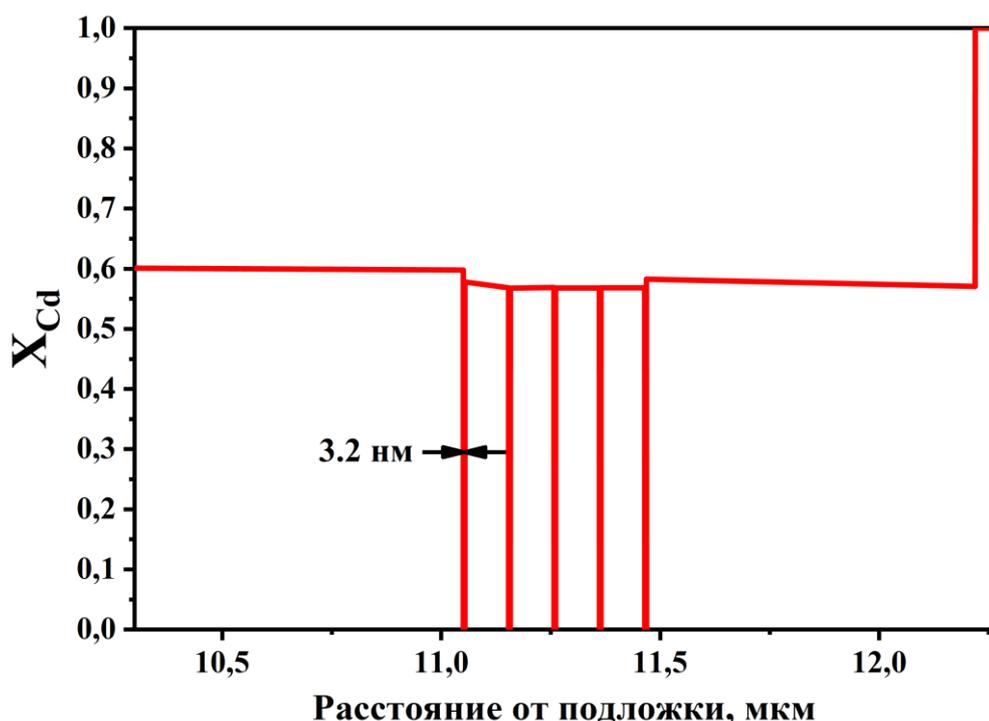


Рисунок 5.9 - Пространственное распределение доли Cd в волноводной части структуры № 150120

В таблице 5.3 приведены пороговые значения плотности мощности для разных температур, включая максимальную температуру, при которой удавалось получить СИ (температура «гашения» СИ T_{SEQ}). Как и следовало ожидать, из-за падения времени жизни носителей (см. главу 3), пороговая плотность мощности увеличивается с увеличением длины волны СИ, а максимальная рабочая температура снижается, однако необходимо отметить, что пороговые значения при максимальной температуре T_{SEQ} далеки от максимальной интенсивности накачки на длине волны 2.3 мкм, которую может обеспечить источник: 1 МВт/см². Тем не менее, при $T > T_{SEQ}$ увеличение интенсивности накачки приводит только к появлению чрезвычайно слабой и широкой полосы спонтанного излучения. Аналогичный эффект наблюдается и при низких температурах: при больших мощностях возбуждения интенсивность СИ не растет пропорционально интенсивности накачки после начала усиления, а вместо этого достигает насыщения, и при дальнейшем увеличении плотности происходит уменьшение интенсивности СИ, как показано на рисунках 5.10 и 5.11, вплоть до полного

исчезновения (Рисунок 5.12). «Критическая» интенсивность накачки, при которой подавляется СИ, лежит в диапазоне 50-150 кВт/см² (в зависимости от исследуемой структуры).

Таблица 5.3 - Наибольшие длины волн СИ (λ_{SE}), полученные в исследованных структурах второй серии, и пороговые интенсивности накачки (I_{th}), соответствующие им

Образец	При 20 К		При максимальной температуре T_{SEQ} наблюдения СИ		
	λ_{SE} , мкм	I_{th} , кВт/см ²	T_{SEQ} , К	λ_{SE} , мкм	I_{th} , кВт/см ²
170130	19.6	5	45	17.5	7.5
170126	18	5	40	16.8	7.5
170127	14.2	0.5	80	11.2	40
170202	13.7	1	60	11	160
161222	10.9	0.2	100	9.4	10

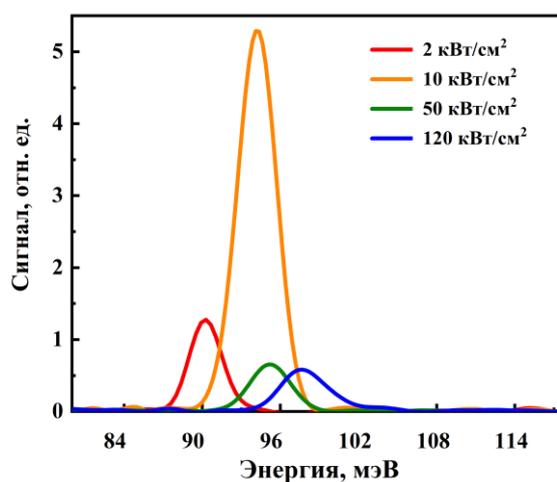


Рисунок 5.10 - Спектры СИ структуры № 170127 при различных интенсивностях накачки на длине волны 2.3 мкм ($T = 20$ К)

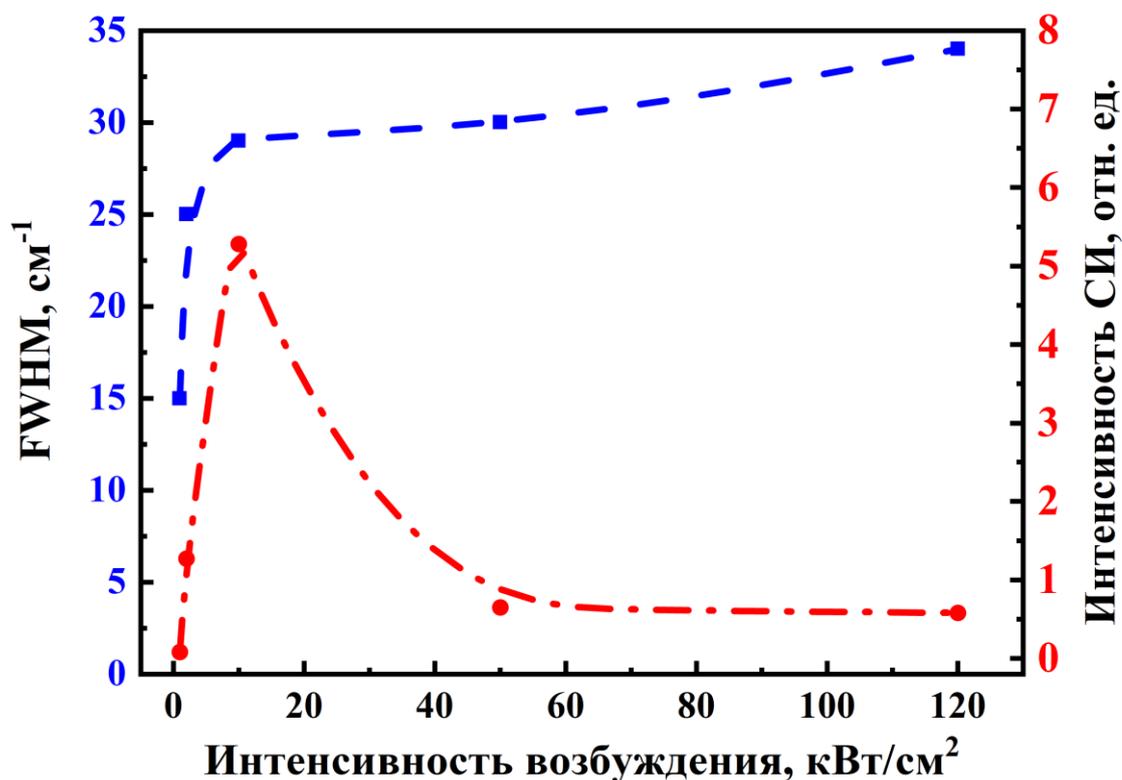


Рисунок 5.11 - Зависимость ширины на полувысоте и интенсивности СИ в структуре № 170127 от интенсивности накачки n а длине волны 2.3 мкм ($T = 20$ К)

Характерная «колоколообразная» форма зависимости интенсивности СИ от мощности возбуждения является, как показали дальнейшие исследования, следствием разогрева носителей. При возбуждении структур излучением с длиной волны 2.3 мкм сильное влияние такого разогрева заметно уже в структурах с КЯ, рассчитанных на длины волн СИ около 14 мкм. На рисунке 5.12 показаны измеренные зависимости интегральной интенсивности СИ от мощности накачки с длиной волны 2.3 мкм, иллюстрирующие «гашение» СИ с ростом интенсивности накачки. Для структуры № 170130, рассчитанной на длины волн около 20 мкм, гашение наступает практически сразу после преодоления порога возникновения стимулированного излучения.

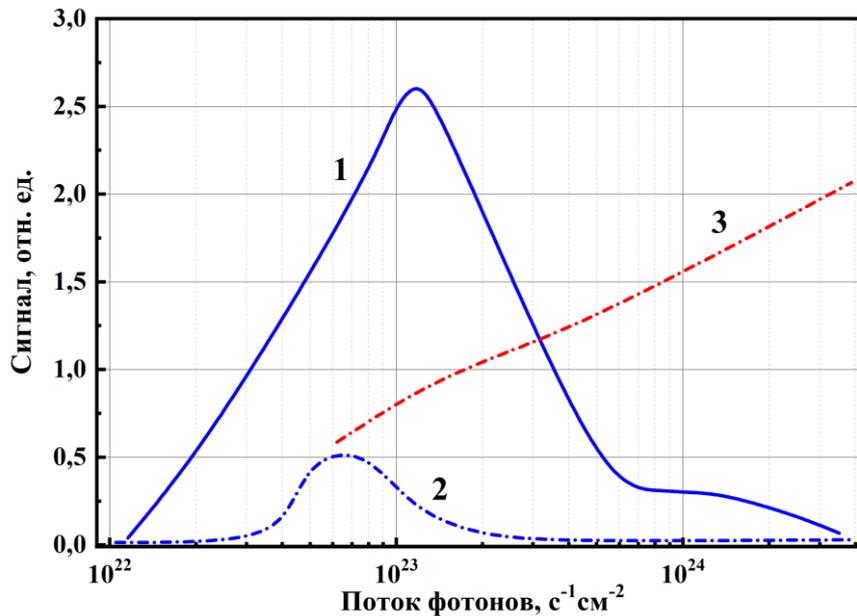


Рисунок 5.12 - Интегральная интенсивность СИ в зависимости от интенсивности накачки (эксперимент, выражена в количестве фотонов накачки на единицу площади в единицу времени) при $T = 8\text{К}$: сплошная линия 1 – в структуре № 170127 (длина волны СИ 14 мкм) при накачке импульсами излучения параметрического генератора света с длиной волны 2.3 мкм; синий штрих-пунктир 2 – в структуре № 170130 при накачке импульсами излучения параметрического генератора света с длиной волны 2.3 мкм; красный штрих-пунктир 3 – в структуре № 170130 при накачке импульсами CO_2 лазера с длиной волны 10.6 мкм

Минимизировать влияние разогрева носителей излучением накачки возможно путем перехода к более длинноволновому оптическому возбуждению, в данном случае импульсным CO_2 -лазером с рабочей длиной волны 10.6 мкм. В этом случае интегральная интенсивность СИ монотонно возрастает с увеличением интенсивности возбуждения, как показано на рисунке 5.12. Таким образом, эффект гашения СИ в данном случае не является фундаментальным, а обусловлен использованием коротковолновой накачки.

Качественно причины резкого влияния разогрева на эффективность СИ можно понять из рассмотрения зонного спектра структур: на рисунке 5.13 изображены рассчитанные законы дисперсии носителей в валентной зоне и зоне проводимости для структуры с толщиной КЯ HgTe 4.3 нм (в качестве примера).

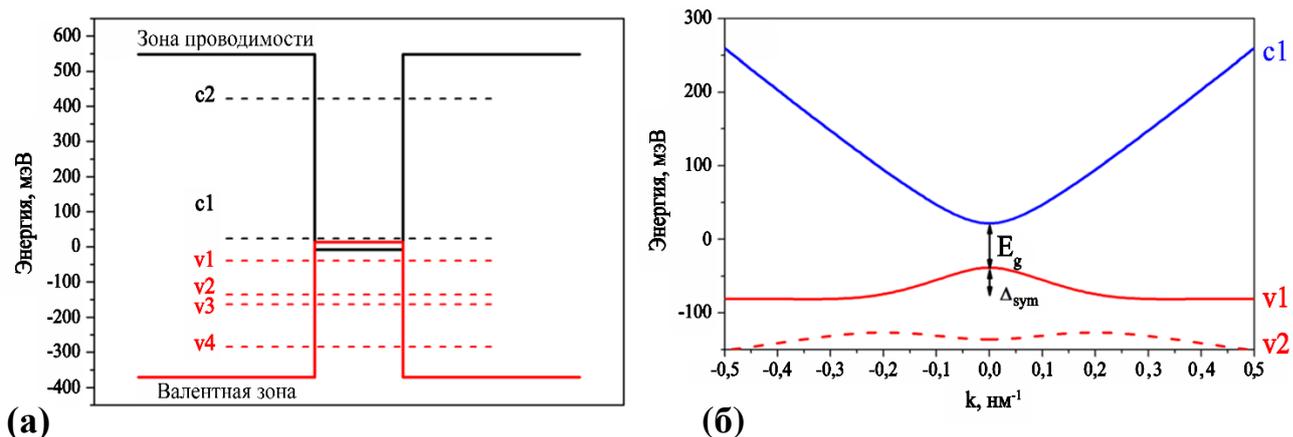


Рисунок 5.13 - Типичный энергетический спектр структуры с узкими КЯ ($T = 0 \text{ K}$)

Оже-рекомбинация подавлена только для носителей, которые находятся в окрестности минимума зоны проводимости и максимума валентной зоны. Когда дырки достигают области кинетической энергии $E_{kin} > \Delta_{sym}$, оже-рекомбинация становится эффективной. Величину Δ_{sym} можно определить как энергию, ниже которой спектр в валентной зоне перестает быть квазисимметричен спектру зоны проводимости из-за возрастания эффективной массы дырок⁵.

Энергия, которая передается третьему носителю в состоявшемся оже-процессе, «гарантирует» возможность его участия в следующем оже-процессе. Действительно, конечная энергия третьего носителя после оже-рекомбинации есть сумма E_g и полной кинетической энергии трех частиц в стартовом состоянии E_{kin}^0 (в силу закона сохранения энергии). Если оже-процесс оказался возможен, то $E_{kin}^0 \geq E_{th}$, т.е. энергия третьего носителя после оже-рекомбинации заведомо больше пороговой $E_{kin}^f \geq E_{th} + E_g$. Такая энергия позволяет носителю снова достигать состояния с высокой кинетической энергией и участвовать в следующем оже-процессе. Таким образом, даже небольшой высокоэнергетический хвост функции

⁵ Я использую эту «наглядную» величину для качественного рассмотрения; вообще говоря, корректней использовать понятие пороговой энергии ССН-С оже-процесса E_{th} . Тем не менее, строгие расчеты показывают, что с хорошей точностью $E_{th} \approx \Delta_{sym}$.

распределения носителей, появляющийся при высокой температуре, резко усиливает оже-рекомбинацию и разогрев носителей.

Помимо температуры решетки, которая может быть низкой, сравнительно коротковолновая накачка 2.3 мкм приводит к дополнительному нагреву электронно-дырочной системы. При высокой интенсивности возбуждения распределение носителей крайне неравновесно: многие электроны и дырки имеют высокую кинетическую энергию. По мере увеличения интенсивности накачки дырки заполняют область «тяжелых» состояний с большими квазиимпульсами, и вероятность оже-рекомбинации резко увеличивается. Тот факт, что это приводит к гашению СИ (а не насыщению интенсивности, например) показывает, что, во-первых, скорость оже-рекомбинации в условиях интенсивного возбуждения может быть сопоставима со скоростью вынужденного излучения, а во-вторых, негативное влияние оже-рекомбинации состоит не только (и не столько) в виде паразитных «потерь» неравновесной концентрации, сколько в мощном разогреве носителей, который делает невозможным усиление на межзонных переходах.

В ходе дальнейших исследований было подтверждено, что увеличение толщины КЯ на несколько нанометров с сохранением величины ширины запрещенной зоны (что требует одновременного добавления кадмия в КЯ) приводят к резкому снижению максимальной температуры $T_{\text{макс}}$, при которой удастся получить СИ. В частности, $T_{\text{макс}}$ снижается до ~ 100 К в структуре № 161222, содержащей КЯ шириной 6.1 нм с концентрацией кадмия ~ 10 %, при практически той же длине волны излучения ~ 10 мкм, что и структуре № 150120. Уменьшение ширины КЯ всего на 0.4 нм в структуре № 190410 по сравнению с № 170130 позволило повысить максимальную температуру наблюдения СИ в окрестности 20 мкм на 30 К. Фундаментальная причина данного эффекта состоит в смене доминирующего механизма рекомбинации с излучательного на оже-процесс при увеличении концентрации кадмия и одновременно ширины КЯ, продемонстрированной в исследуемых структурах с помощью исследований кинетики ФП (см. главу 3). Резкое изменение времени жизни и характеристик СИ

в КЯ различного дизайна с близкими значениями E_g , указывает на сильную зависимость темпов релевантных оже-процессов от параметров КЯ.

5.3 Анализ различных типов оже-процессов в квантовых ямах на основе HgCdTe

Из физики полупроводников известна классификация 10 подтипов оже-процессов в объемном материале, для каждого из которых характерна своя величина пороговой энергии [121]. В структурах с КЯ наличие гетерограницы снимает ограничения на процессы электрон-электронного рассеяния, вызываемые законами сохранения, из-за снятия закона сохранения для компоненты квазиимпульса, перпендикулярной гетерогранице. Поэтому возможны оже-процессы, при которых носитель меняет подзону размерного квантования или выбрасывается в барьер. При этом пороговая энергия таких процессов, определенная как для объемного материала, может быть равной нулю. В работе [129] было теоретически показано, что из-за данного эффекта темп оже-рекомбинации в узких КЯ может существенно увеличиваться. Однако расчет проводился в приближении $E_0 \ll U \ll E_g$, где E_0 – энергия между соседними подзонами размерного квантования, U – «глубина» КЯ, что соответствует случаю КЯ малой глубины на основе широкозонных материалов, плохо применимому к узким КЯ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ с $y \gg x$. Темп оже-рекомбинации в квантовых ямах HgTe в упрощенной модели с бесконечно глубокой квантовой ямой изучался в работе [59] для квантовых ям, излучающих в диапазоне длин волн 2-5 мкм. В этой работе рассматривались процессы оже-рекомбинации с участием двух электронов и одной дырки. В работе [195] рассчитывался темп оже-рекомбинации в сверхрешетках HgTe/CdHgTe, излучающих на длине волны около 3.5 мкм в температурном диапазоне 77 – 150 К. В этой работе рассматривались оже-процессы как с участием двух электронов и одной дырки, так и с участием двух дырок и одного электрона. В обеих работах авторы не проводили анализа зависимостей

пороговых энергий от температуры и параметров структуры, а вычисляли зависимость пороговых плотностей лазерной генерации от температуры.

Основные особенности оже-рекомбинации в узкозонных квантовых ямах были изучены в работе [130]. Из нее следует, что в узких и «глубоких» КЯ (что типично для исследуемых в данной работе структур), когда энергии возбужденной частицы недостаточно для перехода в континуум или на следующий уровень размерного квантования, беспороговая оже-рекомбинация будет сильно подавлена. Фактически, это сводит задачу об анализе оже-процессов в КЯ к «объемному» случаю, где основным процессом оже-рекомбинации является пороговый процесс. Тем не менее, в работе [130] квантовые ямы на основе HgCdTe не рассматривались.

В работе [196] был выполнен анализ пороговых энергий оже-рекомбинации в квантовых ямах гетероструктур HgTe/CdHgTe, ширина запрещенной зоны которых лежит в интервале 30-70 мэВ.

Качественно основные результаты справедливы и для более широкозонных КЯ нанометровой толщины, в том числе с небольшой концентрацией кадмия в КЯ. Наименьшую пороговую энергию при оже-рекомбинации, в котором в начальном состоянии было два электрона в зоне проводимости и одна дырка, а в конечном – электрон в зоне проводимости (СНСС процесс в обозначениях [177], СССН в обозначениях [59], ССН-С в обозначениях настоящей работы) обеспечивает конфигурация, когда в начальном состоянии дырка находится в верхней валентной подзоне. На рисунке 5.14 представлены результаты расчета зависимостей пороговых энергии для ССН-С процессов для пяти структур с одинаковой шириной запрещенной зоны в КЯ, параметры которых приведены в таблице 5.4.

Таблица 5.4 - Параметры КЯ HgTe/Cd_YHg_{1-Y}Te с $E_g = 30$ мэВ (d_{QW} – толщина, Y – доля кадмия в барьере), использованные в расчетах

d_{QW} , нм	3.3	4.1	4.58	4.95	5.26
Y	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7

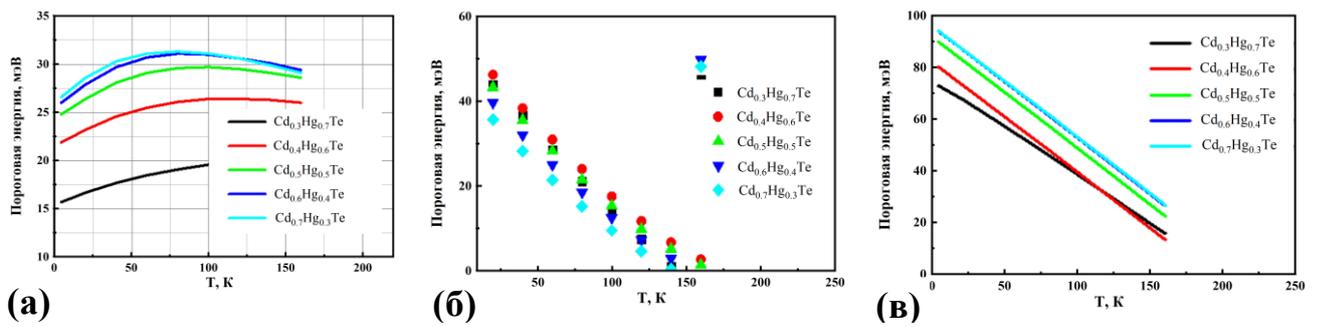


Рисунок 5.14 - Зависимость пороговых энергий от температуры для (а) ССН-С процесса, (б) СНН-Н₁₋₂ процесса (дырка в конечном состоянии оказывается во второй подзоне размерного квантования валентной зоны), (в) СНН-Н₁₋₃ процесса (дырка в конечном состоянии оказывается в третьей подзоне размерного квантования валентной зоны)

Наиболее оптимальными с точки зрения максимальной пороговой энергии оже-рекомбинации являются структуры с $Y = 0.6 - 0.7$. Для квантовых ям с такими барьерами характерное значение пороговой энергии ССН-С процессов составляет около 20 – 30 мэВ. При рассмотрении оже-рекомбинации с участием одного электрона и двух дырок СНН-Н предполагалось, что начальные состояния дырок располагаются в верхней подзоне дырок, так как такие состояния обеспечивают минимальные пороговые энергии для рассматриваемых процессов. В случае, когда конечное состояние дырки, уносящей энергию, оказывается в той же подзоне, что и начальное состояние, пороговая энергия в полтора-три раза больше по сравнению с пороговой энергией ССН-С процесса, поэтому результаты расчетов пороговой энергии для таких процессов не приводятся.

Совершенно иная ситуация реализуется при перемещении дырки между подзонами размерного квантования в результате оже-рекомбинации. В этом случае при определенных температурах пороговая энергия может обращаться в ноль. Минимальную пороговую энергию обеспечивает процесс, в котором дырки в начальном состоянии находились в верхней подзоне размерного квантования и имели одинаковые волновые вектора. В рассматриваемых структурах пороговая энергия обращается в ноль в том случае, когда ширина запрещенной зоны равна разнице энергий при $k = 0$ между верхней валентной подзоной и валентной подзоной, в которую переходит дырка, уносящая энергию. На рисунке 5.14

показаны зависимости от температуры пороговых энергий, когда конечное состояние дырки находится во второй и третьей подзоне размерного квантования валентной зоны. Увеличение расстояния между валентными подзонами с увеличением температуры происходит медленнее, чем увеличение величины запрещенной зоны. В рассматриваемых структурах при низких температурах разность энергий электрона в верхней валентной подзоне (1) и в следующей подзоне (2) в Γ -точке больше ширины запрещенной зоны. С возрастанием температуры разность ширины запрещенной зоны и разности энергий валентных подзон уменьшается, что приводит к уменьшению пороговой энергии оже-процесса, в котором конечное состояние дырки располагается во второй подзоне размерного квантования. Наконец при температуре, когда эти энергии становятся одинаковыми, соответствующая пороговая энергия обращается в нуль. При дальнейшем повышении температуры пороговая энергия этого оже-процесса скачком увеличивается и далее медленно растет с ростом температуры. Для конечного состояния дырки в третьей подзоне ситуация аналогичная, только температура «резонанса» оказывается выше.

5.4 Экспериментальные исследования различных типов оже-процессов в квантовых ямах на основе HgCdTe

Проведенные расчеты не дают ответа на вопрос о преобладающем механизме оже-рекомбинации, однако они дают качественное представление о зависимости каждого конкретного механизма от температуры. В рассмотренных структурах наименьшие пороговые энергии соответствуют ССН-С процессу и СНН-Н процессам, в которых дырка в процессе рекомбинации меняет подзону. Для СНН-Н процессов с изменением подзоны дыркой существуют своеобразные температурные «резонансы», при которых пороговая энергия обращается в нуль. В ряде работ «резонансные» оже-процессы типа СНН-Н указывались в качестве фактора, ответственного за гашение СИ при определенной температуре [132]. Если эти процессы дают заметный вклад во времена рекомбинации, то зависимость

интенсивности ФЛ от температуры должна быть немонотонной, в то время как для ССН-С процесса ожидается температурное гашение ФЛ на масштабах $\sim E_{th}$, что позволяет установить доминирующий тип оже-рекомбинации в эксперименте.

Стоит отметить, что пороговые энергии для ССН-С процесса заметно различаются при изменении состава твердого раствора в барьере. Оптимальный состав барьера для процессов ССН-С в рассмотренных структурах близок к $Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te$, что благоприятным образом согласуется с возможностями технологии МЛЭ. В диапазоне ширин запрещенной зоны от 30 до 100 мэВ, для оптимального состава барьера пороговая энергия больше (иногда существенно) предельного значения для параболических зон даже с симметричным законом дисперсии для носителей. Это показывает, насколько важна непараболичность законов дисперсии носителей для подавления оже-рекомбинации [A11]. В авторских работах [A11, A21] было установлено, что максимальная температура, при которой удается добиться режима СИ, коррелирует с расчетной пороговой энергией ССН-С оже-процесса (Рисунок 5.15), определяемой положением боковых максимумов в валентной зоне [A11, A21, A31].

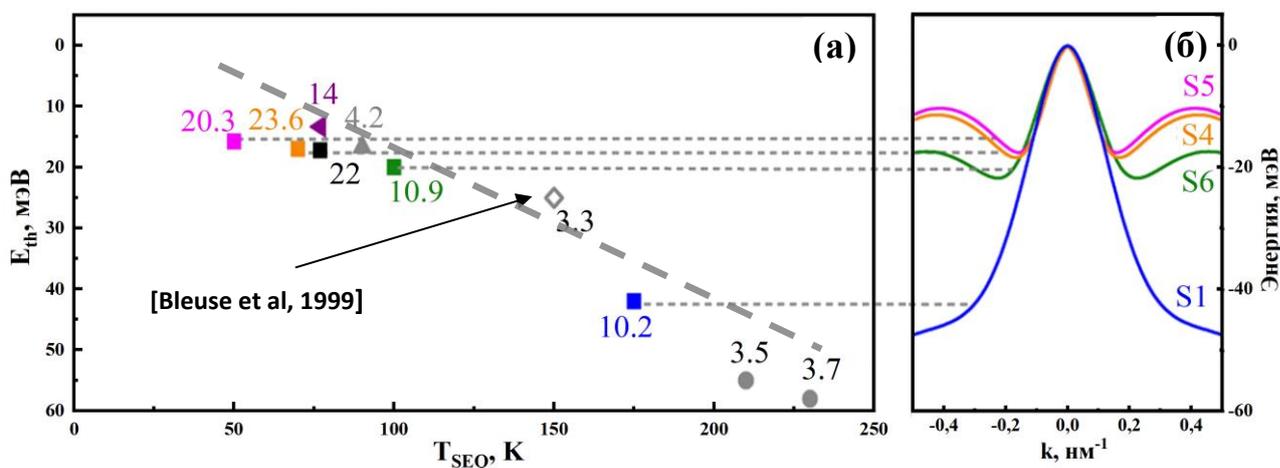


Рисунок 5.15 - (а) Пороговая энергия оже-процесса ССН-С и максимальная температура наблюдения генерации в различных структурах с КЯ на основе $HgCdTe$: числа возле точек обозначают длину волны СИ при $T = 8$ К; толстая пунктирная линия иллюстрирует корреляцию между значением пороговой энергии оже-рекомбинации и максимальной температурой наблюдения СИ; (б) Закон дисперсии дырок в первой валентной подзоне для некоторых из структур (№ 170130 (S5), № 190225 (S4), № 161222 (S6), № 150120 (S1))

На рисунке 5.16 схематично указаны возможные пути оже-рекомбинации в одной из экспериментально исследованных структур [A22]: процесс типа ССН-С (Рисунок 5.16 (а)), который можно условно считать «объемноподобным», поскольку здесь участвуют только основные подзоны в КЯ ($e1$ и $h1$), а также специфические для КЯ процессы типа СНН-Н (Рисунок 5.16 (б)) и ССН-С₂ (Рисунок 5.16 (в)), в ходе которых результирующая частица «разогревается» в одну из возбужденных подзон в КЯ. Выбор относительно широкозонной для исследования механизмов рекомбинации структуры связан с техническими удобствами детектирования излучения ФЛ и СИ с большим динамическим диапазоном по интенсивности и широким интервалом температур, в котором удается наблюдать СИ. Прямое измерение межзонной динамики носителей заряда при высоких температурах затруднено, так как временное разрешение системы, определяемое длительностью импульсов накачки (τ_{pump}), составляет порядка ~ 10 нс, в то время как время жизни избыточных носителей может уменьшаться до субнаносекундных значений из-за высокой концентрации носителей, необходимой для достижения инверсии и усиления на межзонных переходах. В этом случае время жизни носителей оценивалось на основе измеряемого порога возникновения СИ с использованием соотношения

$$\tau_{eff} = \frac{n_{th}}{\alpha_{QW} G_{th}}, \quad (5.4.1)$$

где n_{th} и G_{th} — избыточная концентрация носителей заряда и поток фотонов накачки при пороге возникновения СИ, соответственно, и α_{QW} — коэффициент поглощения излучения накачки в КЯ при прямой (подбарьерной) накачке, как правило, принимаемый $\alpha_{QW} = 0.01$. При использовании выражения (5.4.1) предполагается квазистационарный режим накачки внутри импульса возбуждения ($\tau_{eff} \ll \tau_{pump}$), а пороговая концентрация n_{th} равной концентрации «просветления» КЯ N_{inv} , что оправдано тем, что длина волн $\lambda_{SE} < 6 - 8$ мкм практически исключено решеточное (фононное) поглощение, а для компенсации поглощения света свободными носителями требуется пренебрежимо малое, на уровне единиц

процентов, увеличение пороговой концентрации n_{th} . Для расчета N_{inv} эффективная температура носителей принималась равной температуре решетки. При $T = 90$ К оценка эффективного времени жизни избыточных носителей составила $\tau_{eff} \sim 1$ нс, что намного меньше расчетного излучательного времени жизни (> 10 нс). Таким образом, можно заключить, что (i) получаемые значения τ_{eff} определяются безызлучательными оже-процессами и (ii) «квазистационарное» приближение при расчете τ_{eff} полностью оправдано интервале температур $T > 90$ К.

В процессе ССН-С участвуют два электрона и одна дырка, и соответствующая скорость рекомбинации может быть выражена как

$$R_{ССН-С} = C_A \times n_{act}^2 \times h_{act} . \quad (5.4.2)$$

Здесь C_A – не зависящий от температуры микроскопический коэффициент оже-рекомбинации, n_{act} и h_{act} – концентрации «активных» электронов и дырок, обладающих кинетической энергией выше пороговой энергии оже-рекомбинации. Пороговая энергия, рассчитанная в соответствии с [A19], составляет для исследованной структуры $E_{th} \sim 26$ мэВ и практически полностью определяется кинетической энергией дырки (см. рисунок 4.6 (а)).

Исходя из этого, практически все электроны в КЯ находятся «над порогом» по отношению к оже-рекомбинации, и поэтому в (5.4.2) можно положить $n_{act}=N_{inv}$. В то же время, значение E_{th} значительно выше, чем средняя тепловая энергия kT дырок при соответствующих температурах, и лишь некоторая часть дырок h_{act} (не пропорциональная, вообще говоря, величине N_{inv}) в общей функции распределения является «надпороговой». Эту величину можно вычислить, основываясь на законе дисперсии дырок и используя статистику Ферми-Дирака; представленная далее как $f_h(T) \equiv h_{act}(T)/N_{inv}(T)$, она приведена на вставке к рисунку 5.16 (г). Тогда (5.4.2) можно записать в следующем виде:

$$R_{ССН-С}(T) = C_A \times N_{inv}^3(T) \times f_h(T) , \quad (5.4.3)$$

$$\tau_{ССН-С}^{-1}(T) = C_A \times N_{inv}^2(T) \times f_h(T) . \quad (5.4.4)$$

Выражение (5.4.4) обеспечивает хорошее соответствие модели и экспериментальных данных в диапазоне температур от 90 до 180 К при использовании единственного подгоночного параметра – величины C_A ; в данном случае $C_A = 2.7 \times 10^{-13}$ см⁴/с, что подтверждает определяющую роль ССН-С процесса в рекомбинации до 180 К.

При $T > 180$ К на измеренной кривой $P_{th}(T)$ появляется излом, указывающий на «активацию» дополнительного канала безызлучательной рекомбинации. На рисунке 5.16 (д) приведены расчетные пороговые энергии для рекомбинации вида СНН-Н (в сравнении с ССН-С) в зависимости от температуры. Показаны только процессы СНН-Н, приводящие к нагреву дырки в высшие подзоны КЯ, $h3$ или $h4$, поскольку процессы, в которых конечное состояние дырки принадлежит подзонам $h1$ или $h2$ имеют пороги, превышающие 160 – 200 мэВ. Для исследования вклада процессов типа СНН-Н в общий темп рекомбинации были измерены зависимости интегральной интенсивности излучения от температуры в диапазоне $T = 160 – 300$ К при фиксированной мощности накачки. Мощность (~ 10 кВт/см²) была выбрана заведомо ниже порога СИ с целью рассматривать лишь спонтанное излучение света, но все же достаточно высокой, чтобы обеспечить (i) насыщение возможных каналов рекомбинации по механизму Шокли-Рида и (ii) доминирующую роль оже-процессов ($\tau_{Oже} \ll \tau_u, \tau_{ШРХ}$). В таких условиях можно ожидать, что наблюдаемая интенсивность ФЛ будет отображать эффективное значение времени жизни избыточных носителей: $I_{PL} \sim \tau_{eff}/\tau_u$. Результаты измерений представлены на рисунке 5.16 (е) в виде зависимости $PL^{-1}(T)$, т.е. фактически построен «эффективный темп рекомбинации» ($1/\tau_{eff}$). Для сравнения, на этом же рисунке приведен расчетный темп рекомбинации для ССН-С оже-процесса (пунктир), пропорциональный величине $C_A^{(eff)}(T)$ (эффективный коэффициент оже-рекомбинации, учитывающий заселенность состояний: $R_{ССН-С} = C_A^{(eff)} \times N_{inv}^3$), экстраполированной исходя из данных на рисунке 5.16 (г).

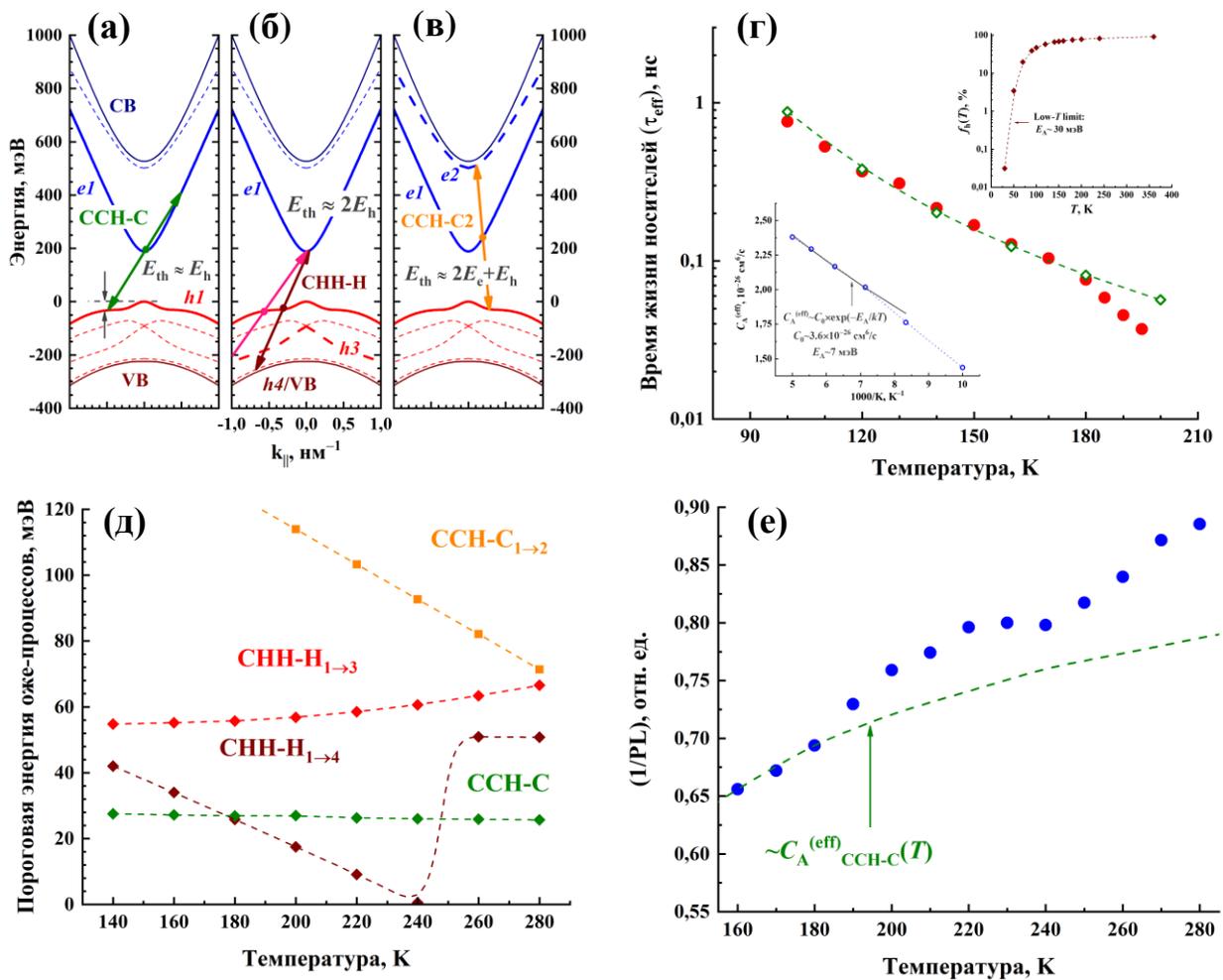


Рисунок 5.16 - Расчетный вид дисперсии носителей в КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe шириной 4.3 нм с остаточной долей Cd в КЯ 7 %; $T = 180$ К. Показаны электронные переходы энергетические пороги E_{th} для различных возможных оже-процессов: (а) ССН-С процесс (аналогичный случаю объемного материала) и специфичные для КЯ процессы СНН-Н (б) и ССН-С₂ (в), в которых конечным состоянием частицы являются возбужденные состояния в КЯ, либо состояния в непрерывном спектре барьера в валентной зоне (б) или зоне проводимости (в); (г) Расчетные времена жизни носителей на пороге возникновения СИ в зависимости от температуры: в соответствии с выражением (5.4.1) исходя из данных эксперимента (сплошные кружки), модель для «порогового» ССН-С процесса в соответствии с (5.4.4) (ромбы). На вставках: (вверху справа) доля «надпороговых» дырок $f_h(T)$ в зависимости от температуры образца; (внизу слева) температурная активация оже-рекомбинации в области высоких температур $T = 100-200$ К; (д) Расчетные пороговые энергии для конкурирующих ССН-С и СНН-Н оже-процессов в зависимости от температуры образца; (е) "Обратная" интегральная интенсивность ФЛ в зависимости от температуры образца при фиксированной плотности мощности возбуждения (~ 10 кВт/см²). Пунктир

($\sim C_A^{(\text{eff})}$ для ССН-С процесса) отображает расчетную термическую активацию оже-рекомбинации по механизму ССН-С

Особенность в интервале $T = 190 - 230$ К можно связать с «беспороговым» СНН- $H_{1 \rightarrow 4}$ процессом (см. рисунок 5.16 (д)), нельзя исключить и роли процесса ССН- $C_{1 \rightarrow 2}$ при более высоких температурах, несмотря на большую величину соответствующей пороговой энергии. Однако в любом случае вклад данных процессов остается слабым, с изменением времени жизни носителей менее чем на 10 % в сравнении с «нерезонансным» фоном, что предполагает доминирующую роль оже-процессов ССН-С даже в тех условиях, когда конкурирующие СНН-Н-процессы являются формально беспороговыми. Аналогично электронным переходам при беспороговой оже-рекомбинации, межподзонное поглощение может становиться резонансным при определенных температурах, когда энергия излучательного перехода в КЯ ($e1 \rightarrow h1$ при $k = 0$) совпадает с энергией прямых (вертикальных в k -пространстве) переходов между состояниями валентной зоны (в данном случае, $h1 \rightarrow h4$). Однако оценки показывают, что поглощение света за счет переходов $h1 \rightarrow h4$ на порядки меньше характерных величин оптического усиления. Кроме того, при температурах выше 200 К достичь режима СИ не удастся даже после «прохождения» всех зонных резонансов при $T > 240$ К и при кратном увеличении мощности накачки [A22, A23, A18]. По этой причине несмотря на то, что в целом температура гашения СИ коррелирует с величиной пороговой энергии ССН-С процесса, наблюдаемое температурное гашение СИ связывается с факторами, отличными от непосредственно потерь неравновесной концентрации, обусловленных оже-рекомбинацией, и поглощения свободными носителями заряда. Наиболее вероятным из них является перегрев электронного газа.

5.5 Влияние разогрева на максимальную температуру наблюдения стимулированного излучения

В рассмотрении выше предполагалось, что эффективная температура электронного газа совпадает с решеточной, что справедливо лишь при достаточно малых интенсивностях накачки. В случае мощной накачки, необходимой для достижения генерации при высоких температурах, перегрев носителей становится неизбежным, поскольку (i) фотоны накачки несут много избыточной энергии (в сравнении с шириной запрещенной зоны, $\hbar\omega \sim 600$ мэВ и $E_g \sim 200$ мэВ, соответственно), которая рассеивается непосредственно в КЯ, и (ii) может возрасти роль общего разогрева носителей за счет оже-процессов. Величина этого разогрева носителей оценена путем сравнения высокоэнергетического крыла в спектрах спонтанного излучения с данными модельных расчетов, что позволило определить эффективную температуру электронного газа в КЯ в зависимости от мощности накачки (Рисунок 5.17).

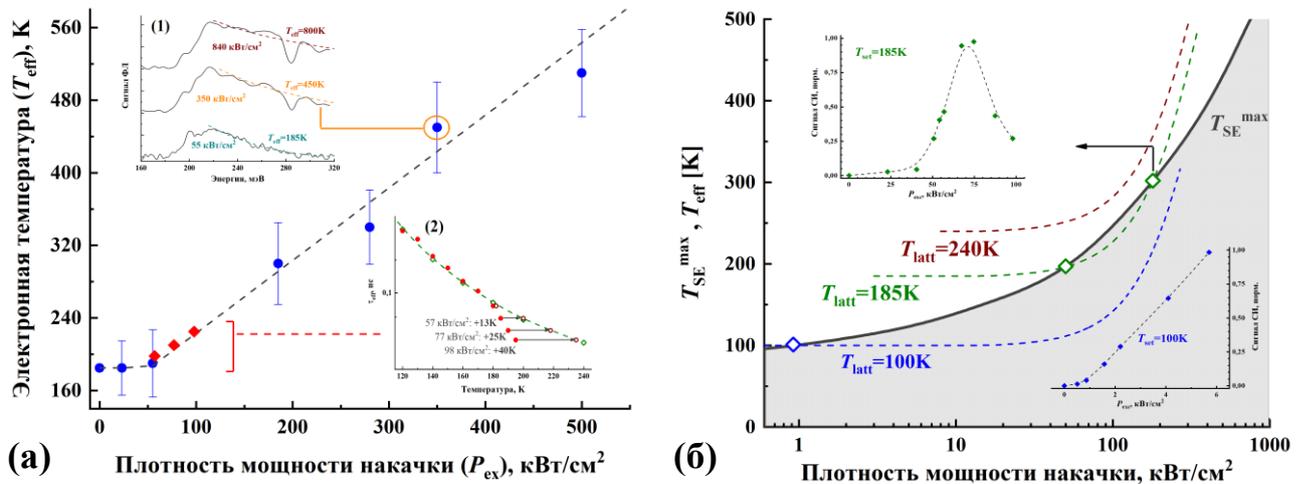


Рисунок 5.17- (а) Оценка температуры носителей в КЯ в зависимости от плотности мощности возбуждения при температуре решетки $T_{\text{latt}} = 185$ К для структуры № 161110. На вставках: (1) спектры ФЛ, измеренные при различной мощности накачки (сплошные линии), и соответствующие модельные кривые, дающие оценки электронных температур (пунктир); (2) оценка величины разогрева носителей на пороге возникновения СИ в соответствии с (5.4.4) в предположении единственного процесса оже-рекомбинации типа ССН-С; (б) «Разогревные» ограничения на достижение СИ в КЯ HgCdTe, рассматриваемой в данном разделе. Сплошная линия ($T_{\text{SE}}^{\text{max}}$) представляет собой (электронную) температуру, соответствующую точке прозрачности КЯ при данной мощности возбуждения; генерация возможна ниже этой линии. Штриховыми линиями

показаны эффективные электронные температуры в зависимости от мощности возбуждения. На вставках: зависимости интегральной интенсивности СИ от мощности возбуждения, измеренные при $T = 100$ К (внизу справа) и $T = 185$ К (вверху слева)

Эффекты, связанные с разогревом, не наблюдаются до интенсивностей накачки порядка 50 кВт/см². Помимо прямых измерений электронной температуры по спектрам спонтанной ФЛ (вставка (1) на рисунке 5.17 (а)), дополнительные данные могут быть восстановлены и из измерений порога СИ (см. рисунок 5.16 (г), (д)), если предположить, что за повышение порога СИ при температурах выше 180 К отвечает исключительно перегрев носителей. Соответствующая «проекция», показывающая различие между температурами носителей и решетки, представлена на вставке (2) к рисунку 5.17 (а). Данные как прямых, так и косвенных измерений хорошо согласуются в результирующей кривой на рисунке 5.17 (а). На основе этих данных, построена диаграмма температурной «стабильности» СИ для исследуемых КЯ на рисунке 4.7 (б). Сплошная линия (T_{SE}^{max}) показывает максимальную температуру генерации в зависимости от мощности возбуждения; расчет этой величины основан на балансе генерации и рекомбинации носителей для достижения в КЯ концентрации носителей, соответствующей межзонной прозрачности, согласно уравнению

$$\alpha_{QW} \times G_{th} = C_A \times N_{inv}^3(T_{SE}^{max}) \times f_h(T_{SE}^{max}). \quad (5.5.1)$$

Заштрихованная область на рисунке 5.17 (б) соответствует условиям, в которых возможна инверсия населенностей и, следовательно, генерация. Необходимо отметить, здесь время жизни носителей полагается определяемым ССН-С рекомбинацией, в пренебрежении возможным вкладом конкурирующих оже-процессов (см. рисунок 5.16 (а)); также мы считаем малыми возможные оптические потери (поглощение как на свободных носителях, так и на решетке, и дифракционные потери в волноводе). Таким образом, получаемые значения T_{SE}^{max} являются оценкой сверху. Эти значения следует сравнивать с эффективными электронными температурами T_{eff} (штриховые линии на рисунке 5.17 (б)), рассчитанными как $T_{eff} = T_{latt} + \delta T_e(P_{ex})$ с учетом температуры решетки T_{latt} и

зависящего от возбуждения «разогревного» слагаемого $\delta T_e(P_{ex})$, взятого из данных на рисунке 5.17 (а). При построении графика $T_{eff}(P_{ex})$ для различных значений T_{latt} на рисунке 5.17 (б) принимается, что величина $\delta T_e(P_{ex})$ слабо зависит от температуры образца.

В области низких температур ($T = 100$ К) СИ легко достигается при пороговых мощностях накачки на уровне порядка 1 кВт/см^2 , и в этих условиях индуцированный накачкой нагрев носителей практически не оказывает влияния на характеристики генерации. При этом линейная зависимость интенсивности СИ от мощности возбуждения после достижения порога P_{th} наблюдается по крайней мере до уровней накачки P_{ex} порядка $\sim 10 \times P_{th}$. Однако при более высоких температурах ($T = 185$ К) для достижения СИ доступен лишь относительно узкий интервал значений P_{ex} : при пороге генерации на уровне десятков кВт/см^2 , уже при $100 - 150 \text{ кВт/см}^2$ имеет место сильный разогрев электронного газа, приводящий к гашению СИ (аналогичный эффект гашения СИ в КРТ структурах наблюдался в [A18]). В результате наблюдается колоколообразная зависимость интенсивности СИ от мощности накачки P_{ex} , в которой возникновение и гашение СИ примерно соответствуют «критическим» интенсивностям накачки, отмеченным символами на рисунке 5.17 (б). Наконец, при еще более высоких температурах ($T = 240$ К) величина T_{eff} всегда выше T_{SE}^{max} , и в этих условиях СИ не достигается. С увеличением мощности возбуждения T_{eff} растет быстрее, чем T_{SE}^{max} , поэтому оказывается невозможным достичь генерации за счет дальнейшего увеличения интенсивности накачки.

В работах [A23, A24] показано, что переход к более длинноволновой накачке для снижения влияния разогрева позволяет увеличить квантовую эффективность излучения и уменьшить пороговую интенсивность накачки в пересчете на поток фотонов. В качестве примера на рисунке 5.18 (а), (б) приведены спектры и зависимости интенсивности СИ от числа фотонов в импульсе накачки для различных длин волн возбуждения. Оптическое возбуждение со стороны верхней

части структуры осуществлялось оптическим параметрическим осциллятором ближнего ИК-диапазона с Nd:YAG накачкой (Solar LS LP601), который обеспечивает мощные (с пиковой интенсивностью до 100 кВт/см^2) 10-нс импульсы и позволяет перестраивать длину волны от 1 до 1.8 мкм (энергия кванта от 1240 до 689 мэВ).

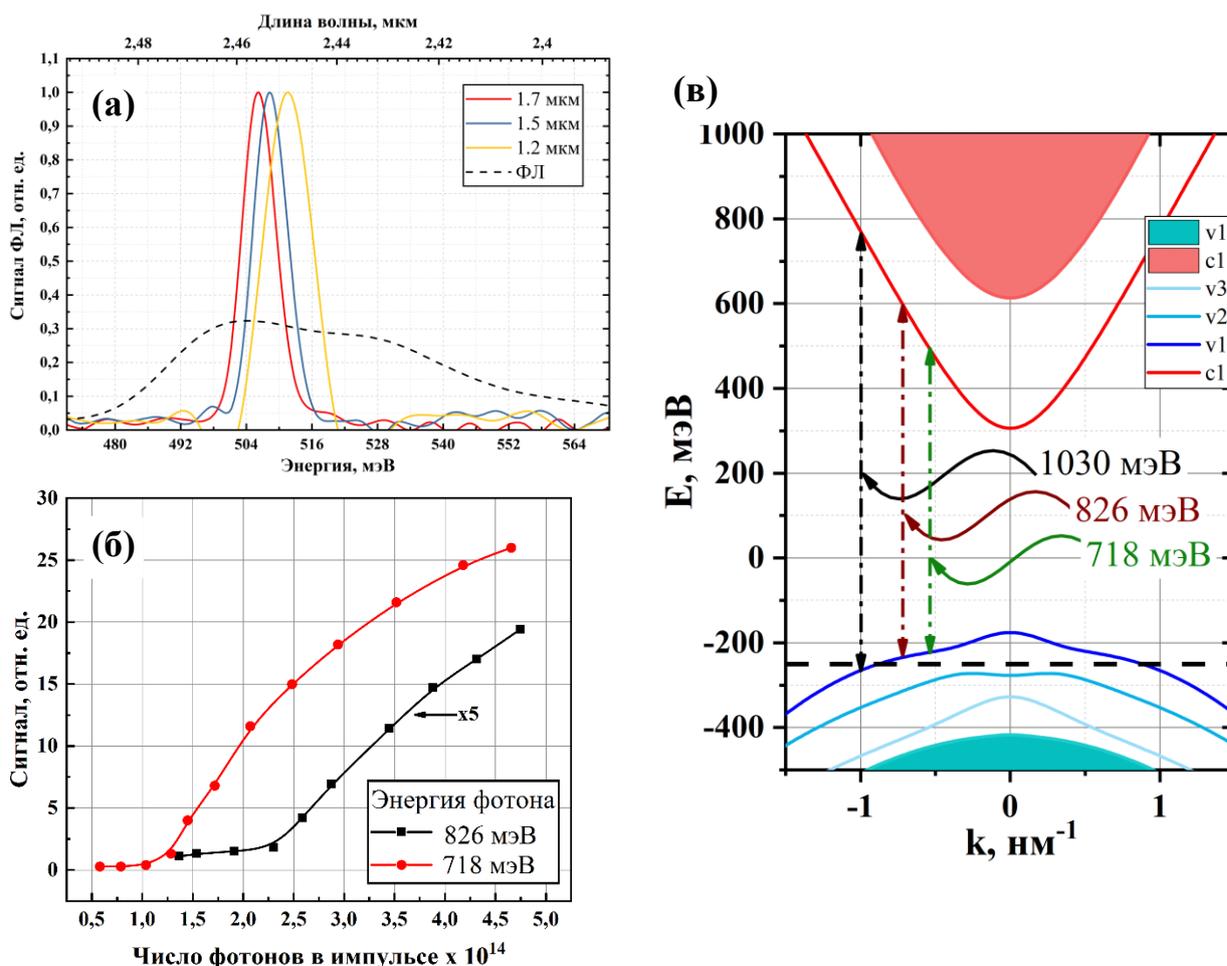


Рисунок 5.18 - (а) Спектры ФЛ и СИ образца № 200325, содержащем 3 КЯ $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}/\text{Hg}_{0.26}\text{Cd}_{0.74}\text{Te}$ толщиной 2.8 нм при различных длинах волн возбуждения. Сплошными линиями показаны спектры СИ, а пунктирной спектр ФЛ; (б) Зависимость мощности излучения от интенсивности накачки при возбуждении с различными энергиями кванта. Возбуждение нормировалось на количество фотонов в импульсе; (в) Зонный спектр КЯ в структуре № 200325; закрашенные области соответствуют объемным состояниям в барьерах КЯ. Горизонтальная линия показывает положение порога оже-рекомбинации, отсчитанного от потолка валентной зоны, вертикальные стрелки соответствуют энергиям фотонов возбуждения 718, 826 и 1030 мэВ

Энергия электрон-дырочных пар, генерируемых различными квантами возбуждения показаны на рисунке 5.18 (в), где изображена рассчитанная зонная структура исследуемого образца и пороговая энергия оже-рекомбинации для исследуемой структуры ~ 70 мэВ, сосредоточенной в энергии дырки. Дырки, образованные при возбуждении квантами с энергией 718 мэВ, имеют энергию ниже порога оже-рекомбинации. По мере увеличения энергии кванта число носителей, рекомбинирующих по механизму Оже возрастает, а остальные носители разогреваются за счет энергии рекомбинировавших электронно-дырочных пар и растущего числа фононов, испущенных носителями при термализации.

Разогрев носителей, возникающий при энергии фотонов накачки 1030 мэВ, проявляется в уширении линии СИ от 7 до 10 мэВ и сдвиге на 6 мэВ относительно линий СИ, полученных при более длинноволновом возбуждении (Рисунок 5.18 (а)). Кроме того, при возбуждении с энергией кванта от 826 до 718 мэВ положение и форма спектра СИ не менялись во всем доступном диапазоне мощностей (до 100 кВт/см^2), в то время как при возбуждении квантами более высокой энергии, увеличение интенсивности накачки приводило к заметному смещению линии СИ в коротковолновую сторону. Интенсивность СИ при фиксированном количестве фотонов в возбуждающем импульсе меньше для более коротких длин волн возбуждения (Рисунок 4.8 (б)) [A24], что также указывает на увеличение безызлучательных потерь носителей с увеличением энергии кванта накачки. Порог СИ при возбуждении квантами 826 мэВ составляет $2.25 \cdot 10^{14}$ фотонов и $1.2 \cdot 10^{14}$ фотонов при возбуждении квантами 718 мэВ. Поскольку коэффициент поглощения КЯ с уменьшением длины волны возбуждения как правило не падает, рост порога возникновения СИ соответствует более высокой пороговой концентрации при большей энергии кванта. С повышением температуры электронного газа порог СИ увеличивается, и для достижения инверсии населенности требуется все более интенсивная накачка, что в свою очередь ведет к большему разогреву и увеличению темпа оже-рекомбинации. При критической длине волны возбуждения увеличение скорости генерации не приводит к смещению квазиуровней Ферми

вверх по энергии, так как, по-видимому, его эффект компенсируется нагревом электронной системы, поэтому инверсия населенностей не может быть достигнута. В исследуемой структуре не удалось получить СИ при энергии кванта накачки выше 1030 мэВ.

5.6 Локализация излучения за счет отражения в области остаточных лучей в подложке GaAs и стимулированное излучение в диапазоне длин волн 20 – 31 мкм

При длине волны генерации свыше 20 мкм основными факторами, ограничивающими возможность получения СИ являются следующие:

- 1) все более «неблагоприятное» соотношение между скоростью безызлучательных и излучательных процессов;
- 2) возрастающее поглощение при приближении к длине волны ~ 33 мкм, соответствующей максимуму двухфононного поглощения в CdTe (2 ТО-фонона);
- 3) рост толстых волноводных слоев для получения требуемого фактора оптического ограничения лимитирован технологическими возможностями МЛЭ.

С учетом ограничений на общую толщину структуры удалось реализовать дизайн волновода, который обеспечивает одинаковую степень локализации TE_0 моды излучения на длинах волн 20 – 25 мкм и 31 – 33 мкм за счет резкого скачка диэлектрической проницаемости в области фононного поглощения в подложке GaAs (см. рисунок 5.19 (а)). На основе рассчитанного фактора оптического ограничения и модовых потерь с учетом мультифононного поглощения и поглощения на свободных носителях (Рисунок 5.19 (б)) были определены необходимое число КЯ и концентрация неравновесных носителей для получения СИ. Дизайн КЯ был оптимизирован с учетом результатов работы [A25], где показано, что при концентрации неравновесных носителей $> 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ наилучшее соотношение между темпами оже-рекомбинации и излучательной рекомбинации реализуется в КЯ с долей кадмия $x \sim 0.065$ за счет более эффективной экранировки

электрон-электронного взаимодействия при оже-рекомбинации вследствие увеличения эффективной массы дырок.

В соответствии с рассчитанными дизайнами были выращены структуры № 190410 и № 190419, параметры которых приведены в таблице 5.1. Исследования СИ в данных структурах подтвердили все ожидаемые из теории результаты (Рисунок 5.19 (в), (г)) [А11].

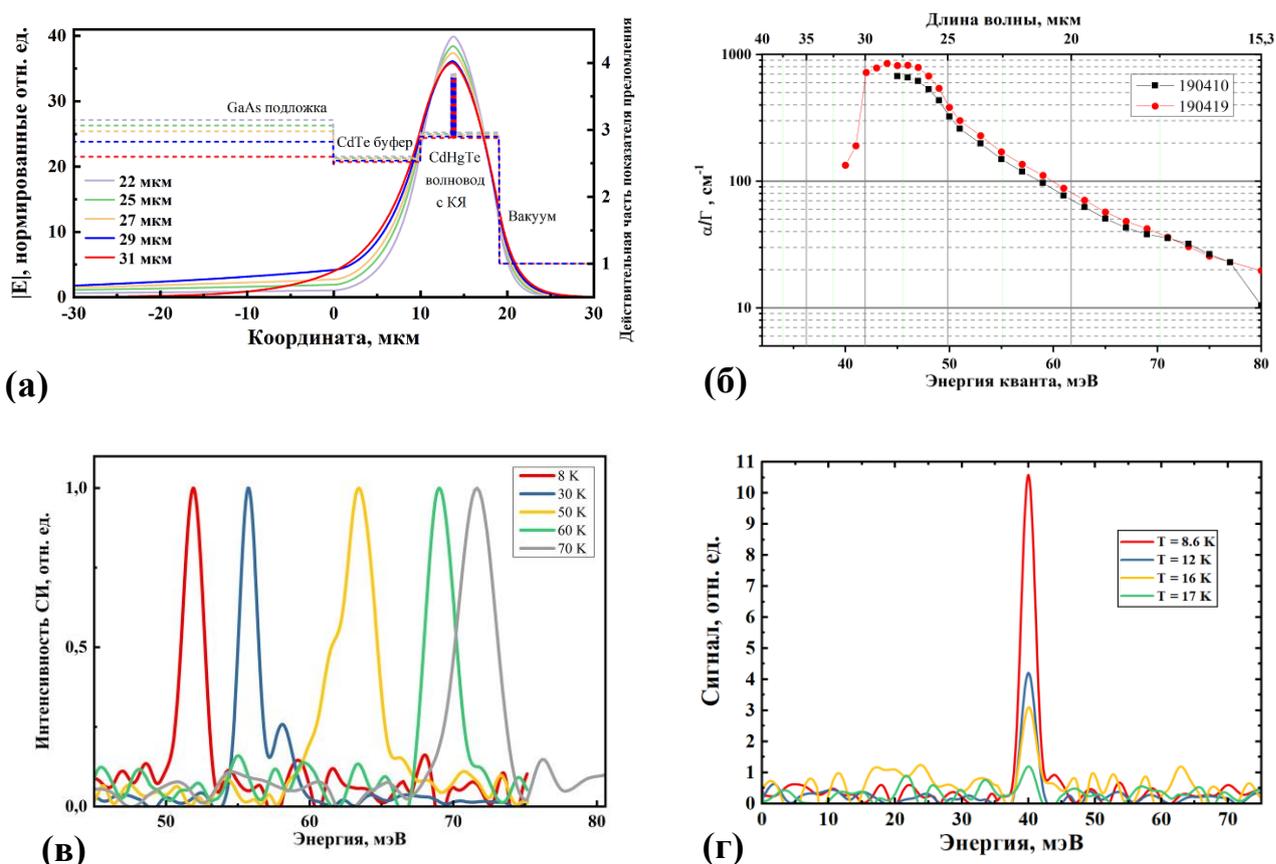


Рисунок 5.19 - (а) Распределение действительной части показателя преломления (пунктир) в структуре № 190419 и рассчитанная локализация TE_0 моды (сплошные линии) для длин волн в диапазоне 22 – 31 мкм; (б) Зависимость модовых потерь в структурах № 190410 и № 190419 от энергии кванта излучения; (в) Спектры СИ образца № 190410 при разных температурах; (г) спектры СИ образца № 190419 при разных температурах

Для структур с указанным содержанием кадмия удалось достичь более высоких температур, при которых удастся наблюдать СИ в области длин волн ~ 20 мкм (Рисунок 5.19 (в)) и увеличить максимальную длину волны генерации до

31 мкм, что связывается с увеличением пороговой энергии оже-рекомбинации. В структуре № 190419 с пороговой энергией оже-рекомбинации 20 мэВ при интенсивности накачки 5 кВт/см^2 возникает линия СИ, сохраняющаяся до 17 К (Рисунок 5.19 (г)). В данном случае максимальная температура не коррелирует с величиной пороговой энергии (см. рисунок 5.15 (а)), так как гашение СИ определяется в том числе ухудшением локализации TE_0 моды в промежутке между длинами волн от 31 до 25 мкм [A11] (ср. с рисунком 5.19 (б)). Отметим, что в отдельных образцах структуры № 190419 за счет разброса параметров КЯ перпендикулярно оси роста удалось получить спектры СИ на длинах волн вплоть до 25 мкм при 8 К. В этих образцах СИ сохранялось до температуры 50 К, и соответствующая линия излучения сдвигалась в соответствии с увеличением ширины запрещенной зоны с температурой, в отличие от спектров СИ на длине волны 31 мкм, практически не менявших положения с ростом температуры до 17 К.

Таким образом, в гетероструктурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe впервые была получена генерация когерентного излучения на межзонных переходах в области длин волн 20 – 31 мкм, плохо перекрытой ККЛ на основе полупроводников АЗВ5. На момент опубликования результата длина волны 31 мкм не достигнута ни в одном из реализованных ККЛ, в том числе на альтернативных материалах, например, GaN , в то время как оценки показывают, что на основе исследуемых структур могут быть реализованы инжекционные лазеры с температурой работы выше 77 К [A17, A34]. Использование полосы остаточных лучей в GaAs подложке для формирования «*Reststrahlen*» волновода предлагает новый подход к локализации излучения в длинноволновой области спектра, который может быть использован и для других материалов. Таким образом, данный результат, как и возможность подавления оже-рекомбинации в структурах с квазирелятивистским законом дисперсии носителей (с ненулевой массой) имеют общий вид и не относятся лишь к гетеросистеме HgTe/CdTe .

Глава 6. Стимулированное излучение в гетероструктурах HgTe/HgCdTe в окне прозрачности атмосферы 3 – 4 мкм при термоэлектрическом охлаждении

В настоящей главе представлены результаты экспериментальных исследований спектров стимулированного излучения в диапазоне от 2.87 до 3.7 мкм, полученные при оптической накачке в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe при температурах от 200 до 270 К. В данных структурах, как и в структурах, рассчитанных на генерацию в области длин волн 4 – 31 мкм, удалось существенно ослабить влияние оже-процессов на рекомбинацию носителей и увеличить максимальную температуру наблюдения СИ. Результаты данной главы демонстрируют возможность получения СИ в подобных структурах в окне прозрачности атмосферы от 3 до 5 мкм при термоэлектрическом охлаждении, что может стать новым этапом развития лазеров среднего ИК диапазоне на основе КРТ, которые найдут применение как относительно простая и дешевая альтернатива ККЛ при спектроскопии газов-загрязнителей в среднем ИК-диапазоне.

6.1 Обзор компактных полупроводниковых источников излучения в окне прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм

Как уже отмечалось, компактные полупроводниковые источники для средней инфракрасной области спектра, работающие в окне прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм, необходимы для настраиваемой диодной лазерной абсорбционной спектроскопии (ДЛАС), являющейся удобным инструментом для анализа газов и создания газовых сенсоров. В спектральный диапазон длин волн от 3 до 5 мкм, соответствующий окну прозрачности в атмосфере, попадает большое количество линий поглощения различных органических и неорганических молекул, в том числе несколько распространенных загрязняющих веществ: HCl, CO, CO₂, NO_x, SO₂ и, что наиболее важно, CH₄ [A1]. Как известно, метан является

основным компонентом природного газа, а также является побочным продуктом сельского хозяйства. Утечка этого газа не раз становилась причиной многих катастроф, поэтому проблема поиска эффективных детекторов CH_4 стоит особо остро. Таким образом, создание компактных, дешевых, мощных лазеров в данном диапазоне представляет повышенный интерес, в особенности для индустрии добычи и транспортировки природного газа. Для практических систем детектирования газов обычно достаточно источника излучения со средней мощностью ~ 1 мВт. Для других потенциальных приложений, таких как контроль производственных процессов, дистанционный анализ загрязнения атмосферы, медицинская диагностика, коммуникации в свободном пространстве, противодействие в ИК диапазоне, требуются источники большей мощности.

Устройства, которые могут использоваться в обозначенном диапазоне, включают в себя межзонные инжекционные лазеры, а также квантовые каскадные лазеры (ККЛ) и межзонные каскадные лазеры (МКЛ). Инжекционные лазеры среднего ИК диапазона с КЯ I рода, работающие при комнатной температуре на длинах волн свыше 3 мкм, реализуются на основе многокомпонентных твердых растворов. Дизайн лазера, как правило, включает 4-компонентную КЯ и 5-компонентные (в том числе градиентные) буферные слои на основе твердых растворов полупроводников GaSb, InAs, AlSb, InSb [197]. При использовании КЯ II рода удалось получить длину волны генерации 4 мкм при -35 °C [198] в вертикально излучающем лазере на основе GaSb, однако мощность излучения не превышала 200 мкВт.

Квантовые каскадные лазеры на основе InGaAs/InAlAs, согласованные по постоянной решетки с подложкой InP, способны излучать при комнатной температуре в непрерывном режиме с выходной мощностью несколько Вт в окрестности 5 мкм [74, 199]. В то же время, длина волны излучения в такой системе не может быть короче 4 мкм, что лимитируется величиной разрыва зон (зоны проводимости) на гетерогранице. Излучение на более коротких длинах волн, до 3 мкм, было достигнуто в ККЛ на подложке InP благодаря использованию различных

напряженных систем, что заметно усложняет дизайн структур и возможно снижает «время жизни» такого прибора. Наилучшие результаты были достигнуты при использовании технологии создания каскадных структур с КЯ InAs/AlSb, освоенной только в одной лаборатории в мире: ККЛ на основе InAs/AlSb в области меньших длин волн способны генерировать излучение до 2.6 мкм [76, 77]. При этом максимальная величина мощности излучения ККЛ при продвижении от длины волны 5 мкм до 3 мкм снижается более чем на порядок.

Межзонные каскадные лазеры при комнатной температуре перекрывают весь диапазон 3-5 мкм, однако характеризуются относительно невысокой мощностью, до 500 мВт, а в случае одномодовой генерации на порядок меньше [200]. Как ККЛ, так и МКЛ имеют сложные дизайны, и технология их роста до настоящего времени не считается промышленной, кроме того остается традиционная проблема для всех ККЛ и МКЛ по перестройке длины волны излучения.

Таким образом, создание дешевых и компактных источников излучения на диапазон длин волн 3 – 5 мкм остается актуальной проблемой. Попытки создать лазеры для данной области спектра на основе КРТ также предпринимались ранее. Известен ряд работ, которые были сосредоточены на разработке вертикально излучающих лазеров с высокой добротностью для ближней инфракрасной области [104, 105]. Эти устройства продемонстрировали работу при комнатной температуре на длинах волн характерных длинноволновому краю ближнего ИК-диапазона (1.2 – 1.6 мкм), но при продвижении в более длинноволновую часть спектра (2 – 3 мкм) одновременно с уменьшением мощности наблюдалось резкое падение предельной температуры генерации. В теоретической работе, посвященной гетероструктурам с узкими квантовыми ямами HgCdTe [58], предсказывалась возможность применения лазеров на основе таких структур в области среднего ИК-диапазона 3 – 4 мкм с рабочими температурами вплоть до комнатной, или по крайней мере существенно (более чем на 100 К) превышающих значения, полученные ранее в лазерных структурах с широкими квантовыми ямами или эпитаксиальными пленками в активной области [60]. Авторы работы [58] не

раскрывали фундаментальные причины уменьшения вероятности безызлучательной оже-рекомбинации в узких КЯ HgTe, следующего из выполненных ими расчетов. В настоящей работе получено экспериментальное подтверждение преимуществ узких КЯ в коротковолновой области среднего ИК диапазона и выполнен анализ ограничивающих факторов для температуры работы потенциальных лазеров.

6.2 Стимулированное излучение в области длин волн 2.8 – 3.7 мкм при термоэлектрическом охлаждении

В таблице 6.1 приведены параметры структур, результаты исследований которых описаны в данном разделе. Для энергий межзонных переходов в диапазоне 300 – 400 мэВ при 300 К в структурах с содержанием Cd 65 % в барьерных слоях толщины КЯ целевые толщины чистого HgTe составляют менее 2 нм. Тем не менее, как показала *ex situ* характеристика, в режиме роста, используемого для волноводных структур, технологически достижимым пределом является толщина 2.7 нм, ниже которой возникает нежелательный резкий рост концентрации кадмия в КЯ. При толщине 2.7 нм остаточную концентрацию кадмия в КЯ удавалось снизить до 6 – 8 %. Н. Н. Михайловым в Институте физики полупроводников имени А. В. Ржанова СО РАН по дизайнам, полученным в результате расчетов, была выращена серия волноводных гетероструктур HgCdTe/CdHgTe методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полуизолирующих подложках GaAs (013) с 50 нм буфером ZnTe и 5 мкм буфером CdTe. Активная область каждой структуры состояла из 10 – 20 КЯ HgTe, расположенных между барьерными слоями с содержанием Cd от 65 до 75 %, которые обеспечивали необходимый контраст показателя преломления, тем самым локализуя ТЕ моду, в пучности которой размещались КЯ (Рисунок 6.1).

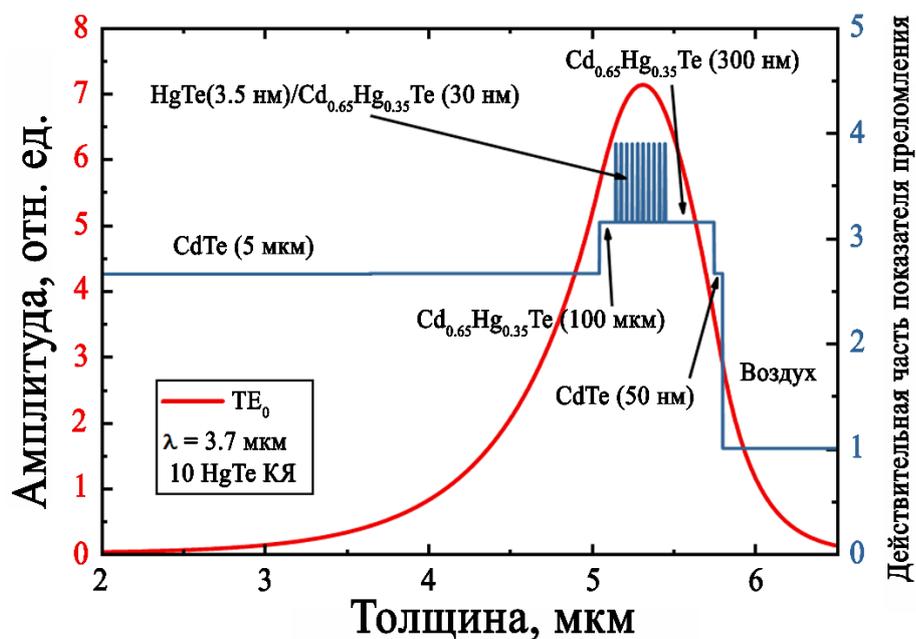


Рисунок 6.1 - Типичное распределение действительной части показателя преломления и локализация TE_0 моды излучения на примере структуры № 170321 ($\lambda = 3.7$ мкм)

Расстояние между отдельными квантовыми ямами в активном слое составляло 30 нм, а типичная общая толщина активной области Hg(Cd)Te/CdHgTe составляла около 0.5 мкм, чтобы обеспечить хорошее оптическое ограничение для волноводных мод в результирующей структуре CdTe/CdHgTe. Параметры исследованных структур приведены в таблице 6.1.

Методика эксперимента в целом была аналогична описанной в предыдущих главах. Для исследований фотолюминесценции (ФЛ) и стимулированного излучения (СИ) образцы помещали на холодный палец оптического гелиевого криостата замкнутого цикла с температурным интервалом от 8 до 300 К или на элемент Пельтье (200 – 300 К). Во время стационарных исследований ФЛ в качестве источника возбуждения был использован 808 нм непрерывный диодный лазер; для исследований СИ использовался параметрический генератор света ближнего инфракрасного диапазона с накачкой от Nd:YAG-лазера (Solar LS LP601), генерирующий мощные импульсы возбуждения длительностью 10 нс, перестраиваемые в диапазоне длин волн 0.7 – 2.3 мкм. Излучение образца

направлялось в фурье-спектрометр Bruker Vertex 80v, работавший в режиме пошагового сканирования; рассеянное излучение накачки отфильтровывалось с помощью Ge или InAs фильтров. В качестве детектора излучения ФЛ/СИ использовался фотоэлектрический HgCdTe приемник Kolmar Technologies D317. Структура № 170321 исследовалась в интервале температур от 20 до 200 К в гелиевом криостате замкнутого цикла, тогда как для структуры № 170201 использовался также модуль термоэлектрического охлаждения на каскаде элементов Пельтье, помещенный внутрь откачиваемого бокса для более точных измерений при температурах близких к комнатной.

Таблица 6.1 - Параметры исследуемых структур: d_{buf} – толщина волноводного слоя со стороны подложки; d_{wg} – толщина поверхностного волновода; d_{ar} – толщина «активной» области волновода; x_{wg} – содержание Cd в волноводном слое (определяется как x в $Hg_{1-x}Cd_xTe$); x_{bar} – содержание Cd в барьерах между КЯ; n_{QW} – число КЯ в волноводном слое; d_{QW} – толщина КЯ; x_{QW} – содержание Cd в КЯ; E_g – запрещенные зоны структур, рассчитанные в рамках модели Кейна 8×8 для $T = 0$ в единицах мэВ и мкм, E_{th} – пороговая энергия ССН-С оже-процесса

Номер структуры	d_{buf} , мкм	d_{wg} , мкм	d_{ar} , мкм	x_{wg}	x_{bar}	n_{QW}	d_{QW} , нм	x_{QW}	E_g , мэВ	E_g , мкм	E_{th} , мэВ
170321	0.1	0.3	0.5	0.65	0.65	10	3.2	0.14	297	4.17	44
170201	0.1	0.3	0.5	0.6-0.68	0.64-0.66	10	2.7	0.18	386	3.21	62
190422	0.1	0.3	0.5	0.75	0.75	13	2.7	0.063	276.5	4.48	55

На рисунке 6.2 представлены спектры СИ структур № 170321 и № 170201, зависимость интенсивности СИ от мощности накачки, а также зависимости пороговой плотности мощности возбуждения от температуры [A26].

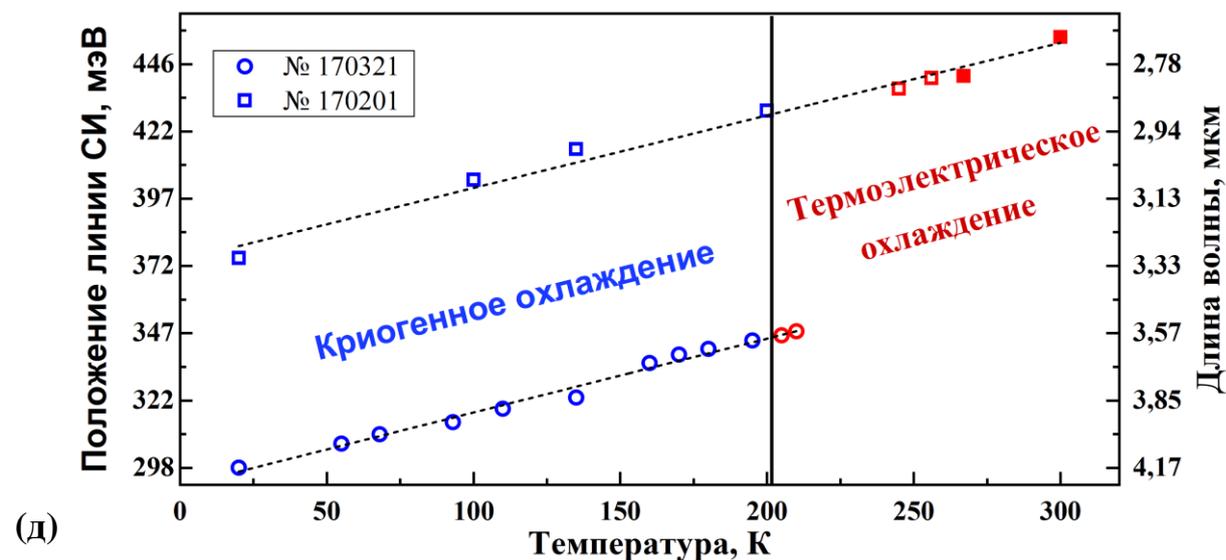
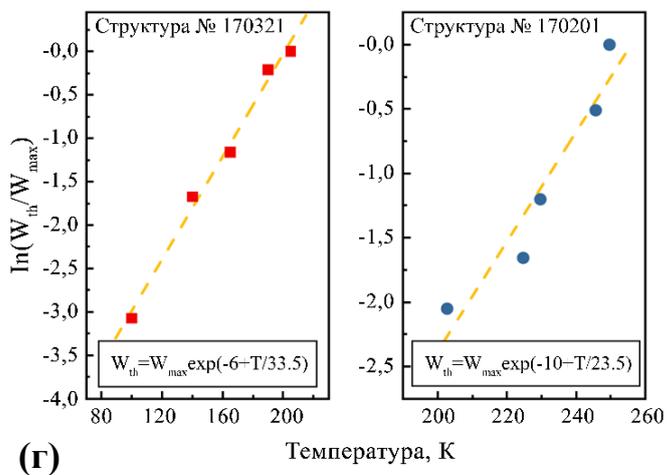
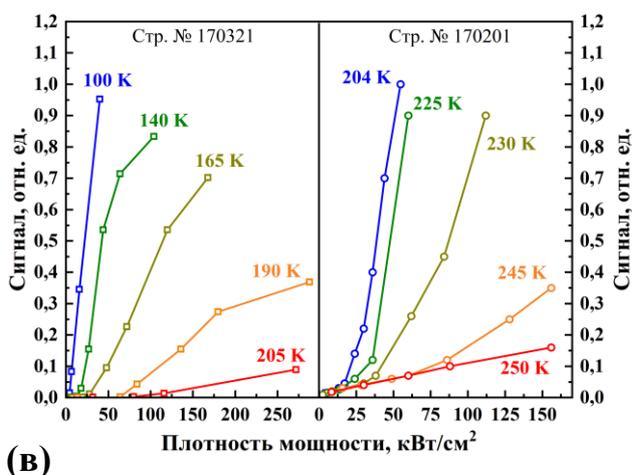
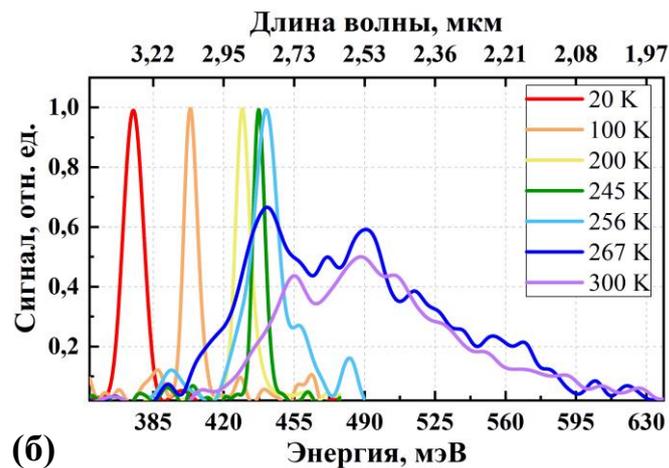
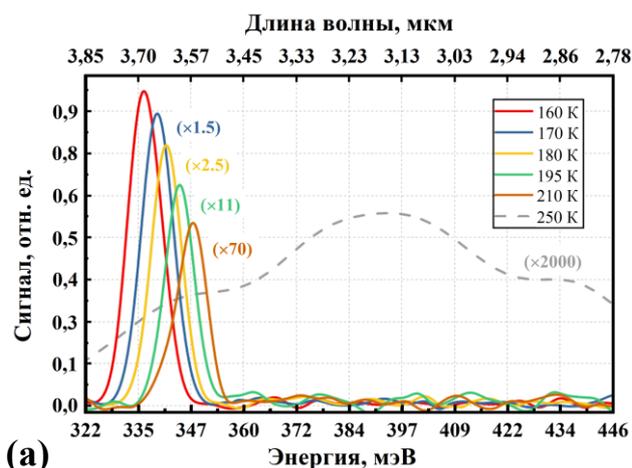


Рисунок 6.2 - (а) Спектры СИ структуры № 170321 при различных температурах при накачке излучением с длиной волны 1.6 мкм с плотностью мощности 250 кВт/см². Пунктиром показан спектр ФЛ структуры при 250 К; (б) Спектры излучения структуры № 170201 при различных температурах: спектры при температурах 20 – 200 К получены с использованием криостата

замкнутого цикла, спектры при температурах выше 200 К получены при термоэлектрическом охлаждении. Спектры СИ отнормированы;

(в) Зависимость интегральной интенсивности излучения из структур № 170321 и № 170201 от плотности мощности импульсной накачки при различных температурах; (г) Зависимость логарифма пороговой интенсивности накачки от температуры для исследованных структур; (д) Зависимость спектрального положения линии СИ от температуры

При низких температурах наблюдается единственная узкая линия СИ. Ширина линии на полувысоте составляет приблизительно 10 мэВ и не изменяется в широком диапазоне температур. Большая ширина линии СИ относительно образцов, исследованных в предыдущих разделах, может быть связана с разбросом параметров структуры с узкими КЯ. Аналогичным образом и линия спонтанной ФЛ оказывается очень широкой – не менее 70 мэВ, как это видно на рисунке 6.2 (а), (б). Положение и температурный сдвиг линии СИ хорошо согласуются с результатами измерений спектров фотопроводимости, выполненными для характеристики образцов при температурах 77 К и 300 К. Вблизи критической температуры, когда происходит гашение СИ, люкс-ваттные зависимости на рисунке 6.2 (в) лишаются участка сверхлинейного роста и приближаются к линейным. Изменение люкс-ваттных зависимостей сопровождается увеличением доли спонтанного излучения в интегральном сигнале (см. спектры на рисунке 6.2 (б)). Трансформация спектра с температурой показывает, что узкий пик, наблюдаемый в спектрах при температурах вплоть до 300 К, связан с усиленным излучением, а не с проявлением неоднородности структуры в спектре ФЛ. В пользу этого свидетельствует сильная зависимость его интенсивности (по сравнению с широкой линией ФЛ) от мощности накачки. Таким образом, по положению этого пика можно судить о длине волны лазерной генерации, которая может быть получена в образце с резонатором при более высоких температурах. При 200 К возникновение СИ происходит при плотности мощности ≈ 20 кВт/см² для структуры № 170201 (энергия межзонных переходов 428 мэВ) и ≈ 80 кВт/см² для структуры № 170321 (энергия межзонных переходов 348 мэВ). Пороговая интенсивность возбуждения растет с ростом длины волны СИ и температуры, и для структуры № 170321 максимальная температура

наблюдения СИ находится вблизи границы, доступной для термоэлектрического охлаждения 210 К. Таким образом, максимальная температура, при которой удастся наблюдать СИ, более чем на 50 К улучшает результаты предыдущих работ в области длин волн 3 – 4 мкм и позволяет рассчитывать на создание лазеров, работающих в диапазоне температур, достижимых многокаскадными элементами Пельтье. Из рисунка 6.2 (д), в частности, видно, в данном диапазоне температур должна быть достижима длина волны генерации, соответствующая линиям поглощения метана вблизи 3.3 мкм. Аппроксимация зависимости порога возникновения СИ от температуры экспоненциальной функцией позволила определить характеристическую температуру СИ: 23 К для структуры № 170201 и 33 К для структуры № 170321. Данные значения значительно уступают результатам предыдущих работ по генерации в более коротковолновой области: 174 К для лазера с рабочей длиной волны 1.5 мкм [104] и 45 – 113 К для лазера с рабочей длиной волны 2.5 мкм [105, 201]), что свидетельствует об увеличивающейся с длиной волны генерации роли безызлучательных процессов. Максимальная температура во всех исследованных структурах коррелирует с пороговой энергией ССН-С оже-рекомбинации, что указывает на важность подавления данного оже-процесса, как и в случае структур, исследованных в главе 4. Однако, помимо порогового механизма оже-рекомбинации ССН-С, в исследованных структурах существует и возможность беспорогового оже-процесса при «выбросе» носителей из КЯ в континуумы валентной зоны и зоны проводимости из-за увеличения энергии межзонного перехода (Рисунок 6.3). В длинноволновых волноводных структурах с КЯ HgTe/CdHgTe, описанных в главе 5, вероятность этого мала из-за большой по сравнению с энергией межзонного перехода глубины залеганий основных электронных и дырочных подзон в КЯ.

6.3 Анализ беспороговой оже-рекомбинации в структурах с квантовыми ямами

Как уже указывалось выше, в гетероструктурах с КЯ имеют место специфические «беспороговые» оже-процессы (см. рисунок 6.3 (а)), включающие переход электронов (оранжевый) или дырок (зеленый) с уровня размерного квантования КЯ в континуум зоны проводимости или валентной зоны в барьерах. Отсутствие энергетического порога для таких процессов связано со снятием ограничений со стороны закона сохранения для компоненты квазиимпульса, перпендикулярной гетерогранице при переходах носителей с основного уровня размерного квантования в соответствующий ему континуум. Однако в относительно глубоких ямах, в которых энергии, приобретаемой третьей частицей при межзонной рекомбинации электрона и дырки, недостаточно для перехода в континуум, такие оже-процессы подавлены и могут быть активированы только при сильной заливке зон неравновесными носителями или при увеличении ширины запрещенной зоны с ростом температуры, когда энергии, выделяющейся при межзонной рекомбинации, становится достаточно для перехода в континуум барьеров.

Для увеличения максимальной температуры генерации необходимо оптимизировать КЯ HgCdTe/CdHgTe для подавления как обычной оже-рекомбинации, так и беспороговой. На рисунке 6.3 (а) показаны энергии межзонного перехода в КЯ, а также глубина электронных и дырочных уровней размерного квантования ($e1$, $h1$) относительно состояний континуума в барьерных слоях CdHgTe в зависимости от температуры для различных дизайнов КЯ. Рисунок 6.3 (б) описывает дизайн с 65 % содержанием Cd в барьерных слоях, соответствующий структуре № 170201, а рисунок 6.3 (в) – дизайн КЯ с 75 % содержанием Cd в барьерах, соответствующий структуре № 190422.

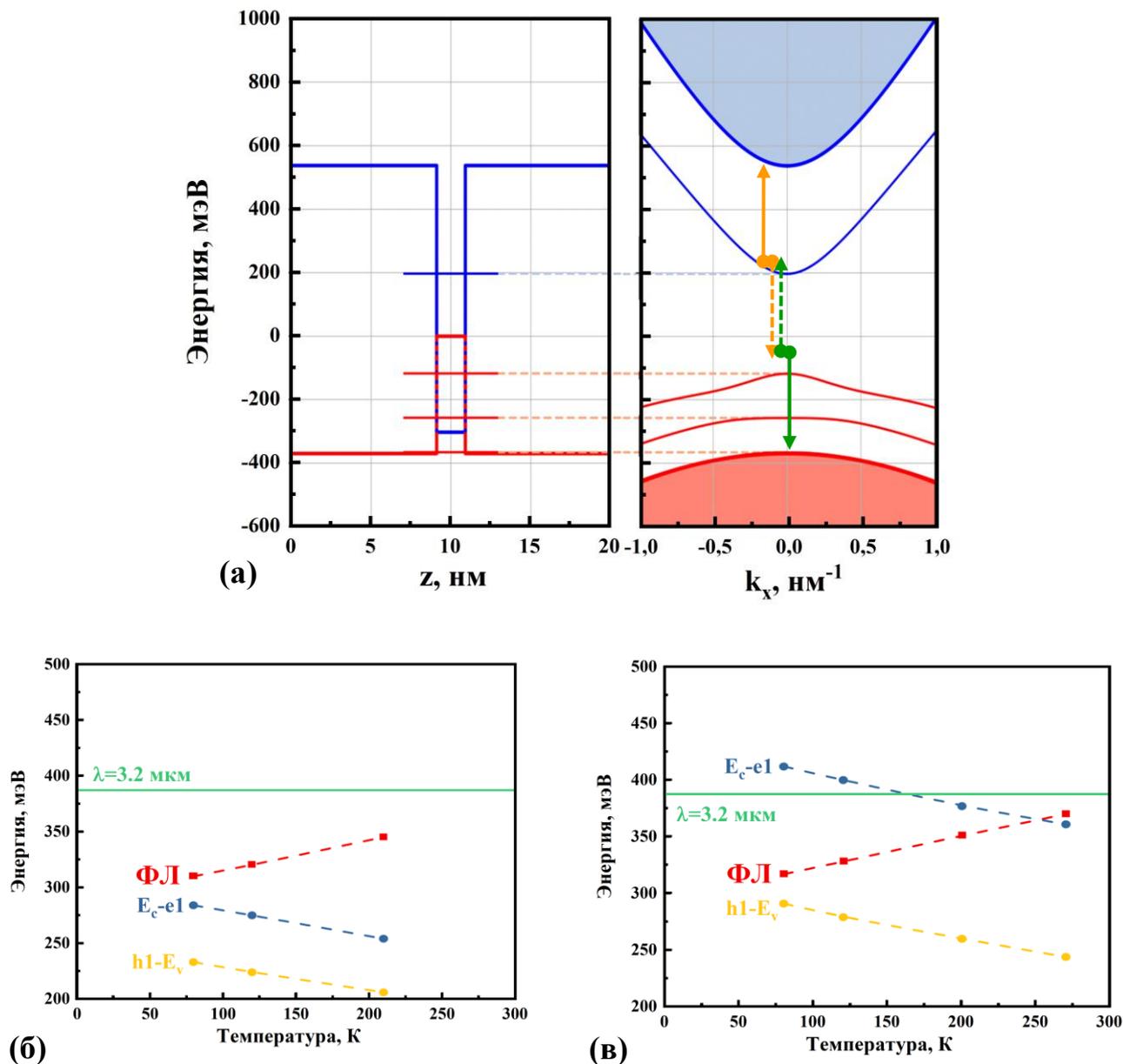


Рисунок 6.3 - (а) Размерное квантование в КЯ (слева) и зонный спектр с изображенными переходами носителей при беспороговом оже-процессе (справа) для структуры с E_g , соответствующей $\lambda_{em} \sim 3.9$ мкм. Зависимости энергии межзонного перехода в КЯ, а также глубины электронных и дырочных уровней размерного квантования ($e1$, $h1$) относительно состояний континуума в барьерных слоях CdHgTe от температуры для структур № 170321 (б) и № 190422 (в)

Видно, что для подавления беспороговых процессов требуется увеличение высоты барьеров, которое ограничено особенностями ростовых режимов в использованной технологии: с увеличением содержания Cd выше 80 % возрастает дефектность барьерных слоев. В структуре № 190422 удалось увеличить долю

кадмия в барьерах до 75 %, что позволило подавить беспороговый оже-процесс, связанный с выбросом электронов в континуум зоны проводимости в барьерах, при температурах ниже 250 К. На основе рассчитанного зонного спектра структуры № 190422 были вычислены пороговая энергия оже-рекомбинации для процессов типа ССН-С и СНН-Н. ССН-С-процесс имеет пороговую энергию $E_{AI} = 58$ мэВ (рассчитанный для $T = 270$ К, результат слабо зависит от температуры), в то время как все оже-процессы типа СНН-Н имеют пороговые энергии, превышающие 210 мэВ. Как и случае, описанном в главе 5, для детального изучения кинетики неравновесной концентрации при высоких температурах потребовалось бы временное разрешение значительно меньше 7 нс, поэтому для оценки темпов оже-рекомбинации были использованы исследования пороговой плотности мощности для возникновения СИ в непрерывном режиме от температуры (Рисунок 6.4) [A27].

На рисунке 6.4 (б) показана температурная зависимость ФЛ при слабом непрерывном оптическом возбуждении, заметное падение интегральной интенсивности ФЛ можно наблюдается выше 150 К. Пунктиром показана модельная аппроксимация экспериментальных данных с использованием следующего выражения:

$$I_{PL} = \frac{I_0}{1 + C \cdot e^{-\frac{E_T}{kT}}} \quad (6.3.1)$$

Используя (6.3.1) для описания релаксации неравновесных носителей, мы предполагаем два канала рекомбинации: первый не зависит (или слабо зависит) от температуры и включает в себя излучательную рекомбинацию и, возможно, процессы рекомбинации через примеси и дефекты (рекомбинация Шокли-Рида-Холла), в то время как второй является термоактивируемым с характерной энергией E_T . При сопоставлении экспериментальных данных с (6.3.1) было получено значение $E_{th} = 55$ мэВ, что хорошо согласуется с вычисленной пороговой энергией ССН-С-процесса. Это указывает на доминирующую роль ССН-С оже-рекомбинации. Спектры излучения структуры № 190422, измеренные при

импульсном оптическом возбуждении при различных температурах, представлены на рисунке 6.4 (а). Типичная полуширина линии СИ составляет около 5 мэВ; для сравнения, полуширина линии спонтанного излучения составляет около 30 мэВ (спектр ФЛ при $T = 100$ К также показан на рисунке 6.4 (а)). С повышением температуры линия СИ смещается в сторону более высоких энергий, что характерно для КЯ на основе HgCdTe, и порог возникновения СИ увеличивается при приближении к $T = 240$ К. Максимальная температура наблюдения СИ ($T_{max} = 240$ К) заметно выше, чем в структуре № 170321 ($T_{max} = 210$ К) при меньшей E_g .

Из рисунка 6.4 (а) видно, что при критической температуре $T_{max} = 240$ К интенсивность излучения насыщается при увеличении мощности возбуждения в два раза, как для стимулированного, так и для спонтанного излучения, что свидетельствует о доминировании безызлучательной межзонной рекомбинации носителей над излучательной рекомбинацией. Это согласуется с зависимостью пороговой плотности мощности для этой структуры от температуры. В окрестности 70 К наблюдается излом на данной зависимости, связываемый с равенством вероятностей излучательной и оже-рекомбинации. Таким образом, при температуре выше 70 К доминирующим механизмом рекомбинации является оже-процесс ССН-С. Так как температура гашения СИ у всех исследованных структур коррелирует с пороговой энергией ССН-С процесса, относительно роли беспорогового процесса с выбросом электрона в континуум барьеров можно заключить, что он является не определяющим, а обуславливает отклонение зависимости пороговой плотности мощности от тренда с характеристической температурой ~ 40 К в окрестности температуры активации беспорогового процесса ~ 230 К.

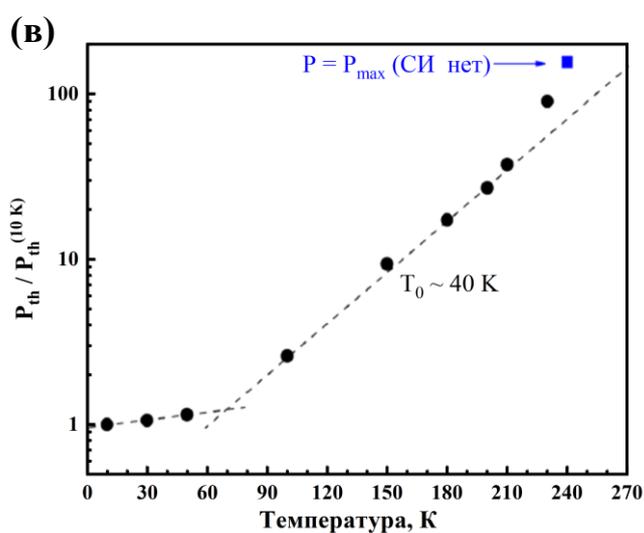
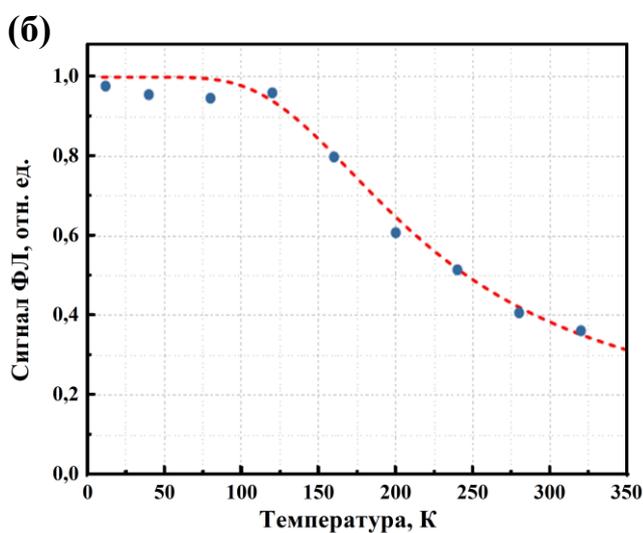
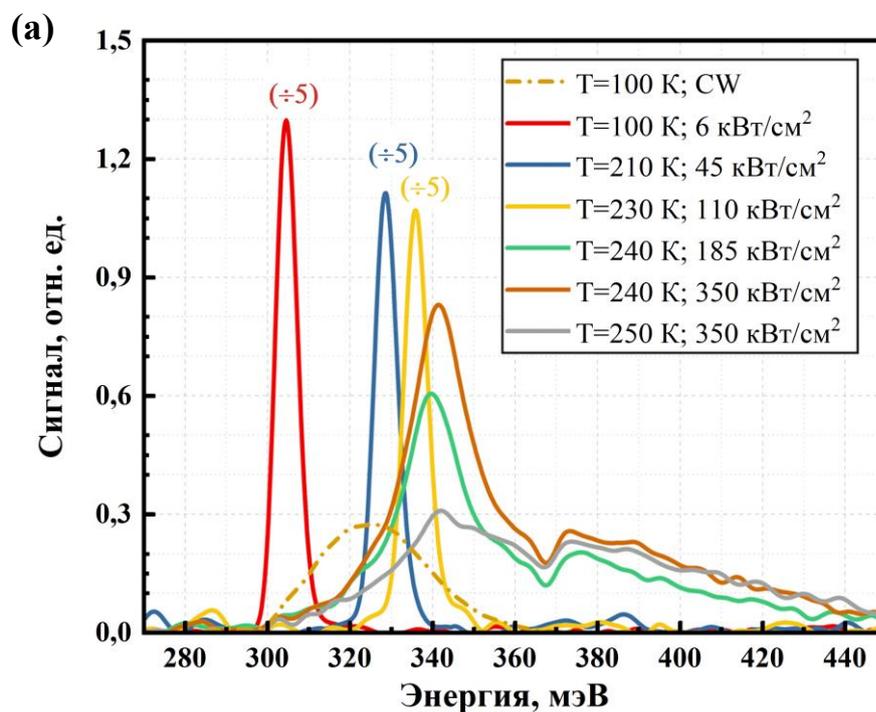


Рисунок 6.4 - (а) Спектры СИ и ФЛ структуры № 190422, измеренные при различных температурах и интенсивностях накачки. Пунктиром показан спектр ФЛ структуры при 100 К и накачке непрерывным диодным лазером с длиной волны 808 нм; (б) Зависимость интегральной интенсивности ФЛ структуры № 190422 от температуры; (в) Зависимость пороговой плотности мощности накачки для получения СИ от температуры (относительно значения при 10 К)

Достижение температур наблюдения СИ выше 200 К имеет принципиальное значение, так как такие температуры доступны с помощью термоэлектрического охлаждения, тогда как ранее в структурах на основе КРТ генерация на длинах волн ~ 3 мкм и выше наблюдалась только при криогенных температурах (≤ 150 К). С учетом достаточно высоких рабочих температур источники среднего ИК диапазона на основе исследованных структур могут представлять интерес для приложений. Наконец, отметим, что потенциал оптимизации дизайнов структур не исчерпан. На основе расчетов зонных диаграмм могут быть «сконструированы» структуры с квантовыми ямами для генерации излучения в диапазоне 3 – 5 мкм, в которых энергия межзонного перехода меньше или равна энергетическому зазору от основной зоны размерного квантования электронов до континуума зоны проводимости для подавления беспороговой оже-рекомбинации, связанной с выбросом электронов в барьеры. В таких структурах достигается и увеличение пороговой энергии ССН-С оже-процесса, поэтому температура генерации может быть дополнительно повышена, при условии низкой дефектности структур с «высокими» барьерами.

Заключение

В заключение перечислим основные результаты работы.

1. Развита методика измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) в среднем и дальнем ИК диапазонах при непрерывном возбуждении и импульсном возбуждении с большой скважностью в условиях сильной фоновой засветки методом фурье-спектроскопии с пошаговым перемещением зеркала спектрометра («step-scan mode»). Методика основана на регистрации сигнала с фотоприемника с определенной задержкой после перемещения зеркала фурье-спектрометра, что позволяет разделить модуляцию фонового (теплового) излучения и полезный сигнал ФЛ и выделить последний даже при малой его интенсивности. Величина задержки должна превышать несколько постоянных времени фотоприемника и/или время выхода из насыщения измерительной схемы, возникающего вследствие модуляции фонового излучения при перемещении подвижного зеркала интерферометра фурье-спектрометра.

[A1, A5, A20, A28, A32, A33, A35]

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

[A3, A4, A19]

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

в хорошем согласии с результатами работ, опубликованных ранее, а вклад, связанный с несовершенством материала, пренебрежимо мал.

[A2]

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

[A1]

5. Исследования методами спектроскопии ФП, ФЛ, магнитопротекания и просвечивающей электронной микроскопии показали, что качество структур с КЯ HgCdTe в отношении однородности уступает объемным слоям и выражается в значительном уширении линии ФЛ выше теоретического предела $0.7k_{\text{B}}T$ как в структурах с массивом КЯ, так и в одиночных КЯ, что связывается с флуктуациями ширины КЯ. Тем не менее, характерный масштаб размытия длинноволнового края фундаментального поглощения («энергия Урбаха») остается значительно меньше пороговой энергии оже-рекомбинации и типичных энергий квазиуровней Ферми (отсчитываемых от краев соответствующих зон) в условиях возникновения усиления на межзонных переходах.

[A2, A7, A8, A20, A38]

6. Исследования динамики неравновесной концентрации носителей по релаксации межзонной ФП показывают, что при 77 К в КЯ HgTe с $E_{\text{g}} = 120 - 140$ мэВ доминирующим процессом рекомбинации носителей является излучательная рекомбинация, в то время как с увеличением концентрации кадмия в КЯ до 10 % преобладающим механизмом рекомбинации становится оже-процесс.

[A6, A8, A10, A11, A28]

7. Исследования методом накачка-зондирование с временным разрешением 10 пс свидетельствуют, что времена жизни носителей в КЯ с шириной запрещенной зоны 20 мэВ не опускаются ниже 100 пс, что позволяет оценить падающую на

образец плотность мощности, требуемую для получения инверсии населенностей в КЯ с $E_g = 20$ мэВ как 10 кВт/см^2 при длине волны накачки 1 мкм.

[A12, A34]

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

[A13, A14, A16, A40]

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

[A9, A15, A16, A40, A41]

10. Предложены дизайны гетероструктур с множественными КЯ HgTe и диэлектрическими волноводами на основе твердого раствора CdHgTe , поддерживающими моду TE_0 , формируемыми на подложках GaAs , для генерации длинноволнового ИК излучения на длинах волн более 20 мкм. В таких гетероструктурах, выращенных методом МЛЭ, при оптической накачке получено стимулированное излучение (СИ) с длинами волн 19.5 – 31 мкм. Показано, что для рекордно большой длины волны 31 мкм (недоступной для существующих

квантовых каскадных лазеров) локализация волноводной моды обеспечивается за счет ограничения ее проникновения в подложку вблизи области остаточных лучей арсенида галлия.

[A6, A8, A11, A29, A36, A42]

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

[A17, A29]

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

[A11, A18, A21, A25, A29, A30, A31, A36, A43]

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

[A18, A22, A23, A24, A29]

14. Экспериментально подтверждена эффективность использования экстремально узких КЯ на основе HgCdTe для генерации когерентного излучения

в коротковолновой части среднего диапазона, в том числе в области прозрачности атмосферы 3 – 4 мкм. В частности, в волноводных гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe получено СИ на длине волны 2.8 мкм при $T = 267$ К и 3.7 мкм при $T = 240$ К благодаря подавлению процессов оже-рекомбинации.

[A26, A27, A37]

Таким образом, результаты диссертационной работы открывают новые возможности создания полупроводниковых лазеров в широкой области ИК диапазона. В частности, исследования эффектов электронного разогрева, показавшие возможность получения стимулированного излучения в диапазоне длин волн 3-4 мкм при коротковолновом оптическом возбуждении, позволяют рассчитывать на реализацию в этом практически значимом диапазоне лазеров с *p-n*-переходом с инжекцией носителей в КЯ из барьерных слоев при $T > 200$ К, работающих при термоэлектрическом охлаждении. В длинноволновой части среднего ИК диапазона (длина волны > 20 мкм), где практически нет коммерчески доступных полупроводниковых источников излучения, лазеры на основе структур с КЯ HgCdTe, как показывают результаты работы, могут быть реализованы как конверторы более коротковолновых источников (например, компактных квантовых каскадных лазеров диапазона 8 – 10 мкм). Достоинством лазеров на основе КЯ HgCdTe является возможность плавной перестройки частоты излучения при изменении рабочей температуры, что особенно важно для их спектроскопических приложений.

Список публикаций автора

A1. Morozov, S. V. Efficient long wavelength interband photoluminescence from HgCdTe epitaxial films at wavelengths up to 26 μm / S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. V. Antonov [et al.] // Applied Physics Letters. - 2014. - V. 104, № 7. - P. 072102. <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4866006>

A2. Rumyantsev, V. Urbach tail and nonuniformity probe of HgCdTe thin films and quantum well heterostructures grown by molecular beam epitaxy / V. Rumyantsev, A. Razova, M. Fadeev [et al.] // Optical Engineering. - 2020. - V. 60, № 8. - P. 082007. <https://doi.org/10.1117/1.OE.60.8.082007>

A3. Rumyantsev, V. V. Spectra and kinetics of THz photoconductivity in narrow-gap $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x < 0.2$) epitaxial films / V. V. Rumyantsev, S. V. Morozov, A. V. Antonov [et al.] // Semiconductor Science and Technology. - 2013. - V. 28, №12. - P. 125007. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0268-1242/28/12/125007>

A4. Teppe, F. Temperature-driven massless Kane fermions in HgCdTe crystals / F. Teppe, M. Marcinkiewicz, S. S. Krishtopenko [et al.] // Nature communications. - 2016. - V. 7. - P. 12576. <https://doi.org/10.1038/ncomms12576>

A5. Morozov, S. V. Long wavelength superluminescence from narrow gap HgCdTe epilayer at 100 K / S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. A. Dubinov [et al.] // Applied Physics Letters. - 2015. - V. 107, № 4. - P. 042105. <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4926927>

A6. Rumyantsev, V. V. Optical Studies and Transmission Electron Microscopy of HgCdTe Quantum Well Heterostructures for Very Long Wavelength Lasers / V. V. Rumyantsev, A. A. Razova, L. S. Bovkun [et al.] // Nanomaterials. - 2021. - V. 11, № 7. - P. 1855. <https://doi.org/10.3390/nano11071855>

A7. Morozov, S. V. Time resolved photoluminescence spectroscopy of narrow gap $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ quantum well heterostructures / S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. V. Antonov [et al.] // Applied Physics Letters. - 2014. - V. 105, № 2. - P. 022102. <https://doi.org/10.1063/1.4890416>

A8. Rumyantsev, V. Carrier Recombination, Long-Wavelength Photoluminescence, and Stimulated Emission in HgCdTe Quantum Well Heterostructures / V. Rumyantsev, M. Fadeev, V. Aleshkin [et al.] // *physica status solidi (b)*. - 2019. - V. 256, № 6. – P. 1800546. <https://doi.org/10.1002/pssb.201800546>

A9. Козлов, Д. В. Особенности фотолюминесценции двойных акцепторов в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами в терагерцовом диапазоне / Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, А. М. Кадыков [и др.] // *Письма в ЖЭТФ*. - 2019. - Т. 109, № 10. - С. 679-684. <https://doi.org/10.1134/S0370274X19100072> (Kozlov, D. V. Features of Photoluminescence of Double Acceptors in HgTe/CdHgTe Heterostructures with Quantum Wells in a Terahertz Range / D. V. Kozlov, V. V. Rumyantsev, A. M. Kadykov [et al.] // *JETP Letters*. - 2019. - V. 109, № 10. - P. 657-662. <https://doi.org/10.1134/S0021364019100114>)

A10. Aleshkin, V. Y. Radiative recombination in narrow gap HgTe/CdHgTe quantum well heterostructures for laser applications / V. Y. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. V. Rumyantsev [et al.] // *Journal of Physics: Condensed Matter*. - 2018. - V. 30, № 49. - P. 495301. <https://doi.org/10.1088/1361-648X/aaebf5>

A11. Morozov, S. V. Coherent Emission in the Vicinity of 10 THz due to Auger-Suppressed Recombination of Dirac Fermions in HgCdTe Quantum Wells / S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, M. S. Zholudev [et al.] // *ACS Photonics*. - 2021. - V. 8, № 12. - P. 3526-3535. <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.1c01111>

A12. Ruffenach, S. HgCdTe-based heterostructures for terahertz photonics / S. Ruffenach, A. Kadykov, V. V. Rumyantsev [et al.] // *APL Materials*. - 2017. - V. 5, № 3. - P. 035503-1-035503-8. <https://doi.org/10.1063/1.4977781>

A13. 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. - V. 32, № 9. - P. 095007. <https://doi.org/10.1088/1361-6641/aa76a0>

A14. Козлов, Д. В. Фототермическая ионизационная спектроскопия вакансий ртути в эпитаксиальных пленках HgCdTe / Д. В. Козлов, Т. А. Уаман Светикова, А.

В. Иконников [и др.] // Письма в ЖЭТФ. - 2021. - Т. 113, № 6. - С. 399-405. <https://doi.org/10.31857/S1234567821060100> (Kozlov, D. V. Photothermal Ionization Spectroscopy of Mercury Vacancies in HgCdTe Epitaxial Films / D. V. Kozlov, T. A. Uaman Svetikova, A. V. Ikonnikov [et al.] // JETP Letters. - 2021. - V. 113, № 6. - P. 402-408. <https://doi.org/10.1134/S0021364021060072>)

A15. Николаев, И. Д. Зондирование состояний двухзарядного акцептора в гетероструктурах на основе CdHgTe с помощью оптического затвора / И. Д. Николаев, Т. А. Уаман Светикова, В. В. Румянцев [и др.] // Письма в ЖЭТФ. - 2020. - Т. 111, № 10. - С. 682-688. [10.31857/S1234567820100067](https://doi.org/10.31857/S1234567820100067) (Nikolaev, I. D. Probing States of a Double Acceptor in CdHgTe Heterostructures via Optical Gating / I. D. Nikolaev, T. A. Uaman Svetikova, V. V. Romyantsev [et al.] // JETP Letters. - 2020. - V. 111, № 10. - P. 575-581. <https://doi.org/10.1134/S0021364020100124>)

A16. Козлов, Д. В. Терагерцевая фотолюминесценция двойных акцепторов в объемных эпитаксиальных слоях HgCdTe и гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами / Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов [и др.] // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - 2018. - Т. 154, № 6 (12). - С. 1226-1231. <https://doi.org/10.1134/s0044451018120167> (Kozlov, D. V. Terahertz Photoluminescence of Double Acceptors in Bulky Epitaxial HgCdTe Layers and HgTe/CdHgTe Structures with Quantum Wells / D. V. Kozlov, V. V. Romyantsev, S. V. Morozov [et al.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics. - 2018. - V. 127, № 6. - P. 1125-1129. <https://doi.org/10.1134/S1063776118100035>)

A17. Morozov, S. V. Long wavelength stimulated emission up to 9.5 μm from HgCdTe quantum well heterostructures / S. V. Morozov, V. V. Romyantsev, A. M. Kadykov [et al.] // Applied Physics Letters. - 2016. - V. 108, № 9. - P. 092104-1-092104-5. <https://doi.org/10.1063/1.4943087>

A18. Morozov, S. V. Stimulated emission from HgCdTe quantum well heterostructures at wavelengths up to 19.5 μm / S. V. Morozov, V. V. Romyantsev, M. A. Fadeev [et al.] // Applied Physics Letters. - 2017. - V. 111, № 19. - P. 192101. <https://doi.org/10.1063/1.4996966>

A19. Румянцев, В. В. Особенности спектров и кинетики релаксации длинноволновой фотопроводимости в узкозонных эпитаксиальных пленках и гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe / В. В. Румянцев, А. В. Иконников, А. В. Антонов [и др.] // Физика и техника полупроводников. - 2013. - Т. 47, № 11. - С. 1446-1450. <https://journals.ioffe.ru/articles/5114> (Rumyantsev, V. V. Specific features of the spectra and relaxation kinetic of long-wavelength photoconductivity in narrow-gap HgCdTe epitaxial films and heterostructures with quantum wells / V. V. Rumyantsev, A. V. Ikonnikov, A. V. Antonov [et al.] // Semiconductors. - 2013. - V. 47, № 11. - P. 1438-1441. <https://doi.org/10.1134/S1063782613110183>)

A20. Morozov, S. V. Investigation of possibility of VLWIR lasing in HgCdTe based heterostructures / S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. M. Kadykov [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. - 2015. - V. 647. - P. 012008. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/647/1/012008>

A21. Utochkin, V. V. Mid-IR stimulated emission in Hg(Cd)Te/CdHgTe quantum well structures up to 200 K due to suppressed Auger recombination / V. V. Utochkin, K. E. Kudryavtsev, M. A. Fadeev [et al.] // Laser Physics. - 2020. - V. 31, № 1. - P. 015801. <http://dx.doi.org/10.1088/1555-6611/abd3f5>

A22. Kudryavtsev, K. E. Toward Peltier-cooled mid-infrared HgCdTe lasers: Analyzing the temperature quenching of stimulated emission at $\sim 6 \mu\text{m}$ wavelength from HgCdTe quantum wells / K. E. Kudryavtsev, V. V. Rumyantsev, V. V. Utochkin [et al.] // Journal of Applied Physics. - 2021. - V. 130, № 21. - P. 214302. <https://doi.org/10.1063/5.0071908>

A23. Rumyantsev, V. V. Terahertz Emission from HgCdTe QWs under Long-Wavelength Optical Pumping / V. V. Rumyantsev, M. A. Fadeev, V. Y. Aleshkin [et al.] // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. - 2020. - V. 41, № 7. - P. 750-757. <https://doi.org/10.1007/s10762-020-00706-1>

A24. Fadeev, M. Mid-infrared stimulated emission in HgCdTe/CdHgTe quantum well heterostructures at room temperature / M. Fadeev, A. Troshkin, A. Dubinov [et al.] //

Optical Engineering. - 2020. - V. 60, № 8. - P. 082006.
<https://doi.org/10.1117/1.OE.60.8.082006>

A25. Aleshkin, V. Y. Auger recombination in narrow gap HgCdTe/CdHgTe quantum well heterostructures / V. Y. Aleshkin, V. V. Rumyantsev, K. E. Kudryavtsev [et al.] // Journal of Applied Physics. - 2021. - V. 129, № 13. - P. 133106.
<https://doi.org/10.1063/5.0046983>

A26. Fadeev, M. A. Stimulated emission in the 2.8 - 3.5 μm wavelength range from Peltier cooled HgTe/CdHgTe quantum well heterostructures / M. A. Fadeev, V. V. Rumyantsev, A. M. Kadykov [et al.] // Optics Express. - 2018. - V. 26, № 10. - P. 12755-12760. <https://doi.org/10.1364/OE.26.012755>

A27. Kudryavtsev, K. E. Temperature limitations for stimulated emission in 3 – 4 μm range due to threshold and non-threshold Auger recombination in HgTe/CdHgTe quantum wells / K. E. Kudryavtsev, V. V. Rumyantsev, V. Y. Aleshkin [et al.] // Applied Physics Letters. - 2020. - V. 117, № 8. - P. 083103. <https://doi.org/10.1063/5.0020218>

A28. Румянцев, В. В. Длинноволновое стимулированное излучение и времена жизни носителей в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe / В. В. Румянцев, М. А. Фадеев, С. В. Морозов [и др.] // Физика и техника полупроводников. - 2016. - Т. 50, № 12. - С. 1679-1684.
<http://dx.doi.org/10.21883/ftp.2016.12.43899.45> (Rumyantsev, V. V. Long-Wavelength Stimulated Emission and Carrier Lifetimes in HgCdTe-Based Waveguide Structures with Quantum Wells / V. V. Rumyantsev, M. A. Fadeev, S. V. Morozov [et al.] // Semiconductors. - 2016. - V. 50, №. 12. - P. 1654–1659.
<http://dx.doi.org/10.1134/S1063782616120174>)

A29. Румянцев, В. В. Исследования волноводных структур с квантовыми ямами на основе HgCdTe для получения длинноволнового стимулированного излучения / В. В. Румянцев, А. М. Кадыков, М. А. Фадеев [и др.] // Физика и техника полупроводников. - 2017. - Т. 51, № 12. - С. 1616-1620.
<http://dx.doi.org/10.21883/FTP.2017.12.45174.37> (Rumyantsev, V. V. Investigation of HgCdTe waveguide structures with quantum wells for long-wavelength stimulated

emission / V. V. Romyantsev, A. M. Kadykov, M. A. Fadeev [et al.] // Semiconductors. - 2017. - V. 51, №. 12. - P. 1557–1561. <http://dx.doi.org/10.1134/S106378261712017X>

A30. Румянцев, В. В. Влияние особенностей зонного спектра на характеристики стимулированного излучения в узкозонных гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe / В. В. Румянцев, Н. С. Куликов, А. М. Кадыков [и др.] // Физика и техника полупроводников. - 2018. - Т. 52, № 11. - С. 1263-1267. <http://dx.doi.org/10.21883/FTP.2018.11.46580.02> (Romyantsev, V. V. Effect of Features of the Band Spectrum on the Characteristics of Stimulated Emission in Narrow-Gap Heterostructures with HgCdTe Quantum Wells / V. V. Romyantsev, N. S. Kulikov, A. M. Kadykov [et al.] // Semiconductors. - 2018. - V. 52, №. 11. - P. 1375–1379. <http://dx.doi.org/10.1134/S1063782618110234>)

A31. Фадеев, М. А. Влияние содержание Cd в барьерах на пороговую энергию оже-рекомбинации в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te, излучающих на длине волны 18 мкм / М. А. Фадеев, А. А. Дубинов, В. Я. Алешкин [и др.] // Квантовая электроника. - 2019. - Т. 49, № 6. - С. 556-558. <http://mi.mathnet.ru/qe17063> (Fadeev, M. A. Effect of Cd content in barriers on the threshold energy of Auger recombination in waveguide structures with HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te quantum wells, emitting at a wavelength of 18 μm / M. A. Fadeev, A. A. Dubinov, V. Y. Aleshkin [et al.] // Quantum Electronics. - 2019. - V. 49, № 6. - P. 556-558. <http://dx.doi.org/10.1070/QEL17034>)

A32. Krishtopenko, S. S. Temperature-dependent terahertz spectroscopy of inverted-band three-layer InAs/GaSb/InAs quantum well / S. S. Krishtopenko, S. Ruffenach, F. Gonzalez-Posada [et al.] // Physical Review B. - 2018. - V. 97, № 24. - P. 245419. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.245419>

A33. Криштопенко, С. С. Терагерцовая спектроскопия “двумерного полуметалла” в трехслойных квантовых ямах InAs/GaSb/InAs / С. С. Криштопенко, С. Руффенах, Ф. Гонзалез-Посада [и др.] // Письма в ЖЭТФ. - 2019. - Т. 109, № 2. - С. 91-97. [10.1134/S0370274X1902005X](http://dx.doi.org/10.1134/S0370274X1902005X) (Krishtopenko, S. S. Terahertz Spectroscopy of Two-Dimensional Semimetal in Three-Layer InAs/GaSb/InAs Quantum Well / S. S.

Krishtopenko, S. Ruffenach, F. Gonzalez-Posada [et al.] // JETP Letters. - 2019. - V. 109, № 2. - P. 96-101. <https://doi.org/10.1134/S0021364019020085>)

А34. 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. <https://journals.ioffe.ru/articles/7827>

А35. Соловьев, В. А. Стимулированное излучение на длине волны 2.86 мкм из метаморфных $\text{In}(\text{Sb,As})/\text{In}(\text{Ga,Al})\text{As}/\text{GaAs}$ квантовых ям в условиях оптической накачки / В. А. Соловьев, М. Ю. Чернов, С. В. Морозов [и др.] // Письма в ЖЭТФ. - 2019. - Т. 110, № 5. - С. 297-302. [10.1134/S0370274X19170028](https://doi.org/10.1134/S0370274X19170028) (Solov'ev, V. A. Stimulated Emission at a Wavelength of 2.86 μm from $\text{In}(\text{Sb, As})/\text{In}(\text{Ga, Al})\text{As}/\text{GaAs}$ Metamorphic Quantum Wells under Optical Pumping / V. A. Solov'ev, M. Y. Chernov, S. V. Morozov [et al.] // JETP Letters. - 2019. - V. 110, № 5. - P. 313-318. <https://doi.org/10.1134/S0021364019170120>)

А36. Уточкин, В. В. Исследование пороговой энергии оже-рекомбинации в волноводных структурах с квантовыми ямами $\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ в области 14 мкм / В. В. Уточкин, В. Я. Алёшкин, А. А. Дубинов [и др.] // Физика и техника полупроводников. - 2019. - Т. 53, № 9. - С. 1178-1181. <http://dx.doi.org/10.21883/FTP.2019.09.48120.03> (Utochkin, V. V. Study of the Auger Recombination Energy Threshold in a Series of Waveguide Heterostructures with $\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ QWs Near 14 μm / V. V. Utochkin, V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov [et al.] // Semiconductors. - 2019. - V. 53, № 9. - P. 1154-1157. <http://dx.doi.org/10.1134/S1063782619090264>)

А37. Уточкин, В. В. Влияние внутренних оптических потерь на генерацию стимулированного излучения в среднем ИК диапазоне в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами $\text{HgCdTe}/\text{CdHgTe}$ / В. В. Уточкин, А. А. Дубинов, М. А. Фадеев [и др.] // Физика и техника полупроводников. - 2021. - Т. 55, № 10. - С. 922-926. <http://dx.doi.org/10.21883/FTP.2021.10.51445.49>

А38. Кушков, Л. А. Исследование стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe в окне прозрачности атмосферы 3 – 5 мкм / Л. А. Кушков, В. В. Уточкин, В. Я. Алёшкин [и др.] // Физика и техника полупроводников. - 2020. - Т. 54, № 10. - С. 1164-1168. <http://dx.doi.org/10.21883/FTP.2020.10.49962.44> (Kushkov, L. A. Investigation of Stimulated Emission from HgTe/CdHgTe Quantum-Well Heterostructures in the 3 – 5 μm Atmospheric Transparency Window / L. A. Kushkov, V. V. Utochkin, V. Ya. Aleshkin [et al.] // Semiconductors. - 2020. - V. 54, № 10. - P. 1365-1370. <http://dx.doi.org/10.1134/S106378262010019X>)

А39. 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. <http://dx.doi.org/10.21883/FTP.2020.10.49963.45> (Utochkin, V. V. Continuous-Wave Stimulated Emission in the 10 – 14 μm Range under Optical Excitation in HgCdTe/CdHgTe-QW Structures with Quasirelativistic Dispersion / V. V. Utochkin, V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov [et al.] // Semiconductors. - 2020. - V. 54, № 10. - P. 1371-1375. <http://dx.doi.org/10.1134/S1063782620100322>)

А40. Козлов, Д. В. Примесная фотопроводимость узкозонных структур кадмий-ртуть-теллур / Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов [и др.] // Физика и техника полупроводников. - 2015. - Т. 49, № 12. - С. 1654-1659. <http://journals.ioffe.ru/articles/42549> (Kozlov, D. V. Impurity-induced photoconductivity of narrow-gap Cadmium–Mercury–Telluride structures / D. V. Kozlov, V. V. Romyantsev, S. V. Morozov [et al.] // Semiconductors. - 2015. - V. 49, № 12. - P. 1605–1610. <https://doi.org/10.1134/S1063782615120106>)

А41. Козлов, Д. В. Вакансии ртути как двухвалентные акцепторы в структурах HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te с квантовыми ямами / Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов [и др.] // Физика и техника полупроводников. - 2016. - Т. 50, № 12. - С. 1690-1696. <http://dx.doi.org/10.21883/ftp.2016.12.43901.47> (Kozlov, D. V. Mercury Vacancies as Divalent Acceptors in HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te Structures with Quantum Wells / D. V. Kozlov,

V. V. Rumyantsev, S. V. Morozov [et al.] // Semiconductors. - 2016. - V. 50, № 12. - P. 1665–1671. <https://doi.org/10.1134/S1063782616120113>)

A42. Rumyantsev, V. V. Magneto-optical Studies and Stimulated Emission in Narrow Gap HgTe/CdHgTe Structures in the Very Long Wavelength Infrared Range / V. V. Rumyantsev, L. S. Bovkun, A. M. Kadykov [и др.] // Физика и техника полупроводников. - 2018. - Т. 52, № 4. - С. 464. <http://dx.doi.org/10.21883/FTP.2018.04.45813.02> (Rumyantsev, V. V. Magneto-optical Studies and Stimulated Emission in Narrow Gap HgTe/CdHgTe Structures in the Very Long Wavelength Infrared Range / V. V. Rumyantsev, L. S. Bovkun, A. M. Kadykov [et al.] // Semiconductors. - 2018. - V. 52, № 4. - P. 436–441. <http://dx.doi.org/10.1134/S1063782618040255>)

A43. Gavrilenko, V. I. THz stimulated emission at interband transitions in HgTe/CdHgTe quantum wells / V. I. Gavrilenko, V. V. Rumyantsev, A. A. Dubinov [et al.] // EPJ Web of Conferences. - 2018. - V. 195, № 4. - P. 02001. <http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/201819502001>

Список литературы

1. Tittel, F. K. Mid-Infrared Laser Applications in Spectroscopy / F. K. Tittel, D. Richter, A. Fried // I. T. Sorokina, K. L. Vodopyanov (Eds.): Solid-State Mid-Infrared Laser Sources, Topics Appl. Phys. - 2003. - V. 89. - P. 445-516.
2. Dong, L. Compact TDLAS based sensor design using interband cascade lasers for mid-IR trace gas sensing / L. Dong, F. K. Tittel, C. Li [et al.] // Optics Express. - 2016. - V. 24, № 6. - P. A528-A535.
3. Ghorbani, R. ICL-based TDLAS sensor for real-time breath gas analysis of carbon monoxide isotopes / R. Ghorbani, F. M. Schmidt // Optics Express. - 2017. - V. 25, № 11. - P. 12743-12752.
4. Gordon, I. E. The HITRAN2016 molecular spectroscopic database / I. E. Gordon, L. S. Rothman, C. Hill [et al.] // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. - 2017. - V. 203. - P. 3-69.
5. Song, F. Interband cascade laser based mid-infrared methane sensor system using a novel electrical-domain self-adaptive direct laser absorption spectroscopy (SA-DLAS) / F. Song, C. Zheng, W. Yan [et al.] // Optics Express. - 2017. - V. 25, № 25. - P. 31876-31888.
6. Humphreys, K. Medical applications of terahertz imaging: a review of current technology and potential applications in biomedical engineering / K. Humphreys, J. P. Loughran, M. Gradziel [et al.] // Conf Proc IEEE Eng Med Biol Soc. - 2004. - V. 2004. - P. 1302-1305.
7. Kawase, K. Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints / K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe [et al.] // Opt Express. - 2003. - V. 11, № 20. - P. 2549-2554.
8. Lu, M. Detection and identification of illicit drugs using terahertz imaging / M. Lu, J. Shen, N. Li [et al.] // Journal of Applied Physics. - 2006. - V. 100, № 10. - P. 103104.

- 9.** Shen, Y. C. Detection and identification of explosives using terahertz pulsed spectroscopic imaging / Y. C. Shen, T. Lo, P. F. Taday [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2005. - V. 86, № 24. - P. 2411-16.
- 10.** Mittleman, E. b. D. Sensing with Terahertz Radiation / E. b. D. Mittleman; Springer Series in Optical Sciences, V. 85. - Springer-Verlag, 2003. - 337 p.
- 11.** Mantsch, H. H. Terahertz spectroscopy: The renaissance of far infrared spectroscopy / H. H. Mantsch, D. Naumann // *Journal of Molecular Structure*. - 2010. - V. 964, № 1-3. - P. 1-4.
- 12.** Zeitler, J. A. Analysis of coating structures and interfaces in solid oral dosage forms by three dimensional terahertz pulsed imaging / J. A. Zeitler, Y. Shen, C. Baker [et al.] // *J. Pharm. Sci.* - 2007. - V. 96, № 2. - P. 330-340.
- 13.** Yasui, T. Terahertz paintmeter for noncontact monitoring of thickness and drying progress in paint film / T. Yasui, T. Yasuda, K. Sawanaka [et al.] // *Appl Opt.* - 2005. - V. 44, № 32. - P. 6849-6856.
- 14.** Zeitler, J. A. Terahertz pulsed spectroscopy and imaging in the pharmaceutical setting--a review / J. A. Zeitler, P. F. Taday, D. A. Newnham [et al.] // *J. Pharm. Pharmacol.* - 2007. - V. 59, № 2. - P. 209-223.
- 15.** Burr, K. C. Broadly tunable mid-infrared femtosecond optical parametric oscillator using all-solid-state-pumped periodically poled lithium niobate / K. C. Burr, C. L. Tang, M. A. Arbore [et al.] // *Opt. Lett.* - 1997. - V. 22, № 19. - P. 1458-1460.
- 16.** Erny, C. Mid-infrared difference-frequency generation of ultrashort pulses tunable between 3.2 and 4.8 microm from a compact fiber source / C. Erny, K. Moutzouris, J. Biegert [et al.] // *Opt. Lett.* - 2007. - V. 32, № 9. - P. 1138-1140.
- 17.** Mirov, S. B. Progress in mid-IR Cr²⁺ and Fe²⁺ doped II-VI materials and lasers [Invited] / S. B. Mirov, V. V. Fedorov, D. V. Martyshkin [et al.] // *Optical Materials Express*. - 2011. - V. 1, № 5. - P. 898-910.

- 18.** Fedorov, V. V. 3.77-5.05- μm tunable solid-state lasers based on Fe^{2+} -doped ZnSe crystals operating at low and room temperatures / V. V. Fedorov, S. B. Mirov, A. Gallian [et al.] // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2006. - V. 42, № 9. - P. 907-917.
- 19.** Zhu, G. Towards ten-watt-level 3-5 microm Raman lasers using tellurite fiber / G. Zhu, L. Geng, X. Zhu [et al.] // *Opt Express*. - 2015. - V. 23, № 6. - P. 7559-7573.
- 20.** Dodel, G. On the history of far-infrared (FIR) gas lasers: Thirty-five years of research and application / G. Dodel // *Infrared Physics & Technology*. - 1999. - V. 40, №3. - P. 127-139.
- 21.** Razeghi, M. DFB interband cascade lasers for tunable laser absorption spectroscopy from 3 to 6 μm / M. Razeghi, E. Tournié, G. J. Brown [et al.] // *Photonics West - Optoelectronic Materials and Devices*. - 2013. - V. 8993. - P. 899318.
- 22.** Zheng, H. Sub-ppb-level CH_4 detection by exploiting a low-noise differential photoacoustic resonator with a room-temperature interband cascade laser / H. Zheng, Y. Liu, H. Lin [et al.] // *Optics Express*. - 2020. - V. 28, № 13. - P. 19446-19456.
- 23.** Yang, J. Real-time isotopic methane detection using mid-infrared spectroscopy / J. Yang, J. Zhou, P. T. Lin // *Applied Optics*. - 2020. - V. 59, № 34. - P. 10801-10807.
- 24.** Lamperti, M. Optical frequency metrology in the bending modes region / M. Lamperti, R. Gotti, D. Gatti [et al.] // *Communications Physics*. - 2020. - V. 3, № 1. - P. 1-7.
- 25.** Ramdas, A. K. Spectroscopy of the solid-state analogues of the hydrogen atom: donors and acceptors in semiconductors / A. K. Ramdas, S. Rodriguez // *Reports on Progress in Physics*. - 1981. - V. 44, № 12. - P. 1297-1387.
- 26.** Pajot, B. Optical Absorption of Impurities and Defects in Semiconducting Crystals: Hydrogen-like Centres / B. Pajot; Springer Series in Solid-State Sciences 158. - Springer, 2010. - 486 p.

- 27.** Kuzmenko, A. B. Infrared spectroscopy of electronic bands in bilayer graphene / A. B. Kuzmenko, E. van Heumen, D. van der Marel [et al.] // *Physical Review B*. - 2009. - V. 79, № 11. - P. 115441.
- 28.** Feng, K. Photonic materials, structures and devices for Reststrahlen optics / K. Feng, W. Streyer, Y. Zhong [et al.] // *Optics Express*. - 2015. - V. 23, № 24. - P. A1418-A1433.
- 29.** Razeghi, M. Quantum cascade lasers: from tool to product / M. Razeghi, Q. Y. Lu, N. Bandyopadhyay [et al.] // *Optics express*. - 2015. - V. 23, № 7. - P. 8462-8475.
- 30.** Vitiello, M. S. Quantum cascade lasers: 20 years of challenges / M. S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams [et al.] // *Optics express*. - 2015. - V. 23, № 4. - P. 5167-5182.
- 31.** Loghmari, Z. InAs-based quantum cascade lasers emitting close to 25 μm / Z. Loghmari, M. Bahriz, A. Meguekam [et al.] // *Electronics Letters*. - 2019. - V. 55, № 3. - P. 144-146.
- 32.** Ohtani, K. Far-Infrared Quantum Cascade Lasers Operating in the AlAs Phonon Reststrahlen Band / K. Ohtani, M. Beck, M. J. Süess [et al.] // *ACS Photonics*. - 2016. - V. 3, № 12. - P. 2280-2284.
- 33.** Anwar, M. F. GaN-based terahertz quantum cascade lasers / M. F. Anwar, T. W. Crowe, T. Manzur [et al.] // *Proc. SPIE*. - 2015. - V. 9483. - P. 948304.
- 34.** Засавицкий, И. И. Инфракрасная люминесценция и характеристики энергетического спектра полупроводников типа A4B6 / И. И. Засавицкий // *Труды ФИАН. Оптические и электрические свойства полупроводников*. - 1993. - V. 224. - P. 3-118.
- 35.** Курбатов, Л. Н. Перестраиваемые гетеролазеры дальнего ИК диапазона с длиной волны до 46.2 мкм / Л. Н. Курбатов, А. Д. Бритов, С. М. Караваяев [и др.] // *Письма в ЖЭТФ*. - 1983. - Т. 37, № 9. - С. 422-424.
- 36.** Shotov, A. P. Tunable diode lasers for 3 to 40 μm infrared spectral region / A. P. Shotov // *AIP Conference Proceedings*. - 1991. - V. 240. - P. 87-94.

- 37.** 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. - V. 16, № 26. - P. 1193-1196.
- 38.** Maremyanin, K. V. Terahertz Injection Lasers Based on a PbSnSe Solid Solution with an Emission Wavelength up to 50 μm and Their Application in the Magneto spectroscopy of Semiconductors / K. V. Maremyanin, A. V. Ikonnikov, L. S. Bovkun [et al.] // *Semiconductors*. - 2018. - V. 52, № 12. - P. 1590-1594.
- 39.** Bernevig, B. A. Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells / B. A. Bernevig, T. L. Hughes, S. C. Zhang // *Science*. - 2006. - V. 314, № 5806. - P. 1757-1761.
- 40.** Buttner, B. Single valley Dirac fermions in zero-gap HgTe quantum wells / B. Buttner, C. X. Liu, G. Tkachov [et al.] // *Nature Physics*. - 2011. - V. 7, № 5. - P. 418-422.
- 41.** Yadav, D. Terahertz light-emitting graphene-channel transistor toward single-mode lasing / D. Yadav, G. Tamamushi, T. Watanabe [et al.] // *Nanophotonics*. - 2018. - V. 7, № 4. - P. 741-752.
- 42.** Rogalski, A. HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook / A. Rogalski // *Reports on Progress in Physics*. - 2005. - V. 68, № 10. - P. 2267-2336.
- 43.** Konig, M. Quantum spin hall insulator state in HgTe quantum wells / M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune [et al.] // *Science*. - 2007. - V. 318, № 5851. - P. 766-770.
- 44.** Lunczer, L. Approaching Quantization in Macroscopic Quantum Spin Hall Devices through Gate Training / L. Lunczer, P. Leubner, M. Endres [et al.] // *Physical Review Letters*. - 2019. - V. 123, № 4. - P. 047701.
- 45.** Otteneder, M. Terahertz Magneto spectroscopy of Cyclotron Resonances from Topological Surface States in Thick Films of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdHgTe}$ / M. Otteneder, D. Sacré, I. Yahniuk [et al.] // *physica status solidi (b)*. - 2020. - V. 258, № 1. - P. 2000023.
- 46.** Kozlov, D. A. Quantum Hall effect in HgTe quantum wells at nitrogen temperatures / D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2014. - V. 105, № 13. - P. 132102.

- 47.** 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. - V. 94, № 11. - P. 816-819.
- 48.** Gusev, G. M. Transport in disordered two-dimensional topological insulators / G. M. Gusev, Z. D. Kvon, O. A. Shegai [et al.] // Physical Review B. - 2011. - V. 84, № 12. - P. 121302.
- 49.** 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. - V. 13, № 11. - P. 783-787.
- 50.** Minkov, G. M. Valence band energy spectrum of HgTe quantum wells with an inverted band structure / G. M. Minkov, V. Y. Aleshkin, O. E. Rut [et al.] // Physical Review B. - 2017. - V. 96, № 3. - P. 035310.
- 51.** Galeeva, A. V. Non-equilibrium electron transport induced by terahertz radiation in the topological and trivial phases of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / A. V. Galeeva, A. I. Artamkin, A. S. Kazakov [et al.] // Beilstein J Nanotechnol. - 2018. - V. 9. - P. 1035-1039.
- 52.** Mikhailov, N. Interface Studies in HgTe/HgCdTe Quantum Wells / N. Mikhailov, V. Shvets, D. Ikusov [et al.] // physica status solidi (b). - 2020. - V. 257, № 5. - P. 1900598.
- 53.** Izhnin, I. I. Photoluminescence of HgCdTe nanostructures grown by molecular beam epitaxy on GaAs / I. I. Izhnin, A. I. Izhnin, K. D. Mynbaev [et al.] // Opto-Electronics Review. - 2013. - V. 21, № 4. - P. 390-394.
- 54.** Talwar, D. N. Vibrational properties of HgCdTe system / D. N. Talwar, M. Vandevyver // Journal of Applied Physics. - 1984. - V. 56, № 6. - P. 1601-1607.
- 55.** Rogalski, A. Semiconductor detectors and focal plane arrays for far-infrared imaging / A. Rogalski // Opto-Electronics Review. - 2013. - V. 21, № 4. - P. 406-426.
- 56.** Bahriz, M. High temperature operation of far infrared (λ approximately 20 microm) InAs/AlSb quantum cascade lasers with dielectric waveguide / M. Bahriz, G. Lollia, A. N. Baranov [et al.] // Opt Express. - 2015. - V. 23, № 2. - P. 1523-1528.

- 57.** 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. - V. 24, № 16. - P. 18799.
- 58.** Vurgaftman, I. High-temperature HgTe/CdTe multiple-quantum-well lasers / I. Vurgaftman, J. R. Meyer // *Optics Express*. - 1998. - V. 2, № 4. - P. 137-142.
- 59.** Jiang, Y. Carrier lifetimes and threshold currents in HgCdTe double heterostructure and multi-quantum-well lasers / Y. Jiang, M. C. Teich, W. I. Wang // *Journal of Applied Physics*. - 1991. - V. 69, № 10. - P. 6869.
- 60.** Bleuse, J. Laser emission in HgCdTe in the 2 – 3.5 μm range / J. Bleuse, J. Bonnet-Gamard, G. Mula [et al.] // *Journal of Crystal Growth*. - 1999. - V. 197, № 3. - P. 529-536.
- 61.** Arias, J. M. HgCdTe infrared diode lasers grown by MBE / J. M. Arias, M. Zandian, R. Zucca [et al.] // *Semiconductor Science and Technology*. - 1993. - V. 8, № 1S. - P. S255-S260.
- 62.** Lusson, A. Systematic photoluminescence study of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ alloys in a wide composition range / A. Lusson, F. Fuchs, Y. Marfaing // *Journal of Crystal Growth*. - 1990. - V. 101, № 1–4. - P. 673-677.
- 63.** Mynbaev, K. D. Photoluminescence of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ based heterostructures grown by molecular-beam epitaxy / K. D. Mynbaev, N. L. Bazhenov, V. I. Ivanov-Omskii [et al.] // *Semiconductors*. - 2011. - V. 45, № 7. - P. 872-879.
- 64.** Ivanov-Omskii, V. I. Infrared photoluminescence in p- $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($0.23 \leq x \leq 1$) in magnetic fields up to 6T / V. I. Ivanov-Omskii, I. A. Petroff, W. M. Pogorletsky [et al.] // *Solid State Communications*. - 1990. - V. 76, № 9. - P. 1159-1164.
- 65.** Gemain, F. Identification of the double acceptor levels of the mercury vacancies in HgCdTe / F. Gemain, I. C. Robin, M. De Vita [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2011. - V. 98, № 13. - P. 131901.

- 66.** Gemain, F. Optical and Electrical Studies of the Double Acceptor Levels of the Mercury Vacancies in HgCdTe / F. Gemain, I. C. Robin, S. Brochen [et al.] // *Journal of Electronic Materials*. - 2012. - V. 41, № 10. - P. 2867-2873.
- 67.** Kurtz, S. R. Infrared photoluminescence characterization of long-wavelength HgCdTe detector materials / S. R. Kurtz, J. Bajaj, D. D. Edwall [et al.] // *Semiconductor Science and Technology*. - 1993. - V. 8, № 6S. - P. 941-945.
- 68.** Robin, I. C. Photoluminescence Studies of HgCdTe Epilayers / I. C. Robin, M. Taupin, R. Derone [et al.] // *Journal of Electronic Materials*. - 2010. - V. 39, № 7. - P. 868-872.
- 69.** Shao, J. Backside-illuminated infrared photoluminescence and photoreflectance: Probe of vertical nonuniformity of HgCdTe on GaAs / J. Shao, L. Chen, W. Lu [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2010. - V. 96, № 12. - P. 121915.
- 70.** Izhnin, I. I. Defects in HgCdTe grown by molecular beam epitaxy on GaAs substrates / I. I. Izhnin, A. I. Izhnin, H. V. Savytskyy [et al.] // *Opto-Electronics Review*. - 2012. - V. 20, № 4. - P. 375-378.
- 71.** Ivanov-Omskii, V. I. An Optical Study of Disorder in Cadmium Mercury Telluride Solid Solutions / V. I. Ivanov-Omskii, K. D. Mynbaev, I. N. Trapeznikova [et al.] // *Technical Physics Letters*. - 2019. - V. 45, № 6. - P. 553-556.
- 72.** Ivanov-Omskii, V. I. Effect of alloy disorder on photoluminescence in HgCdTe / V. I. Ivanov-Omskii, N. L. Bazhenov, K. D. Mynbaev // *physica status solidi (b)*. - 2009. - V. 246, № 8. - P. 1858-1861.
- 73.** Maulini, R. Widely tunable high-power external cavity quantum cascade laser operating in continuous-wave at room temperature / R. Maulini, I. Dunayevskiy, A. Lyakh [et al.] // *Electronics Letters*. - 2009. - V. 45, № 2. - P. 107-108.
- 74.** Bai, Y. Room temperature quantum cascade lasers with 27 % wall plug efficiency / Y. Bai, N. Bandyopadhyay, S. Tsao [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2011. - V. 98, № 18. - P. 181102.

- 75.** Bandyopadhyay, N. Room temperature continuous wave operation of $\lambda = 3 - 3.2 \mu\text{m}$ quantum cascade lasers / N. Bandyopadhyay, Y. Bai, S. Tsao [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2012. - V. 101, № 24. - P. 241110.
- 76.** Laffaille, P. High temperature operation of short wavelength InAs-based quantum cascade lasers / P. Laffaille, J. C. Moreno, R. Teissier [et al.] // *AIP Advances*. - 2012. - V. 2, № 2. - P. 022119.
- 77.** Kruczek, T. InAs/AlSb widely tunable external cavity quantum cascade laser around $3.2 \mu\text{m}$ / T. Kruczek, K. A. Fedorova, G. S. Sokolovskii [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2013. - V. 102, № 1. - P. 011124.
- 78.** Vurgaftman, I. Rebalancing of internally generated carriers for mid-infrared interband cascade lasers with very low power consumption / I. Vurgaftman, W. W. Bewley, C. L. Canedy [et al.] // *Nature Communications*. - 2011. - V. 2, № 1. - P. 585.
- 79.** Данилова, Т. Н. Светодиоды на основе твердых растворов GaSb для средней инфракрасной области спектра 1.6 - 4.4 мкм Обзор / Т. Н. Данилова, Б. Е. Журтанов, А. Н. Именков [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. - 2005. - Т. 39, № 11. - С. 1281-1311.
- 80.** Ravid, A. Optically pumped laser oscillation at $\approx 2.9 \mu\text{m}$ of a HgCdTe layer grown by metalorganic chemical vapor deposition / A. Ravid, A. Zussman, G. Cinader [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 1989. - V. 55, № 26. - P. 2704-2706.
- 81.** Ravid, A. Optically pumped laser action in double-heterostructure HgCdTe grown by metalorganic chemical vapor deposition on a CdTe substrate / A. Ravid, G. Cinader, A. Zussman // *Journal of Applied Physics*. - 1993. - V. 74, №1. — P. 15.
- 82.** Andronov, A. A. Stimulated radiation of optically pumped $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ -based heterostructures at room temperature / A. A. Andronov, Y. N. Nozdrin, A. V. Okomel'kov [et al.] // *Semiconductors*. - 2008. - V. 42, № 2. - P. 179-182.
- 83.** Andronov, A. A. Spontaneous and stimulated emission from $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ semiconductor films / A. A. Andronov, Y. N. Nozdrin, A. V. Okomel'kov [et al.] // *Semiconductors*. - 2006. - V. 40, №-11. — P. 1266-1274.

- 84.** Melnychuk, C. Slow Auger Relaxation in HgTe Colloidal Quantum Dots / C. Melnychuk, P. Guyot-Sionnest // *The Journal of Physical Chemistry Letters*. - 2018. - V. 9, № 9. - P. 2208-2211.
- 85.** Gréboval, C. Mercury Chalcogenide Quantum Dots: Material Perspective for Device Integration / C. Gréboval, A. Chu, N. Goubet [et al.] // *Chemical Reviews*. - 2021. - V. 121, № 7. - P. 3627-3700.
- 86.** 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.] // *Nature Materials*. - 2017. - V. 17, № 1. - P. 35-42.
- 87.** Alymov, G. Auger recombination in Dirac materials: A tangle of many-body effects / G. Alymov, V. Vyurkov, V. Ryzhii [et al.] // *Physical Review B*. - 2018. - V. 97, № 20. - P. 205411.
- 88.** Lei, W. Progress, challenges, and opportunities for HgCdTe infrared materials and detectors / W. Lei, J. Antoszewski, L. Faraone // *Applied Physics Reviews*. - 2015. - V. 2, № 4. - P. 041303.
- 89.** Mikhailov, N. N. Growth of Hg_{1-x}Cd_xTe nanostructures by molecular beam epitaxy with ellipsometric control / N. N. Mikhailov, R. N. Smirnov, S. A. Dvoretzky [et al.] // *International Journal of Nanotechnology*. - 2006. - V. 3, № 1. - P. 120-130.
- 90.** 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. - V. 39, № 7. - P. 918-923.
- 91.** Varavin, V. S. HgCdTe epilayers on GaAs: growth and devices / V. S. Varavin, V. V. Vasiliev, S. A. Dvoretzky [et al.] // *Proceedings of SPIE*. - 2003. - V. 5136. - P. 381-395.
- 92.** Gui, Y. Giant spin-orbit splitting in a HgTe quantum well / Y. Gui, C. Becker, N. Dai [et al.] // *Physical Review B*. - 2004. - V. 70, № 11. - P. 115328.

- 93.** Spirin, K. E. Spin splitting in HgTe/CdHgTe (013) quantum well heterostructures / K. E. Spirin, A. V. Ikonnikov, A. A. Lastovkin [et al.] // JETP Letters. - 2010. - V. 92, № 1. - P. 63-66.
- 94.** Brüne, C. Quantum Hall Effect from the Topological Surface States of Strained Bulk HgTe / C. Brüne, C. X. Liu, E. G. Novik [et al.] // Physical Review Letters. - 2011. - V. 106, № 12. - P. 126803.
- 95.** Kvon, Z. D. Two-dimensional electron-hole system in a HgTe-based quantum well / Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, D. A. Kozlov [et al.] // JETP Letters. - 2008. - V. 87, № 9. - P. 502-505.
- 96.** Orlita, M. Observation of three-dimensional massless Kane fermions in a zinc-blende crystal / M. Orlita, D. M. Basko, M. S. Zholudev [et al.] // Nat. Phys. - 2014. - V. 10, № 3. - P. 233-238.
- 97.** Capper, P. Mercury Cadmium Telluride. Growth, Properties and Applications / P. Capper, J. Garland. - Chichester, UK: Wiley, 2011.- 563 p.
- 98.** Shao, J. Mechanisms of infrared photoluminescence in HgTe/HgCdTe superlattice / J. Shao, W. Lu, G. K. O. Tsen [et al.] // Journal of Applied Physics. 2012. - V. 112. № 6. - P. 063512.
- 99.** Mynbaev, K. D. Optical Studies of Molecular-Beam Epitaxy-Grown $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ with $x = 0.7 - 0.8$ / K. D. Mynbaev, A. M. Smirnov, N. L. Bazhenov [et al.] // Journal of Electronic Materials. — 2020. - V. 49. № 8. - P. 4642-4646.
- 100.** Yakushev, M. V. Acceptor states in HgCdTe films grown by molecular-beam epitaxy on GaAs and Si substrates / M. V. Yakushev, K. D. Mynbaev, N. L. Bazhenov [et al.] // physica status solidi (c). - 2016. - V. 13, № 7-9. - P. 469-472.
- 101.** Mynbaev, K. D. Defects in mercury-cadmium telluride heteroepitaxial structures grown by molecular-beam epitaxy on silicon substrates / K. D. Mynbaev, S. V. Zablotsky, A. V. Shilyaev [et al.] // Semiconductors. - 2016. - V. 50, № 2. - P. 208-211.

- 102.** Mynbaev, K. D. Acceptor states in heteroepitaxial CdHgTe films grown by molecular-beam epitaxy / K. D. Mynbaev, A. V. Shilyaev, N. L. Bazhenov [et al.] // *Semiconductors*. - 2015. - V. 49, № 3. - P. 367-372.
- 103.** Izhnin, I. I. Defect study in molecular beam epitaxy-grown HgCdTe films with activated and unactivated arsenic / I. I. Izhnin, S. A. Dvoretzky, K. D. Mynbaev [et al.] // *Journal of Applied Physics*. - 2014. - V. 115, № 16. - P. 163501.
- 104.** Roux, C. Room-temperature optically pumped CdHgTe vertical-cavity surface-emitting laser for the 1.5 μm range / C. Roux, E. Hadji, J. L. Pautrat // *Applied Physics Letters*. - 1999. - V. 75, № 12. - P. 1661-1663.
- 105.** Roux, C. 2.6 μm optically pumped vertical-cavity surface-emitting laser in the CdHgTe system / C. Roux, E. Hadji, J. L. Pautrat // *Applied Physics Letters*. - 1999. - V. 75, № 24. - P. 3763.
- 106.** Ravid, A. Optically pumped laser action and photoluminescence in HgCdTe layer grown on (211) CdTe by metalorganic chemical vapor deposition / A. Ravid, A. Sher, G. Cinader [et al.] // *Journal of Applied Physics*. - 1993. - V. 73, № 11. - P. 7102.
- 107.** Andronov, A. A. Stimulated emission from optically excited $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ structures at room temperature / A. A. Andronov, Y. N. Nozdrin, A. V. Okomel'kov [et al.] // *Journal of Luminescence*. - 2012. - V. 132, № 3. - P. 612-616.
- 108.** Hadji, E. 3.2 μm infrared resonant cavity light emitting diode / E. Hadji, J. Bleuse, N. Magnea [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 1995. - V. 67, № 18. - P. 2591.
- 109.** 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. Noël, P. Ballet [et al.] // *Journal of Electronic Materials*. - 2003. - V. 32, № 7. - P. 602-607.
- 110.** Zandian, M. HgCdTe double heterostructure injection laser grown by molecular beam epitaxy / M. Zandian, J. M. Arias, R. Zucca [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 1991. - V. 59, № 9. - P. 1022-1024.

- 111.** Le, H. Q. High-power diode-laser-pumped midwave infrared HgCdTe/CdZnTe quantum-well lasers / H. Q. Le, J. M. Arias, M. Zandian [et al.] // Applied Physics Letters. - 1994. - V. 65, № 7. - P. 810-812.
- 112.** Vurgaftman, I. Simulation of mid-infrared HgTe/CdTe quantum-well vertical-cavity surface-emitting lasers / I. Vurgaftman, J. R. Meyer, J. M. Dell [et al.] // Journal of Applied Physics. - 1998. - V. 83, № 8. - P. 4286-4291.
- 113.** Petersen, P. E. Auger Recombination in Hg_{1-x}Cd_xTe / P. E. Petersen // Journal of Applied Physics. - 1970. - V. 41, № 8. - P. 3465-3467.
- 114.** Lopes, V. C. Minority carrier lifetime in mercury cadmium telluride / V. C. Lopes, A. J. Syllaios, M. C. Chen // Semiconductor Science and Technology. - 1993. - V. 8, № 6S. - P. 824.
- 115.** Krishnamurthy, S. Minority carrier lifetimes in HgCdTe alloys / S. Krishnamurthy, M. A. Berding, Z. G. Yu // Journal of Electronic Materials. - 2006. - V. 35, № 6. - P. 1369-1378.
- 116.** Chang, Y. Carrier recombination lifetime characterization of molecular beam epitaxially grown HgCdTe / Y. Chang, C. H. Grein, J. Zhao [et al.] // Applied Physics Letters. - 2008. - V. 93, № 19. - P. 192111.
- 117.** Grein, C. H. Modeling of Recombination in HgCdTe / C. H. Grein, M. E. Flatté, Y. Chang // Journal of Electronic Materials. - 2008. - V. 37, № 9. - P. 1415-1419.
- 118.** Jóźwikowski, K. The bulk generation-recombination processes and the carrier lifetime in mid-wave infrared and long-wave infrared liquid nitrogen cooled HgCdTe alloys / K. Jóźwikowski, M. Kopytko, A. Rogalski // Journal of Applied Physics. - 2012. - V. 112, № 3. - P. 033718.
- 119.** Alymov, G. Fundamental Limits to Far-Infrared Lasing in Auger-Suppressed HgCdTe Quantum Wells / G. Alymov, V. Romyantsev, S. Morozov [et al.] // ACS Photonics. - 2020. - V. 7, № 1. - P. 98-104.

- 120.** van Roosbroeck, W. Photon-Radiative Recombination of Electrons and Holes in Germanium / W. van Roosbroeck, W. Shockley // *Physical Review*. - 1954. - V. 94, № 6. - P. 1558-1560.
- 121.** Chu, J. *Device Physics of Narrow Gap Semiconductors* / J. Chu, A. Sher. - Springer Science+Business Media, LLC, 2010. - 515 p.
- 122.** Блекмор, Д. Статистика электронов в полупроводниках / Д. Блекмор. - Москва: МИР, 1964. - 392 с.
- 123.** Donetsky, D. Minority carrier lifetime in type-2 InAs–GaSb strained-layer superlattices and bulk HgCdTe materials / D. Donetsky, G. Belenky, S. Svensson [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2010. - V. 97, № 5. - P. 052108.
- 124.** 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. - V. 70, № 1. - P. 225-231.
- 125.** Абакумов, В. Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках / В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Ясиевич. - СПб.: ПИЯФ им.Б.П.Константинова, 1997. - 375 с.
- 126.** Баженов, Н. Л. Температурная зависимость времени жизни носителей заряда в узкощелевых твердых растворах $Cd_xHg_{1-x}Te$: учет оже-процессов / Н. Л. Баженов, К. Д. Мынбаев, Г. Г. Зегря // *Физика и техника полупроводников*. - 2015. - Т. 49, № 4. - С. 444-448.
- 127.** Beattie, A. R. Auger Effect in Semiconductors / A. R. Beattie, P. T. Landsberg // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*. - 1959. - V. 249. - P. 16-29.
- 128.** Gel'mont, B. L. Three-band Kane model and Auger recombination / B. L. Gel'mont // *JETP*. - 1978. - V. 48, № 2. - P. 268.

- 129.** Dyakonov, M. I. Nonthreshold Auger recombination in quantum wells / M. I. Dyakonov, V. Y. Kachorovskii // *Physical Review B*. - 1994. - V. 49, № 24. - P. 17130-17138.
- 130.** Polkovnikov, A. S. Auger recombination in semiconductor quantum wells / A. S. Polkovnikov, G. G. Zegrya // *Physical Review B*. - 1998. - V. 58, № 7. - P. 4039-4056.
- 131.** Mynbaev, K. D. Luminescence of II–VI and III–V nanostructures / K. D. Mynbaev, A. V. Shilyaev, A. A. Semakova [et al.] // *Opto-Electronics Review*. - 2017. - V. 25, № 3. - P. 209-214.
- 132.** Mynbaev, K. D. Spontaneous and stimulated emission in InAsSb-based LED heterostructures / K. D. Mynbaev, N. L. Bazhenov, A. A. Semakova [et al.] // *Infrared Physics & Technology*. - 2017. - V. 85. - P. 246-250.
- 133.** Reisinger, A. R. Carrier lifetime in HgTe/CdTe superlattices grown by photoassisted molecular beam epitaxy / A. R. Reisinger, K. A. Harris, T. H. Myers [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 1992. - V. 61, № 6. - P. 699.
- 134.** Shin, S. H. Minority carrier lifetime and diffusion length in HgTe/CdTe superlattices by molecular beam epitaxy / S. H. Shin, J. M. Arias, M. Zandian [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 1992. - V. 61, № 10. - P. 1196.
- 135.** Мынбаев, К. Д. Легирование эпитаксиальных слоев и гетероструктур на основе HgCdTe / К. Д. Мынбаев, В. И. Иванов-Омский // *Физика и техника полупроводников*. - 2006. - V. 40, № 1. - P. 3-22.
- 136.** Morgan-Pond, C. G. Structural quality of Hg_{1-x}Cd_xTe: Equilibrium point defects / C. G. Morgan-Pond, R. Raghavan // *Physical Review B*. - 1985. - V. 31, № 10. - P. 6616-6632.
- 137.** Goldman, V. Observation of Impurity Cyclotron Resonance in Hg_{1-x}Cd_xTe / V. Goldman, H. Drew, M. Shayegan [et al.] // *Physical Review Letters*. - 1986. - V. 56, № 9. - P. 968-971.

- 138.** Longshore, R. E. Characterization of impurities and defects in InSb and HgCdTe using novel magneto-optical techniques / R. E. Longshore, C. L. Littler, J. W. Baars // Proc. SPIE 2021, Growth and Characterization of Materials for Infrared Detectors, (7 December 1993). - 1993. - V. 2021. - P. 184-201.
- 139.** Littler, C. L. Magneto-optical investigation of impurity and defect levels in HgCdTe alloys / C. L. Littler // Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. - 1990. - V. 8, № 2. - P. 1133.
- 140.** Edwall, D. D. p-type doping of metalorganic chemical vapor deposition-grown HgCdTe by arsenic and antimony / D. D. Edwall // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. - 1992. - V. 10, № 4. - P. 1423.
- 141.** Kalisher, M. H. The behavior of doped $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ epitaxial layers grown from Hg-rich melts / M. H. Kalisher // Journal of Crystal Growth. - 1984. - V. 70, № 1-2. - P. 365-372.
- 142.** Chen, A. C. MBE growth and characterization of in situ arsenic doped HgCdTe / A. C. Chen, M. Zandian, D. D. Edwall [et al.] // Journal of Electronic Materials. - 1998. - V. 27, № 6. - P. 595-599.
- 143.** Shi, X. H. Ionization energy of acceptors in As-doped HgCdTe grown by molecular beam epitaxy / X. H. Shi, S. Rujirawat, R. Ashokan [et al.] // Applied Physics Letters. - 1998. - V. 73, № 5. - P. 638-640.
- 144.** Chu, J. Arsenic-doped narrow-gap HgCdTe epilayers studied by infrared modulation spectroscopy / J. Chu, J. Shao, Z. Wang [et al.] // SPIE Proceedings. - 2010. - V. 7995. - P. 799503.
- 145.** Zhang, X. Infrared photoluminescence of arsenic-doped HgCdTe in a wide temperature range of up to 290 K / X. Zhang, J. Shao, L. Chen [et al.] // Journal of Applied Physics. - 2011. - V. 110, № 4. - P. 043503.

- 146.** Umana-Membreno, G. A. Hole Transport in Arsenic-Doped $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ with $x \geq 0.5$ / G. A. Umana-Membreno, H. Kala, S. Bains [et al.] // *Journal of Electronic Materials*. - 2016. - V. 45, № 9. - P. 4686-4691.
- 147.** Scott, W. Electrical and far-infrared optical properties of p-type $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / W. Scott, E. L. Stelzer, R. J. Hager // *Journal of Applied Physics*. - 1976. - V. 47, № 4. - P. 1408-1414.
- 148.** 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. - V. 73, № 11. - P. 1538.
- 149.** Sasaki, T. Mercury annealing effect on the electrical properties of HgCdTe grown by molecular beam epitaxy / T. Sasaki, N. Oda, M. Kawano [et al.] // *Journal of Crystal Growth*. - 1992. - V. 117, № 1-4. - P. 222-226.
- 150.** Shin, S. H. Electrical properties of as-grown $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ epitaxial layers / S. H. Shin, M. Chu, A. H. B. Vanderwyck [et al.] // *Journal of Applied Physics*. - 1980. - V. 51, № 7. - P. 3772.
- 151.** Polla, D. L. Admittance spectroscopy of deep levels in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / D. L. Polla, C. E. Jones // *Journal of Applied Physics*. - 1980. - V. 51, №12. - P. 6233.
- 152.** Polla, D. L. Deep level studies of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. I: Narrow-band-gap space-charge spectroscopy / D. L. Polla // *Journal of Applied Physics*. - 1981. - V. 52, № 8. - P. 5118.
- 153.** Lischka, K. Deep level defects in narrow gap semiconductors / K. Lischka // *physica status solidi (b)*. - 1986. - V. 133, № 1. - P. 17-46.
- 154.** Ciura, L. Investigation of trap levels in HgCdTe IR detectors through low frequency noise spectroscopy / L. Ciura, A. Kolek, A. Kęłowski [et al.] // *Semiconductor Science and Technology*. - 2016. - V. 31, № 3. - P. 035004.
- 155.** Polla, D. L. Hg vacancy related lifetime in $\text{Hg}_{0.68}\text{Cd}_{0.32}\text{Te}$ by optical modulation spectroscopy / D. L. Polla // *Applied Physics Letters*. - 1983. - V. 43, № 10. - P. 941.

- 156.** Polla, D. L. Observation of deep levels in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ with optical modulation spectroscopy / D. L. Polla // *Applied Physics Letters*. - 1982. - V. 40, № 4. - P. 338.
- 157.** Румянцев В. В. Фотопроводимость и фотолюминесценция эпитаксиальных пленок и структур с квантовыми ямами на основе HgCdTe в среднем и дальнем инфракрасном диапазоне: дис. ... канд. физ - мат. наук; спец. 05.27.01 / В. В. Румянцев. — Нижний Новгород, 2014. — 126 с.
- 158.** Galeeva, A. V. Terahertz Photoconductivity in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ near the transition from the direct to inverted spectrum / A. V. Galeeva, A. I. Artamkin, N. N. Mikhailov [et al.] // *JETP Letters*. -- 2017. V. 106, № 3. - P. 162-166.
- 159.** Fuchs, F. Fourier transform infrared photoluminescence of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / F. Fuchs, A. Lusson, P. Koidl [et al.] // *Journal of Crystal Growth*. - 1990. - V. 101, № 1–4. - P. 722-726.
- 160.** Fuchs, F. Double Modulation Techniques In Fourier Transform Infrared Photoluminescence / F. Fuchs, A. Lusson, J. Wagner [et al.] // *Proceedings of SPIE*. - 1989. - V. 1145. - P. 323-326.
- 161.** Shao, J. Modulated photoluminescence spectroscopy with a step-scan Fourier transform infrared spectrometer / J. Shao, W. Lu, X. Lü [et al.] // *Review of Scientific Instruments*. - 2006. - V. 77, № 6. - P. 063104.
- 162.** Mikhailov, N. N. Growth of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ nanostructures by molecular beam epitaxy with ellipsometric control / N. N. Mikhailov, R. N. Smirnov, S. A. Dvoretzky [et al.] // *Int. J. of Nanotechnology*. - 2006. - V. 3, № 1. - P. 120-130.
- 163.** Varavin, V. S. HgCdTe epilayers on GaAs: growth and devices / V. S. Varavin, V. V. Vasiliev, S. A. Dvoretzky [et al.] // *Opto-Electronics Review*. 2003. - V. 11, № 2. - P. 99 - 111.
- 164.** Осадчий, В. М. Эффективное время жизни носителей заряда в варизонных структурах на основе CdHgTe / В. М. Осадчий, А. О. Сусяков, В. В. Васильев [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. - 1999. - Т. 33, № 3. - С. 293 - 296.

- 165.** Finkman, E. The exponential optical absorption band tail of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / E. Finkman, S. E. Schacham // *Journal of Applied Physics*. - 1984. - V. 56, № 10. - P. 2896.
- 166.** 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. - V. 32, № 7. - P. 646-650.
- 167.** Chang, Y. Near-bandgap infrared absorption properties of HgCdTe / Y. Chang, G. Badano, J. Zhao [et al.] // *Journal of Electronic Materials*. - 2004. - V. 33, № 6. - P. 709-713.
- 168.** Chang, Y. Narrow gap HgCdTe absorption behavior near the band edge including nonparabolicity and the Urbach tail / Y. Chang, C. H. Grein, S. Sivananthan [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2006. - V. 89, № 6. - P. 062109.
- 169.** Chu, J. Physics and properties of narrow gap semiconductors / J. Chu, A. Sher. - Springer Science+Business Media, LLC, 2008. - 613 p.
- 170.** Cody, G. D. Disorder and the Optical-Absorption Edge of Hydrogenated Amorphous Silicon / G. D. Cody, T. Tiedje, B. Abeles [et al.] // *Physical Review Letters*. - 1981. - V. 47, № 20. - P. 1480-1483.
- 171.** Greeff, C. Anomalous Urbach tail in GaAs / C. Greeff, H. Glyde // *Physical Review B*. - 1995. - V. 51, № 3. - P. 1778-1783.
- 172.** Chang, Y. Absorption of Narrow-Gap HgCdTe Near the Band Edge Including Nonparabolicity and the Urbach Tail / Y. Chang, S. Guha, C. H. Grein [et al.] // *Journal of Electronic Materials*. - 2007. - V. 36, № 8. - P. 1000-1006.
- 173.** Wasim, S. M. Urbach–Martienssen’s tail in the absorption spectra of the ordered vacancy compound CuIn_3Se_5 / S. M. Wasim, G. Marín, C. Rincón [et al.] // *Journal of Applied Physics*. - 1998. - V. 84, № 10. - P. 5823-5825.
- 174.** Zhu, J. Absorption edge, urbach tail, and electron-phonon interactions in topological insulator Bi_2Se_3 and band insulator $(\text{Bi}_{0.89}\text{In}_{0.11})_2\text{Se}_3$ / J. Zhu, Y. Xia, G. Li [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2019. - V. 114, № 16. - P. 162105.

- 175.** Novik, E. G. Band structure of semimagnetic $\text{Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ quantum wells / E. G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth [et al.] // *Physical Review B*. - 2005. - V. 72, № 3. - P. 035321.
- 176.** Los, J. Generalization of the $k\cdot p$ approach for strained layered semiconductor structures grown on high-index-planes / J. Los, A. Fasolino, A. Catellani // *Physical Review B*. - 1996. - V. 53, № 8. - P. 4630-4648.
- 177.** Abakumov V. N. Nonradiative Recombination in Semiconductors / V. N. Abakumov, V. I. Perel, I. N. Yassievich. - North-Holland: Elsevier Science Publishers, 1991. - 336 p.
- 178.** Gemain, F. Composition dependence of the mercury vacancies energy levels in HgCdTe : Evolution of the “negative-U” property / F. Gemain, I. C. Robin, G. Feuillet // *Journal of Applied Physics*. - 2013. - V. 114, № 21. - P. 213706.
- 179.** Gemain, F. Arsenic complexes optical signatures in As-doped HgCdTe / F. Gemain, I. C. Robin, S. Brochen [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2013. - V. 102, №14. - P. 142104.
- 180.** Yue, F. Deep/shallow levels in arsenic-doped HgCdTe determined by modulated photoluminescence spectra / F. Yue, J. Wu, J. Chu // *Applied Physics Letters*. - 2008. - V. 93, № 13. - P. 131909.
- 181.** Polla, D. L. Below band-gap photoluminescence of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / D. L. Polla, R. L. Aggarwal // *Applied Physics Letters*. - 1984. - V. 44, № 8. - P. 775.
- 182.** Trzeciakowski, W. Resonant states and their influence on optical properties of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ type crystals / W. Trzeciakowski // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. - 1982. - V. 15, № 6. - P. 1199.
- 183.** Kobayashi, A. Chemical trends for defect energy levels in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ / A. Kobayashi, O. F. Sankey, J. D. Dow // *Physical Review B*. - 1982. - V. 25, № 10. - P. 6367-6379.

- 184.** Jagannath, C. Linewidths of the electronic excitation spectra of donors in silicon / C. Jagannath, Z. W. Grabowski, A. K. Ramdas // *Physical Review B*. - 1981. - V. 23, № 5. - P. 2082-2098.
- 185.** Румянцев, В. В. Особенности релаксации примесной фотопроводимости в кремнии, легированном бором / В. В. Румянцев, С. В. Морозов, К. Е. Кудрявцев [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. - 2012. - Т. 46, № 11. - С. 1414.
- 186.** Jongbloets, H. W. H. M. Temperature dependence of the photothermal conductivity of high-purity germanium containing very low concentrations of Al, B, and P / H. W. H. M. Jongbloets, J. H. M. Stoelinga, M. J. H. van de Steeg [et al.] // *Physical Review B*. - 1979. - V. 20, № 8. - P. 3328-3332.
- 187.** Franz, M. Alloy effects in boron doped Si-rich SiGe bulk crystals / M. Franz, K. Pressel, P. Gaworzewski // *Journal of Applied Physics*. - 1998. - V. 84, № 2. - P. 709-712.
- 188.** Жолудев, М. С. Терагерцовая спектроскопия квантовых ям $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$: дис. ... канд. физ-мат. наук : 05.27.01 / М. С. Жолудев. - Нижний Новгород, 2013. - 137 с.
- 189.** Фирсов, Д. А. Терагерцовое излучение, связанное с примесными переходами электронов в квантовых ямах при оптической и электрической накачке / Д. А. Фирсов, Л. Е. Воробьев, В. Ю. Паневин [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. - 2015. - Т. 49, № 1. - С. 30.
- 190.** Андрианов, А. В. Терагерцовая внутрицентровая фотолюминесценция кремния с литием при межзонном возбуждении / А. В. Андрианов, А. О. Захарьин, Р. Х. Жукавин [и др.] // *Письма в ЖЭТФ*. 2014. - Т. 100. - С. 876.
- 191.** Zholudev, M. Magnetospectroscopy of two-dimensional HgTe-based topological insulators around the critical thickness / M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita [et al.] // *Physical Review B*. - 2012. - V. 86, № 20. - P. 205420.
- 192.** Madelung, O. *Semiconductors: Data Handbook* / O. Madelung. - New York: New York: Springer-Verlag, 2003. - 691 p.

- 193.** Кадыков, А. М. Фотоотклик и стимулированное излучение в структурах на основе соединений HgCdTe в среднем и дальнем ИК диапазонах : дис. ... канд. физ-мат. наук : 05.27.01 / А. М. Кадыков. - Нижний Новгород, 2018. - 164 с.
- 194.** Фадеев, М. А. Исследование магнитопоглощения, спонтанного и стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами Hg (Cd)Te/CdHgTe и InAs/Ga (In)Sb/InAs : дис. ... канд. физ-мат. наук : 2.2.2 / М. А. Фадеев. - Нижний Новгород, 2021. - 145 с.
- 195.** Flatté, M. E. Theoretical performance limits of 2.1 – 4.1 μm InAs/InGaSb, HgCdTe, and InGaAsSb lasers / M. E. Flatté, C. H. Grein, H. Ehrenreich [et al.] // *Journal of Applied Physics*. - 1995. - V. 78, № 7. - P. 4552-4559.
- 196.** Aleshkin, V. Y. Threshold energies of Auger recombination in HgTe/CdHgTe quantum well heterostructures with 30-70 meV bandgap / V. Y. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. V. Rumyantsev [et al.] // *Journal of physics: Condensed matter*. - 2019. - V. 31, № 42. - P. 425301.
- 197.** Vizbaras, K. Room-temperature 3.73 μm GaSb-based type-I quantum-well lasers with quaternary barriers / K. Vizbaras, M.-C. Amann // *Semiconductor Science and Technology*. - 2012. - V. 27, № 3. - P. 032001.
- 198.** Veerabathran, G. K. Room-temperature vertical-cavity surface-emitting lasers at 4 μm with GaSb-based type-II quantum wells / G. K. Veerabathran, S. Sprengel, A. Andrejew [et al.] // *Applied Physics Letters*. - 2017. - V. 110, № 7. - P. 071104.
- 199.** Yao, Y. Mid-infrared quantum cascade lasers / Y. Yao, A. J. Hoffman, C. F. Gmachl // *Nature Photonics*. - 2012. - V. 6, № 7. - P. 432-439.
- 200.** Vurgaftman, I. Interband cascade lasers / I. Vurgaftman, R. Weih, M. Kamp [et al.] // *Journal of Physics D: Applied Physics*. - 2015. - V. 48, № 12. - P. 123001.
- 201.** Bonnet-Gamard, J. Optical gain and laser emission in HgCdTe heterostructures / J. Bonnet-Gamard, J. Bleuse, N. Magnea [et al.] // *Journal of Applied Physics*. - 1995. - V. 78, № 12. - P. 6908.