

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
ИНСТИТУТ СИЛЬНОТОЧНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
(ИСЭ СО РАН)

УДК 621.327; 537.53; 621.373.8  
№ гос.регистрации 01201064694  
Инв. №

УТВЕРЖДАЮ  
Директор ИСЭ СО РАН,  
д-р физ.-мат. наук, чл.корр. РАН  
\_\_\_\_\_ Н.А. Ратахин  
« \_\_\_\_ » августа 2012 г.

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

В рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы

Шифр заявки «2010-1.1-122-012-043»  
Государственный контракт от 22 марта 2010 г. № 02.740.11.0562

по теме  
ИСТОЧНИКИ СПОНТАННОГО И ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЫСОКОЙ  
ИМПУЛЬСНОЙ И СРЕДНЕЙ МОЩНОСТЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В  
НАУКЕ, МЕДИЦИНЕ И ТЕХНИКЕ  
(итоговый, 5 этап)

Наименование этапа: «Изготовление фоточувствительных и светоизлучающих структур ИК диапазона на основе КРТ МЛЭ. Экспериментальные исследования характеристик фоточувствительных и светоизлучающих структур КРТ МЛЭ при различных параметрах эпитаксиального материала и потенциальных или квантовых ям»

Зав. лабораторией оптических излучений

д-р физ.-мат.наук

Руководитель темы

Директор НОЦ «Сильноточная электроника»

д-р физ.-мат.наук, чл.корр. РАН

\_\_\_\_\_ В.Ф. Тарасенко

\_\_\_\_\_ Н.А. Ратахин

## СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель работ, Зав. лаб., проф., д-р физ.-мат. наук .....	В.Ф. Тарасенко (введение, раздел 1, 7)
Исполнители:	
Проф., д-р физ.-мат. наук .....	А.В. Войцеховский (разделы 2, 6)
Проф., д-р физ.-мат. наук .....	О.К. Войцеховская (раздел 4)
Проф., д-р физ.-мат. наук .....	А.П. Коханенко (разделы 2, 3, 6)
Ст. науч. сотр., Канд. физ.-мат. наук .....	А.Г. Коротчаев (раздел 4)
Ст. науч. сотр., Канд. физ.-мат. наук .....	С.Н. Несмелов (раздел 3)
Ст. науч. сотр., Канд. физ.-мат. наук .....	Б.Н. Пойзнер (раздел 4)
Канд. физ.-мат. наук .....	И.В. Измайлов (раздел 5)
Ст. науч. сотр., Доц., канд. физ.-мат. наук .....	Д.В. Григорьев (раздел 5)
Мл. науч. сотр. Канд. физ.-мат. наук .....	Д.В. Рыбка (раздел 1)
Науч. сотр., Канд. физ.-мат. наук .....	М.В. Ерофеев (раздел 1)
Науч. сотр., Канд. физ.-мат. наук .....	С.М. Авдеев (раздел 1)
Мл. науч. сотр., Канд. физ.-мат. наук .....	И. В. Романов (раздел 4)
Мл. науч. сотр., аспирант .....	С. М. Дзядух (раздел 3)
Мл. науч. сотр. ....	М.А. Шулепов (раздел 1)
Мл. науч. сотр. ....	Е.И. Липатов (раздел 7)
Инженер .....	В.О. Нехорошев (раздел 5)
Инженер .....	В.А. Панарин (раздел 1)
Инженер .....	А.Г. Бураченко (раздел 1)
Аспирант .....	Ю.В. Шутько (раздел 1)
Аспирант .....	Д.Е. Генин (раздел 1)
Аспирант .....	Н.А. Панченко (раздел 1)

Аспирант	.....	Д.И. Горн (раздел 4)
Аспирант	.....	Д.Е. Каширский (раздел 3)
Студент	.....	К.А. Лозовой (раздел 5)
Студент	.....	В.Г. Сатдаров (раздел 3)
Студент	.....	М.В. Воропаев (раздел 3)
Студент	.....	Е.А. Калинин (раздел 3)

## РЕФЕРАТ

Отчет содержит 144 с., 82 рис., 3 табл., 100 источн., 1 прил.

УФ И ВУФ ИЗЛУЧЕНИЕ, ДИФУЗНЫЙ РАЗРЯД, ОБЪЕМНЫЙ РАЗРЯД, КВАНТОВО-РАЗМЕРНАЯ СТРУКТУРА, ПРИЕМНИК ИК ИЗЛУЧЕНИЯ, НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРЫ, ДИЭЛЕКТРИКИ

Целью работы по проекту является исследование физики источников спонтанного излучения (эксиламп УФ и ВУФ диапазонов), импульсных лазеров (на плотных газах, в том числе с полупроводниковыми прерывателями тока, полупроводниковых), создание и применение приборов на основе эксиламп и лазеров; обучение студентов, магистров и аспирантов и закрепление их в области оптики, лазерной физики

В итоге выполнения НИР в целом по проекту все поставленные задачи решены.

В рамках пятого этапа НИР решены следующие задачи:

Проведен обзор полученных результатов по генерации убегающих электронов и по применению диффузионных разрядов, формируемых за счет предионизации убегающими электронами.

Изготовлены фоточувствительные и светоизлучающие структуры ИК диапазона на основе КРТ МЛЭ.

Экспериментально исследованы характеристики фоточувствительных светоизлучающих структур КРТ МЛЭ при различных параметрах эпитаксиального материала и потенциальных или квантовых ям.

Проведено сравнение расчетных и экспериментальных результатов характеристик фоточувствительных и светоизлучающих структур КРТ МЛЭ.

Откорректирована физико-математическая модель формирования спектральных характеристик фоточувствительных и светоизлучающих наноразмерных структур на основе КРТ МЛЭ.

Разработана программа внедрения результатов НИР в образовательный процесс.

Подготовлены итоговый научный отчет и рекомендации по инновационному использованию результатов.

## СОДЕРЖАНИЕ

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ	2
РЕФЕРАТ	4
СОДЕРЖАНИЕ	5
ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ	7
ВВЕДЕНИЕ	8
1 Обзор полученных результатов по генерации убегающих электронов и по применению диффузных разрядов, формируемых за счет предыонизации убегающими электронами	11
1.1 О длительности СЛЭП	11
1.2 О максимальной амплитуде СЛЭП	15
1.3 Применение ОРИПЭЛ для накачки газовых лазеров	21
1.4 Применение ОРИПЭЛ для создания эксиламп	28
1.5 Применение ОРИПЭЛ для воздействия на металлы, диэлектрики и полупроводники	33
2 Изготовление фоточувствительных и светоизлучающих структур ИК диапазона на основе КРТ МЛЭ	35
3 Экспериментальные исследования характеристик фоточувствительных и светоизлучающих структур КРТ МЛЭ при различных параметрах эпитаксиального материала и потенциальных или квантовых ям	50
3.1 Выращивание квантовых ям на основе HgTe	50
3.2 Исследование энергетического спектра квантовых ям в CdHgTe	52
3.3 Измерения двумерной электронно-дырочной системы в структурах КРТ МЛЭ	58
3.4 Исследования фотопроводимости в структурах на основе КРТ МЛЭ с одиночной КЯ HgTe	64
3.5 Фотолюминесценция структур с одиночной КЯ КРТ МЛЭ	74
4 Сравнение расчетных и экспериментальных результатов характеристик фоточувствительных и светоизлучающих структур КРТ МЛЭ	87
5 Корректировка физико-математической модели формирования спектральных характеристик фоточувствительных и светоизлучающих наноразмерных структур на основе КРТ МЛЭ	94
5.1 Оптическое поглощение в объёмном КРТ	94
5.2 Физико-математическая модель люминесценции из структур на основе объёмного КРТ	99
5.3 Зонные диаграммы наногетероструктур КРТ МЛЭ	111

5.4 Спектральный коэффициент поглощения квантово-размерных структур на основе КРТ МЛЭ	117
5.4.1 Коэффициент оптического поглощения при межподзонных переходах в квантово-размерных структурах на основе КРТ МЛЭ	118
5.4.2 Коэффициент оптического поглощения при межзонных переходах в квантово-размерных структурах на основе КРТ МЛЭ	122
6 Разработка программы внедрения результатов НИР в образовательный процесс	128
7 Подготовка итогового научного отчета и рекомендаций по инновационному использованию результатов	130
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	132
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	136
ПРИЛОЖЕНИЕ А	144

## ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

- ВФХ – вольт-фарадная характеристика  
ВУФ – вакуумный ультрафиолет  
ГП – гетеропереход  
ГЭС – гетероэпитаксиальная структура  
ДД – двумерная дырка  
ДГС – двойная гетероструктура  
ДДГ – двумерный дырочный газ  
ДЭ – двумерный электрон  
ДЭС – двумерная электронная система  
ДЭГ – двумерный электронный газ  
ИК – инфракрасный  
КРТ – кадмий–ртуть–теллур,  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ;  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$   
КЭХ – квантовый эффект Холла  
КЯ – квантовая яма  
МДП – металл–диэлектрик–полупроводник  
МКЯ – множественные квантовые ямы  
МЛЭ – молекулярно-лучевая эпитаксия  
НГЭС – наногетероэпитаксиальная структура  
НГЭС КРТ МЛЭ – наногетероэпитаксиальная структура на основе твёрдого раствора кадмий-ртуть-теллур, выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии  
ОРИПЭЛ – объемный разряд, инициируемый пучком электронов лавин  
ПМС – положительное магнитосопротивление  
СЛЭП – сверхкороткий лавинный электронный пучок  
СР - сверхрешетка  
УФ – ультрафиолет  
ФЛ – фотолюминесценция  
ФП - фотопроводимость  
ЦРФ – циклотронная резонансная фотопроводимость  
ШдГ – Шубникова-де Гааза  
Э-Д – электронно-дырочный  
SQW – single quantum well, одиночная квантовая яма  
MGW – multiple quantum well, множественная квантовая яма  
МВЕ – molecular-beam epitaxy, молекулярно-лучевая эпитаксия  
MQW – multiple quantum wells, множественные квантовые ямы

## ВВЕДЕНИЕ

В последние годы получены важные результаты по генерации убегающих электронов при повышенных давлениях различных газов, а также по формированию и применению диффузных разрядов, формируемых за счет предыонизации убегающими электронами [1-14]. Увеличилось число научных групп, работающих в этих областях. Было установлено, что убегающие электроны при импульсных разрядах в неоднородном электрическом поле являются обычным явлением. Рентгеновское излучение за счет генерации убегающих электронов зарегистрировано при мощных разрядах в атмосфере Земли [15-17] и при лабораторных разрядах [18-22]. Однако длительность импульсов тока пучка убегающих электронов при атмосферном давлении воздуха и других газов весьма мала  $\sim 100$  пс, также число убегающих электронов в неоптимальных условиях мало. Это затрудняет их регистрацию. Кроме того, цены осциллографов с пикосекундным временным разрешением, а также ослабителей, кабелей и разъемов очень высоки, что также ограничивает проведение исследований в данной области. В настоящее время только в двух научных группах проведены измерения длительности тока пучка с высоким временным разрешением [1, 3, 4, 12, 13]. Для проведения исследований были разработаны специальные коллекторы с ременным разрешением до 20 пс, см. [13].

В данном разделе представлен краткий обзор работ, выполненных в ИСЭ СО РАН по данной тематике, и приведены ссылки на основные работы. Кроме того, подробно описаны результаты, по генерации убегающих электронов, а также по получению и применению для накачки лазеров и эксилламп диффузных разрядов, формируемых за счет предыонизации убегающими электронами.

Отметим, что пучок убегающих электронов, генерируемый при повышенных давлениях различных газов, нами было предложено называть СЛЭП (сверхкороткий лавинный электронный пучок) [23]. Диффузный разряд, формируемый за счет СЛЭП, мы предложили называть ОРИПЭЛ (объемный разряд, инициируемый пучком электронов лавин) [23]. Далее мы будем использовать эти термины.

Современный альтернативный подход к решению задачи о создании новых фотоприемников и источников ИК-диапазона – использование квантово-размерных структур. По мере приближения размеров твердотельных структур к нанометровой области, а это образования из единиц и десятков атомов, все больше проявляются квантовые свойства электрона. В его поведении преобладающими становятся волновые закономерности, характерные для квантовых частиц. С одной стороны это ведёт к нарушению работоспособности приборов, использующих свойства электрона как



классической частицы, а с другой стороны открывает перспективы разработки новых уникальных технологий и приборов на их основе.

Особенно актуальным видом наноструктур на основе КРТ МЛЭ являются квантовые ямы. Такие объекты могут служить для реализации процессов излучательной рекомбинации инжектированных электронов, что при достижении высокого качества позволит создавать инжекционные диоды и лазеры в инфракрасном спектре. Преимуществом таких излучателей на основе наноструктур КРТ перед излучателями на основе соединений  $A_3B_5$  является возможность получения излучения совпадающего с большой точностью с длиной волны поглощения газовыми или жидкостными средами. Это позволяет увеличить чувствительность обнаружения малых количеств веществ в газе или жидкости.

В целом по контракту решены все поставленные задачи. Проведен анализ научно-технической литературы и патентные исследования по эксилампам и импульсным лазерам на плотных газах, по созданию фотоприемников и светоизлучающих наногетероструктур. Исследованы оптимальные режимы возбуждения эксилламп. Исследованы параметры плазмы диффузного разряда, формируемого в неоднородном электрическом поле за счет убегающих электронов, а также барьерного и емкостного разрядов, используемых для создания спонтанного излучения с высокой импульсной и средней мощностью излучения. Исследованы оптические характеристики эксилламп с высокой импульсной и средней мощностью излучения. Исследованы сроки службы оптических сред отпаянных эксилламп и определены физико-химические причины, влияющие на оптические среды и колбы эксилламп. Разработаны конструкции излучателей и фотодетекторов на основе наногетероструктур. Созданы лабораторные образцы эксилламп с высокой импульсной и средней мощностью излучения. Проведены исследования оптимальных режимов возбуждения лазеров с предионизацией убегающими электронами. Созданы лабораторные образцы лазеров с накачкой разрядом, формируемым в неоднородном электрическом поле убегающими электронами. Разработаны технологические основы эпитаксиального выращивания наногетероструктур КРТ МЛЭ для фоточувствительных и светоизлучающих элементов ИК диапазона. Изготовлены эпитаксиальные наногетероструктуры КРТ МЛЭ с потенциальными и квантовыми ямами. Созданы лабораторные образцы лазеров на основе генераторов с индуктивными накопителями и полупроводниковыми прерывателями тока. Создан реактор на основе эксилламп для дезинфекции воды. Создан источник плотной диффузной плазмы импульсных разрядов, обеспечивающей воздействие на анод плазмы разряда с мощностью удельного энерговыделения в сотни МВт/см<sup>3</sup>, от электронного пучка, ударной волны, УФ и ВУФ излучения. Разработаны методики измерения характеристик и

проведены экспериментальные исследования эпитаксиального материала на основе КРТ МЛЭ с потенциальными и квантовыми ямами. Создан реактор на основе эксиламп для изучения воздействия ВУФ излучения на вредные химические отходы, в т.ч. метанол. Разработана теоретическая модель формирования спектральных характеристик фоточувствительных и светоизлучающих наноразмерных структур на основе КРТ МЛЭ. Проведены модельные расчеты параметров фоточувствительных и светоизлучающих наноразмерных структур на основе КРТ МЛЭ. Оптимизирован метод синтеза полупроводникового материала на основе наногетероструктур для фоточувствительных и светоизлучающих структур ИК диапазона. Разработана технология изготовления фоточувствительных и светоизлучающих элементов на основе наноразмерных структур КРТ МЛЭ. Диффузный разряд, формируемый за счет преионизации убегающими электронами, применен для модификации поверхности диэлектриков и металлов.

На пятом этапе были решены следующие задачи.

Проведен обзор полученных результатов по генерации убегающих электронов и по применению диффузных разрядов, формируемых за счет преионизации убегающими электронами.

Изготовлены фоточувствительные и светоизлучающие структуры ИК диапазона на основе КРТ МЛЭ.

Экспериментально исследованы характеристики фоточувствительных и светоизлучающих структур КРТ МЛЭ при различных параметрах эпитаксиального материала и потенциальных или квантовых ям.

Проведено сравнение расчетных и экспериментальных результатов характеристик фоточувствительных и светоизлучающих структур КРТ МЛЭ.

Откорректирована физико-математическая модель формирования спектральных характеристик фоточувствительных и светоизлучающих наноразмерных структур на основе КРТ МЛЭ.

Разработана программа внедрения результатов НИР в образовательный процесс.

Подготовлен итоговый научный отчет и составлены рекомендации по инновационному использованию результатов.

Все полученные научные результаты соответствуют мировому уровню и обладают новизной, что подтверждается публикацией результатов НИР в высокорейтинговых международных и российских научных журналах.

1 Обзор полученных результатов по генерации убегающих электронов и по применению диффузных разрядов, формируемых за счет предыонизации убегающими электронами

### 1.1 О длительности СЛЭП

Относительно длительности импульса СЛЭП. в научной литературе выдвигаются различные точки зрения. Нами были проведены измерения длительности импульса тока пучка в воздухе атмосферного давления с пикосекундным временным разрешением. Эти результаты опубликованы в работе [13] и представлены в данном разделе. В экспериментах по изучению временных характеристик СЛЭП использовался генератор СЛЭП-150, который был специально разработан для получения пучков электронов в газовых диодах. Кроме того, был разработан комплекс датчиков для регистрации параметров пучка убегающих и характеристик разряда. Конструкция генератора подробно описана в [24]. Газовый диод и коллектор показаны на рисунке 1.1. На разрядный промежуток подаются импульсы напряжения с амплитудой в падающей волне  $\sim 140$  kV и длительностью на полувысоте 1 ns. Длительность фронта импульса напряжения определяется обостренным разрядником и составляет 300 ps на уровне 0.1-0.9. Емкостной делитель напряжения установлен в выходной части передающей линии с волновым сопротивлением 100  $\Omega$ .

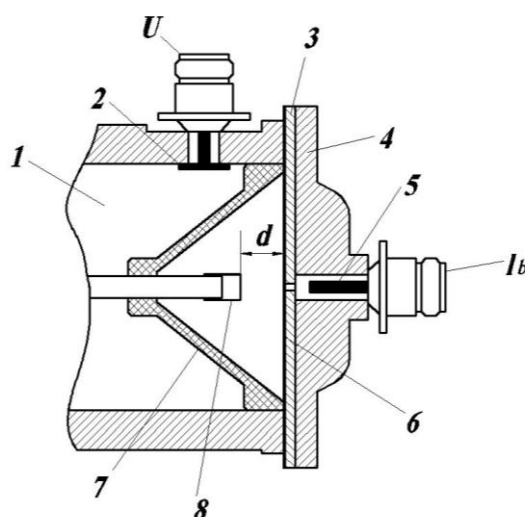


Рисунок 1.1 - Конструкция газового диода генератора СЛЭП-150 и коллектора. 1 – передающая линия, 2 – емкостной делитель напряжения, 3 – коллиматор, 4 – корпус коллектора, 5 – приемная часть коллектора, 6 – фольга, 7 – изолятор газового диода, 8 – катод (трубка)

Плоский анод газового диода был выполнен из алюминиевой фольги. За фольгой располагался коллиматор из латуни толщиной 5 mm, который имеет в центре отверстие диаметром 1 mm. За коллиматором на расстоянии 5 mm располагалась приемная часть коллектора, описанного в [25], которая была выполнена в виде цилиндра диаметром 3 mm. Размер диафрагмы коллиматора выбирался таким, чтобы диаметр электронного пучка, падающего на торцевую приемную часть коллектора, не превышал диаметра коллектора. Алюминиевая фольга, через которую выводился пучок электронов, имела толщину 10  $\mu\text{m}$ . В ряде экспериментов фольга убиралась. В этом случае роль анода выполнял коллиматор, и можно было регистрировать убегающие электроны с малыми энергиями (менее 30 keV), которые в противном случае поглощались фольгой. Измерения также проводились при установке дополнительных листов алюминиевой фольги толщиной 50 или 100  $\mu\text{m}$ .

Исследования были проведены с тремя катодами. Катод №1 (трубка) имел форму трубки диаметром 6 mm и был изготовлен из нержавеющей фольги толщиной 100  $\mu\text{m}$ . Катод №2 (шар) представлял собой стальной шар диаметром 9.5 mm. Катод №3 (сетка) был выполнен в виде сетки с шагом 4 mm из параллельных проволок диаметром 0.2 mm, закрепленной на торце полого цилиндра высотой 1.5 mm и диаметром 40 mm. Более подробно конструкции катодов описаны в работах [24, 26]. Данные катоды применялись ранее для исследования формы и амплитуды тока пучка газового диода [24] при использовании генератора СЛЭП-150 и регистрирующего устройства с временным разрешением до 50 пс. Ранее было показано и в данной работе подтверждено, что при увеличении площади анодной фольги, с которой измеряется амплитуда и длительность импульса с.л.э.п., а также диаметра приемной части коллектора, длительность импульса тока пучка увеличивается [24, 26] и превышает 50 ps.

Для измерений был применен цифровой осциллограф реального времени LeCroy WaveMaster 830Zi-A с полосой пропускания до 30 GHz и с шагом дискретизации 12.5 ps (80 GS/s). Данные записывались в режиме реальных точек, без применения дополнительных аппроксимаций. При регистрации импульсов тока пучка использовались высокочастотный кабель RG58-A/U (Radiolab) длиной 1 м и разъемы типа N (Suhner 11 N-50-3-28/133 NE) и SMA (Radiall R125.075.000). Использование коллиматора с малым отверстием позволило проводить измерения без дополнительных ослабителей. Амплитудно-частотные и фазо-частотные характеристики регистрационного тракта тестировались в диапазоне 0.01 – 40 ГГц с помощью измерителя комплексных коэффициентов передачи и отражения E8363B (Agilent Technologies). Восстановленная с помощью обратного преобразования Фурье импульсная характеристика регистрационного тракта имела длительность на полувысоте 22 ps.

На рисунке 1.2 показаны импульсы тока пучка для различных режимов.

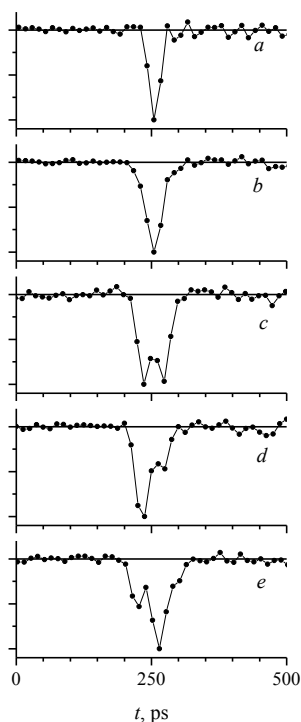


Рисунок 1.2 - Осциллограммы импульсов тока СЛЭП Катод (шар), межэлектродный зазор 6 mm (a); катод (трубка), зазор 12 mm (b), 4 mm (c), 6 mm (d), 18 mm (e)

Минимальная длительность импульса тока СЛЭП с коллиматором была зарегистрирована при межэлектродном зазоре  $d = 6$  mm с катодом (шар). Эта длительность составила  $\sim 25$  ps, рис. 1.2a и соответствует предельному разрешению системы регистрации. Минимальная длительность импульса СЛЭП с катодом (сетка) в этих условиях была на несколько пикосекунд больше, чем с катодом (шар), но меньше чем с катодом (трубка). С катодом (трубка) минимальная длительность импульса увеличилась и при оптимальном зазоре, позволяющем получать максимальные амплитуды СЛЭП,  $d = 12$  mm составила  $\sim 34$  ps, рис. 1.2b, см. также рис. 1.3a. Следовательно, с катодом (трубка) за коллиматором была зарегистрирована длительность импульса тока пучка большая, чем минимальная длительность с катодом (шар). При увеличении диаметра отверстия в коллиматоре более 1 mm или (и) уменьшении толщины коллиматора длительность импульса СЛЭП на полувысоте увеличивалась и была больше, чем 34 ps для катода (трубка) при  $d = 12$  mm.

Было установлено, что для одинаковых импульсов напряжения форма импульса и при использовании коллиматора форма СЛЭП может изменяться от импульса к импульсу. При этом часть импульсов состоит из двух пиков примерно одинаковой амплитуды, рис. 1.2c. Задержка между максимумами пиков составляла  $\sim 38$  ps. Также регистрировались импульсы СЛЭП с различными амплитудами в первом и втором пиках, рисунке 1.2 d и

рисунке 1.2е. Двухпиковая структура импульсов СЛЭП была зарегистрирована и при использовании для вывода пучка фольги толщиной 60 и 110  $\mu\text{m}$ . Из этого можно сделать вывод, что энергия электронов в обоих пиках тока СЛЭП существенно не отличается, соответственно, напряжение на промежутке во время генерации СЛЭП в этих условиях также существенно не изменяется.

На рисунке 1.3 приведены зависимости длительности импульса СЛЭП на полувысоте и плотности тока пучка от межэлектродного зазора для катода (трубка).

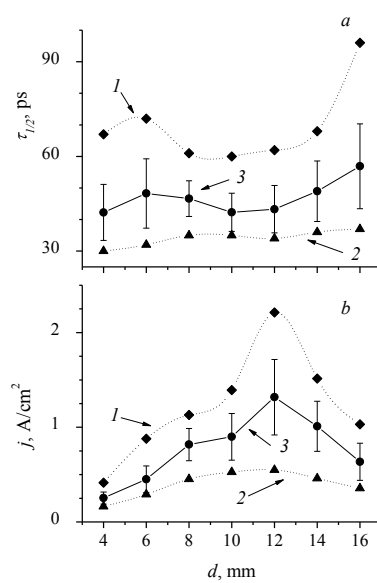


Рисунок 1.3 - Зависимости длительности импульса на полувысоте (а) и плотности тока СЛЭП (b) от межэлектродного зазора. 1 – зависимости для максимальных значений длительности и амплитуды, 2 – для минимальных значений, 3 – средние значения и среднеквадратичная ошибка измеряемой величины в серии из 50 импульсов

Средняя длительность определялась из 50 следующих последовательных импульсов, минимальная и максимальная длительности также выбиралась из этой серии. Кривая 1 на рисунке 1.3а показывает, что наибольшие длительности отдельных импульсов регистрируются при больших и малых зазорах, а при оптимальных зазорах эти длительности уменьшаются. Установлено, что при больших (14 и 16 mm) и при малых (4 и 6 mm) зазорах число импульсов, которое состояло из двух пиков, увеличивается. Минимальные для заданного зазора длительности импульсов тока СЛЭП увеличиваются с ростом межэлектродного зазора (кривая 2 на рисунке 1.3а). Наиболее высокая стабильность длительности СЛЭП на полувысоте была зарегистрирована при межэлектродных зазорах 8, 10 и 12 mm. Наибольшие длительности импульса СЛЭП регистрировались при больших зазорах и при импульсе тока пучка, состоящем из двух пиков. При генерации одного пика регистрируются максимальные амплитуды СЛЭП.

Максимальное число электронов за импульс, пропорциональное интегралу от плотности тока пучка за время импульса, при больших и малых межэлектродных зазорах регистрировалось как при максимальных амплитудах СЛЭП, так и при его максимальных длительностях. Из кривой 3 (рисунок 1.3b) видно, что наименьшие разбросы на кривой 3 (рисунок 1.3b) в серии из 50 импульсов регистрируются при больших и малых межэлектродных зазорах.

Длительности импульса СЛЭП  $\sim 25$  ps регистрировались и при работе газового диода без фольги. Причем амплитуда импульса и его форма при работе без фольги существенно не изменялась. При увеличении диаметра отверстия в коллекторе и уменьшении его толщины длительность импульса СЛЭП, как уже отмечалось, увеличивалась. Это совпадает с результатами, которые были получены ранее [3, 26].

На основании полученных данных можно сделать следующие выводы относительно механизма генерации СЛЭП в воздухе при атмосферном давлении. Во-первых, ограничение длительности импульса тока не связано со спадом напряжения на промежутке. Во-вторых, в процессе генерации тока пучка убегающих электронов могут иметь место процессы, которые приводят к двухпиковой форме импульса СЛЭП. Однако максимальные амплитуды тока пучка регистрируются при генерации импульса СЛЭП в виде одного пика. При измерениях тока пучка за коллиматором с малым отверстием с катодом (трубка) при оптимальном межэлектродном зазоре 12 mm с наибольшей вероятностью наблюдается однопиковая форма импульса СЛЭП. При зазорах меньше и больше оптимального с большей вероятностью регистрируются импульсы тока пучка, состоящие из двух пиков.

## 1.2 О максимальной амплитуде СЛЭП

Целью работы [24], часть результатов из которой приведена ниже, было провести изменения амплитуды СЛЭП, генерируемого в воздухе атмосферного давления с помощью осциллографов с высоким временным разрешением и оптимизировать конструкцию катода для увеличения амплитуды СЛЭП.

Все эксперименты были проведены с применением генератора СЛЭП-150. Внутренним электродом высоковольтной формирующей коаксиальной линии генератора являлся корпус обострительного разрядника Р-43. Формирующая линия имела волновое сопротивление  $\sim 30$  Ом. Применялись две сборки генератора, которые приведены в работах. В первой сборке (см. рисунок 1.1) газовый диод устанавливался на минимальном расстоянии от обострительного разрядника, и соединялся с ним короткой коаксиальной

линией. Ёмкостной делитель напряжения был установлен в выходной части генератора около газового диода, которая заполнялась трансформаторным маслом. Расстояние от ёмкостного делителя до фланца газового диода, к которому крепилась фольга, равнялось 22 мм. Во второй сборке, показанной на рисунке 1.4, между газовым диодом и обострительным разрядником включалась дополнительная коаксиальная линия, которая заполнялась трансформаторным маслом. Длина коаксиальной линии равнялась 13,3 см, а её волновое сопротивление составляло 100 Ом. В коаксиальной линии был установлен второй ёмкостной делитель напряжения. Используя оба ёмкостных датчика по падающей и отраженной волне напряжения восстанавливалось напряжение на промежутке.

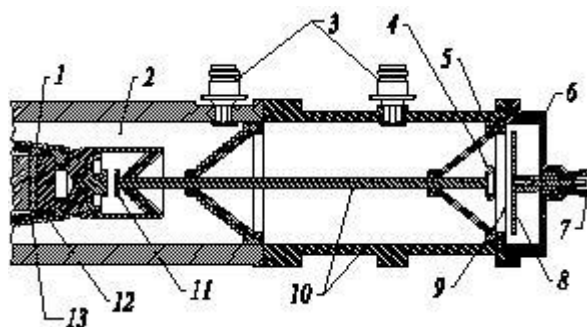


Рисунок 1.4 - Схема генератора СЛЭП-150М. 1 – вторичная обмотка высоковольтного трансформатора; 2 – формирующая коаксиальная линия; 3 – ёмкостной делитель напряжения; 4 – катод; 5 – изолятор газового диода; 6 – корпус коллектора; 7 – радиочастотный разъем N-типа; 8 – приемная часть коллектора; 9 – анодная фольга; 10 – коаксиальная передающая линия; 11 – обострительный разрядник Р-43; 12 – ферритовое кольцо; 13 – пластина из диэлектрика

Плоский анод газового диода был выполнен из алюминиевой фольги толщиной 10 мкм, которая со стороны коллектора армировалась сеткой, с прозрачностью 90%. Сетка состояла из стальных проволочек диаметром 30 мкм натянутых на жестком каркасе с шагом 300 мкм. При регистрации рентгеновского излучения алюминиевая фольга заменялась медной толщиной 20 мкм. В качестве катода в газовом диоде применялись трубка диаметром 6 мм из фольги толщиной 100 мкм (катод – трубка, показан на рисунке 1.1), и катод, показанный на рисунке 5 (катод - сетка).



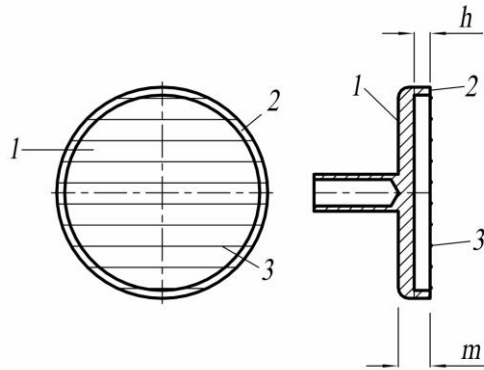


Рисунок 1.5 - Катод - сетка. 1 – основание катода, 2 – кольцо, 3 – проволоки,  $h$  - промежуток между проволоками и задней стенкой катода,  $m$  - общая толщина катода

Катоды изготавливались из нержавеющей стали. С катодами из нержавеющей стали достигаются наибольшие амплитуды тока СЛЭП. Основой катода №2 служила круглая пластинка (основание катода), кольцо и проволоки из нержавеющей стали. Проволоки были приварены к кольцу и располагались параллельно. При испытаниях катода №2 по сравнению с подобным катодом, описанным в [27], была проведена оптимизация диаметра проволок, расстояние между проволоками и расстояние между круглой пластинкой и проволоками. Также был испытан катод, в котором проволоки устанавливались в виде квадратной сетки.

Ток пучка или число электронов регистрировались с помощью коллекторов с диаметром приемной части 3, 5, 20 и 56 мм. Волновое сопротивление коаксиальной части коллекторов составляло 50 Ом. Полное число электронов пучка за фольгой измерялось коллектором с диаметром 56 мм. Кроме того, использовался коллектор-шунт сопротивлением 3 Ом с диаметром приемной части 50 мм, который был изготовлен из ~100 чип-резисторов.

Для регистрации сигналов с емкостного делителя и коллекторов применялись осциллографы MSO 71254 (12.5 ГГц и 50 выборок в нс), TDS 6154C (15 ГГц и 40 выборок в нс) и DPO 70604 (6 ГГц и 25 выборок в нс). Следует отметить, что данный класс осциллографов содержит математический пакет, который позволяет автоматически проводить статистическую обработку измеряемых величин: минимальные, максимальные и средние значения, стандартное отклонение и распределение. Электрические сигналы с емкостных делителей, шунтов и коллекторов снимались с помощью радиочастотных коаксиальных разъемов N-типа. Для ослабления электрических сигналов применялись аттенюаторы 142-NM фирмы Barth Electronics. Длина измерительных кабелей выбиралась

минимальной. В работе использовались радиочастотные кабели 5D-FB длиной ~1.3 м, волновым сопротивлением 50 Ом, которые имели ослабление для сигнала с частотой 5 ГГц 63 децибела на 100 метров.

Экспозиционная доза рентгеновского излучения измерялась дозиметрами Arrow-Tech, Inc (Model 138), которые устанавливались на расстоянии 2-3 мм от анодной фольги. Чувствительность дозиметра при энергии квантов 16 кэВ составляет 80% от максимальной, достигает максимума при энергии квантов ~30 кэВ и существенно не изменяется в диапазоне энергий рентгеновских квантов до 1 МэВ. Отметим, что при измерении экспозиционной дозы с тонкими анодными фольгами на него попадал электронный пучок, который мог влиять на показания за счет проникновения через корпус дозиметра высокоэнергетичных электронов. Кроме того, в регистрируемую экспозиционную дозу вносили вклад рентгеновские кванты, полученные при торможении электронов в корпусе дозиметра. Данные обстоятельства не учитывались в наших измерениях по следующим причинам. Во-первых, показания дозиметра при замене Al фольги толщиной 15 мкм на медную фольгу толщиной 20 мкм увеличились в 2-3 раза, а ток пучка при этом уменьшался в 5-10 раз. В этих условиях вклад пучка электронов в измеряемую экспозиционную дозу не превышал 30%. Представленные ниже результаты получены в режиме однократных импульсов.

Основываясь на результатах работы [27], где было достоверно установлено влияние давления и влажности воздуха на амплитуду или число электронов СЛЭП, основные эксперименты проводились при стабильном давлении и влажности воздуха в помещении. Наибольшие амплитуды СЛЭП и экспозиционные дозы рентгеновского излучения были получены при малой влажности атмосферного воздуха (<40%). Проведенные исследования также подтвердили, что для получения максимальных амплитуд СЛЭП лучше использовать катоды из нержавеющей стали. Кроме того, было проведено сравнение наибольших амплитуд тока пучка в сборках ускорителя СЛЭП-150 с дополнительной СЛЭП, передающей линией и без нее. В случае катода - трубка амплитуды . при обеих сборках генератора были одинаковы, а с катодом - сетка наибольшие амплитуды тока пучка были получены при сборке генератора без дополнительной передающей линии. Разница, по-видимому, была обусловлена уменьшением тока разряда в газовом диоде.

Исследования различных конструкций катодов показали, что конструкция, приведенная в работах [27], близка к оптимальной. Поэтому основное внимание было уделено оптимизации размеров данного катода, с помощью которого за фольгой газового диода было получено до  $6.2 \times 10^{10}$  электронов. Если предположить, что длительность

импульса СЛЭП на полувысоте  $\sim 100$  пс, то амплитуда тока пучка за фольгой составляет  $\sim 100$  А.

Увеличение амплитуды СЛЭП было достигнуто за счет оптимизации зазора  $h$  между проволоками и пластинкой из нержавеющей стали (оптимальный  $h = 1.5$  мм). Стальные проволоки (3) у оптимального катода имели диаметр 0.2 мм, были установлены на расстоянии 4 мм друг от друга и крепились к стальному кольцу с толщиной стенки 1 мм. Диаметр катода равнялся 40 мм. Также была уменьшена толщина катода до 3 мм. Применение сетчатого катода, в котором на катоде №2 перпендикулярно имеющимся проволокам устанавливались дополнительные проволоки с тем же диаметром и шагом, не давало существенного ( $>10\%$ ) увеличения амплитуды СЛЭП.

Наибольшее число электронов за один импульс ( $6.2 \times 10^{10}$ ) было зарегистрировано коллектором-шунтом с диаметром приемной части 50 мм, который располагался в воздухе атмосферного давления. Осциллограмма тока пучка показана на рисунке 1.6а. Максимальные амплитуды сигналов на этом коллекторе были  $\sim 250$  В. На коллекторе с диаметром приемной части 56 см амплитуда сигнала превышала 1500 В, а длительность импульса по основанию была более 1 нс, рисунок 1.6б. Это приводило в воздухе атмосферного давления к шунтирующему разряду между приемной частью коллектора и фольгой. Увеличение длительности импульса тока пучка обусловлено увеличением емкости коллектора. Для регистрации наибольших амплитуд с данным коллектором его внутренняя полость откачивалась форвакуумным насосом. В этом случае количество электронов, которое регистрировалось коллекторами с приемной частью 56 и 50 мм совпадало. При определении среднего числа электронов в серии из произведенных подряд 60 импульсов было зарегистрировано  $\sim 5 \times 10^{10}$  электронов при стандартном отклонении 20%.

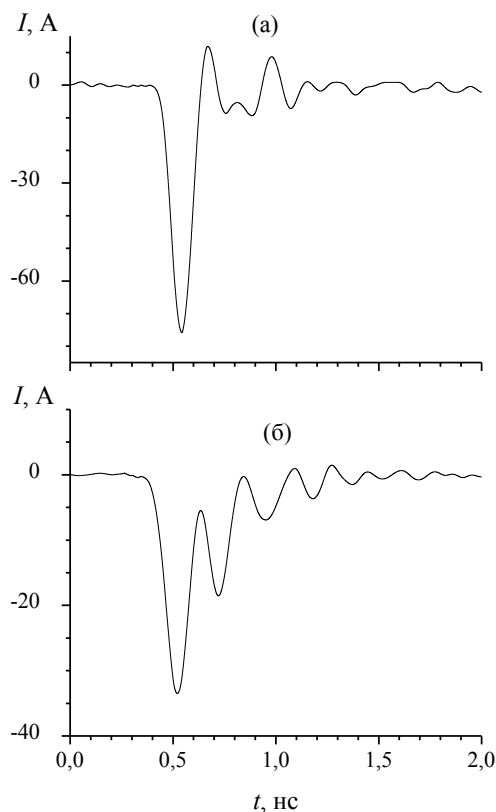


Рисунок 1.6 - Осциллограммы тока пучка. а – сигнал, регистрируемый коллектором-шунтом, б – сигнал, регистрируемый коллектором с приемной частью 56 мм

С катодом-сетка были проведены измерения экспозиционной дозы рентгеновского излучения. Как было показано ранее [26] для увеличения экспозиционной дозы при «прострельном» аноде в газовых диодах надо использовать аноды из тяжелых металлов и подбирать толщину анода. В данных экспериментах мы использовали анод из медной фольги толщиной 20 мкм. Наибольшая экспозиционная доза составила 1.8 мРн за импульс (средняя в серии из 20 импульсов при межэлектродном зазоре 5 мм). Отметим, что оптимальный межэлектродный зазор для получения наибольшей амплитуды СЛЭП составляет ~4 мм. При увеличении межэлектродного зазора амплитуда СЛЭП уменьшается, но средняя энергия электронов увеличивается. Поэтому оптимальный межэлектродный зазор для получения наибольшей экспозиционной дозы был больше (~5 мм), чем для получения наибольшей амплитуды СЛЭП

Проведенные исследования амплитуды тока СЛЭП показали, что оптимизация промежутка  $h$  между проволоками и задней стенкой катода, а также уменьшение общей толщины катода, позволяют увеличить число электронов пучка за фольгой. При  $h \sim 1.5$  мм за Al фольгой толщиной 10 мкм зарегистрировано максимальное количество электронов -  $6.2 \times 10^{10}$  за импульс, что соответствует при длительности импульса треугольной формы на

полувысоте 100 пс амплитуде СЛЭП  $\sim 100$  А. Показано, что длительность импульса тока пучка за фольгой со всей площади анода больше, чем с малых площадок и зависит от конструкции катода. При использовании анода из медной фольги зарегистрирована экспозиционная доза рентгеновского излучения за импульс  $\sim 1.8$  мР.

### 1.3 Применение ОРИПЭЛ для накачки газовых лазеров

В работах [28-31] было показано, что на ряде лазерных переходов, при накачке диффузным разрядом, формируемым за счет генерации убегающих электронов, при повышенных давлениях наблюдается генерация в ИК [28], видимой [29] и УФ [30, 31] областях спектра. В указанных работах убегающие электроны и лазерное излучение генерировались в одном разрядном промежутке. Убегающие электроны, формируемые в отдельном промежутке, использовались для предыонизации основного лазерного промежутка, в котором была получена генерация на молекулах  $N_2$  [2] и  $CO_2$  [32]. Для накачки газовых лазеров ИК диапазона при малых и средних давлениях использовались пучки убегающих электронов, формируемые в отдельном промежутке при амплитудах импульсов напряжения в единицы киловольт [33-35].

Представляет интерес применить пучок убегающих электронов для накачки лазеров, которые эффективно работают при повышенных давлениях рабочей смеси [36, 37]. Однако длительность импульса тока пучка убегающих электронов, сформированного в газах при давлении сотни Тор и выше сравнительно мала ( $\sim 100$  пс), а плотности тока пучка обычно не превышают нескольких  $A/cm^2$  [3, 24]. Эти параметры обусловлены механизмом формирования пучков убегающих электронов при повышенных давлениях [3, 26]. При повышенных давлениях основное число убегающих электронов генерируется между фронтом волны ионизации и анодом, а длительность импульса тока пучка, в частности, ограничена приходом фронта волны ионизации на анод. Как показывает анализ известных работ, проведенный нами, более перспективно использовать пучок убегающих электронов для формирования диффузного разряда. Затем, в том же межэлектродном зазоре, осуществлять основную накачку различных лазеров диффузным разрядом.

Цель данной работы, представленной в данном разделе, – исследовать при повышенных давлениях генерацию в видимой и УФ области спектра на переходах атомов неона, аргона, фтора, а также на молекулах  $XeF^*$ , при накачке объемным разрядом, инициируемым пучком электронов лавин (ОРИПЭЛ).

Генерация в различных газовых смесях исследовалась при использовании импульса напряжения от генератора наносекундных импульсов РАДАН-220 [38], который имел

волновое сопротивление формирующей линии 20 Ом. Конструкция выходной части генератора и разрядной камеры приведены на рисунке 1.7.

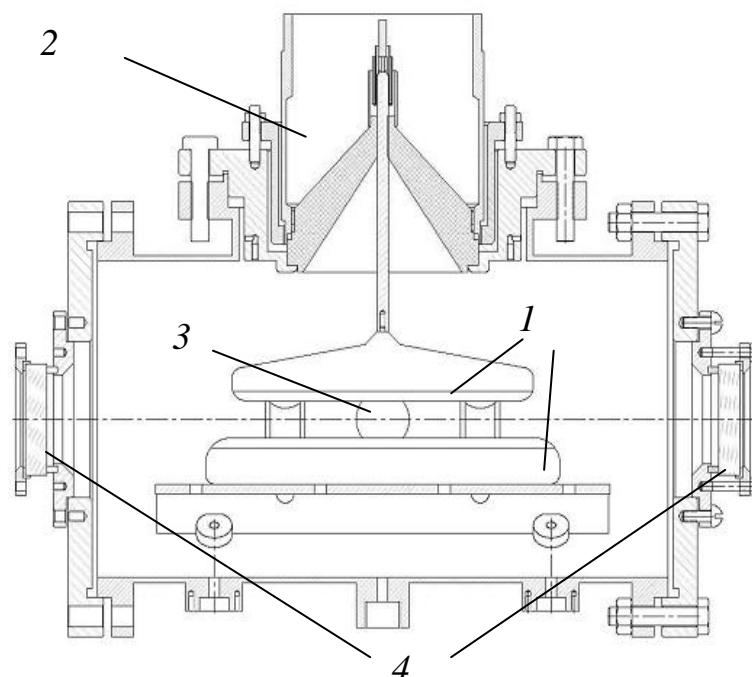


Рисунок 1.7 - Конструкция разрядной камеры на установке для получения лазерного излучения. 1 - электроды, 2 – выходная часть генератора РАНАН-220, 3 – боковое окно, 4 – зеркала резонатора

Напряжение пробоя обострительного разрядника составляло  $\sim 220$  кВ. Длительность импульса напряжения на полувысоте при согласованной нагрузке равнялась  $\sim 2$  нс, а длительность фронта импульса напряжения в передающей линии  $\sim 0.5$  нс. При подключении разрядной камеры длительность фронта импульса напряжения увеличивалась до  $\sim 2$  нс, а также увеличивалась его длительность на полувысоте. Длительность импульса тока разряда зависела от давления и сорта газа и при низких давлениях могла достигать в колебательном режиме нескольких сотен наносекунд. В данных экспериментах использовался промежуток с расстоянием между катодом и анодом 12 и 20 мм. Оба электрода были выполнены в виде лезвий. Длина катода и разрядной области равнялась  $\sim 17$  см. Эксперименты были выполнены при использовании плоских зеркал, установленных на торцевых стенках разрядной камеры. В качестве «глухого» зеркала применялась пластинка с алюминиевым покрытием. Выходным зеркалом служила плоскопараллельная кварцевая пластинка или зеркало с диэлектрическим покрытием. Камера откачивалась диффузионным

насосом и могла заполняться различными газами. На боковой стенке камеры имелось дополнительное окно для фотографирования разряда.

Амплитудно-временные характеристики УФ лазерного излучения регистрировалось фотодиодом ФЭК-22СПУ. Область промежутка, из которой выходило лазерное излучение, определялась по люминесценции экрана, установленного на выходном зеркале. Свечение разряда и люминесцентного экрана фотографировалось цифровым фотоаппаратом Sony A100. Спектр излучения лазера регистрировался при помощи спектрометра StellarNet EPP2000-C25 с разрешением 0,75 нм и с известной спектральной чувствительностью в области от 200 до 850 нм. Для работы фотодиода и спектрометра в линейном режиме излучение на их входе ослаблялось последовательностью металлических сеток. Энергия лазерного излучения измерялась прибором Ophir с измерительной головкой PE-50BB. Для регистрации электрических сигналов применялся осциллограф TDS-3054B (0,5 ГГц, 5 выборок за нс). Блок-схема установки и системы регистрации приведены на рисунке 1.8.

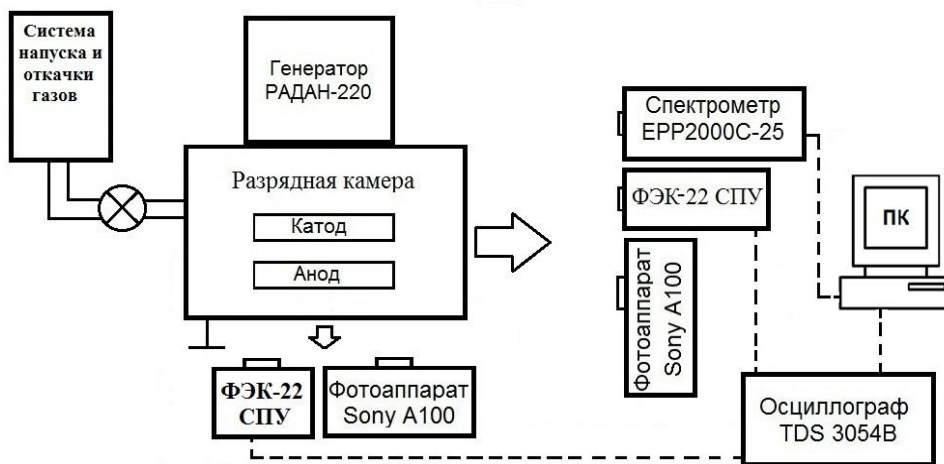


Рисунок 1.8 - Схема установки и системы регистрации

Характеристики разряда при накачке ОРИПЭЛ исследовались нами ранее в работах [1, 5, 7, 26] и на установке с генератором СЛЭП-150М, который был оснащен емкостными делителями, шутами и коллекторами с субнаносекундным временным разрешением. В данной работе основное внимание было уделено изучению особенностей лазерного излучения в смесях инертных газов с  $\text{NF}_3$ . Ранее было установлено, что добавки электроотрицательных газов существенно, для лазера на второй положительной системе азота на порядок [30], увеличивают энергию и мощность излучения. Увеличение энергии излучения в смесях с электроотрицательными газами обусловлено в первую очередь возрастанием пробойного напряжения промежутка на установках с электродом(ми) в виде лезвий.

В качестве лазеров, в которых использовались смеси с добавками электроотрицательного газа, были выбраны лазеры на смесях He-NF<sub>3</sub>, Ne-NF<sub>3</sub> и Ar - NF<sub>3</sub>, а также XeF – лазер, которые ранее исследовались при накачке поперечным разрядом и пучком электронов [37, 38, 39-41].

*Лазер на смесях Ne-NF<sub>3</sub>.* В данной смеси на длине волны 585,3 нм, переход  $3p - 3s$ , генерация ранее была получена при накачке поперечным разрядом, однородность которого обеспечивалась за счет предыонизации от дополнительных искровых промежутков [39]. Применение ОРИПЭЛ позволило в данной работе увеличить оптимальное давление рабочей смеси, а также давление электроотрицательного газа NF<sub>3</sub>. На рисунке 1.9 приведена зависимость пиковой мощности излучения от давления неона в смеси.

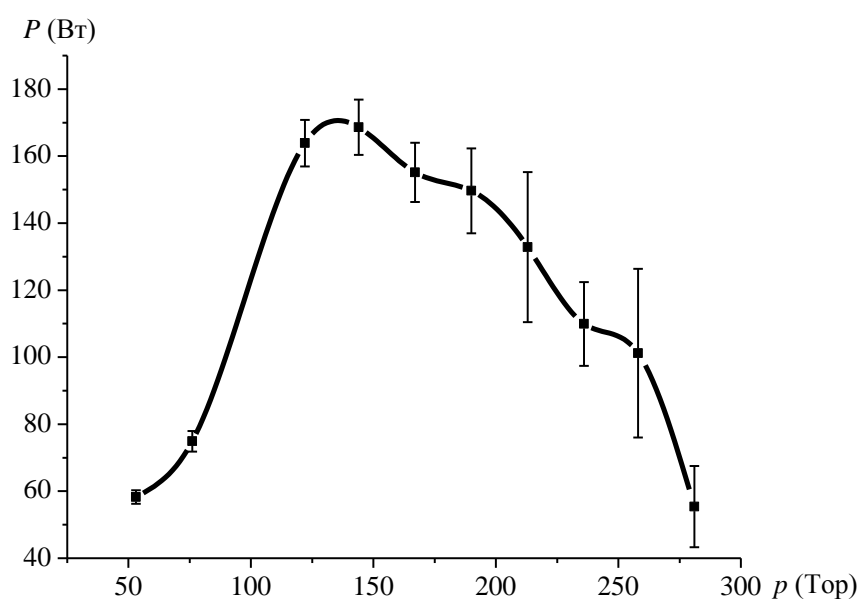


Рисунок 1.9 - Зависимость мощности лазерного излучения в смеси NF<sub>3</sub>-Ne от давления неона. Давление NF<sub>3</sub> для всех смесей 68 Торр. Каждая точка получена в серии из 10 импульсов

Резкий спад мощности излучения при давлениях менее 130 Торр обусловлен уменьшением пробойного напряжения промежутка. Характерные осциллограммы импульсов генерации и спонтанного излучения в спектральном диапазоне 220 – 650 нм, зарегистрированного через боковое окно лазерной камеры, приведены на рисунке 10а.



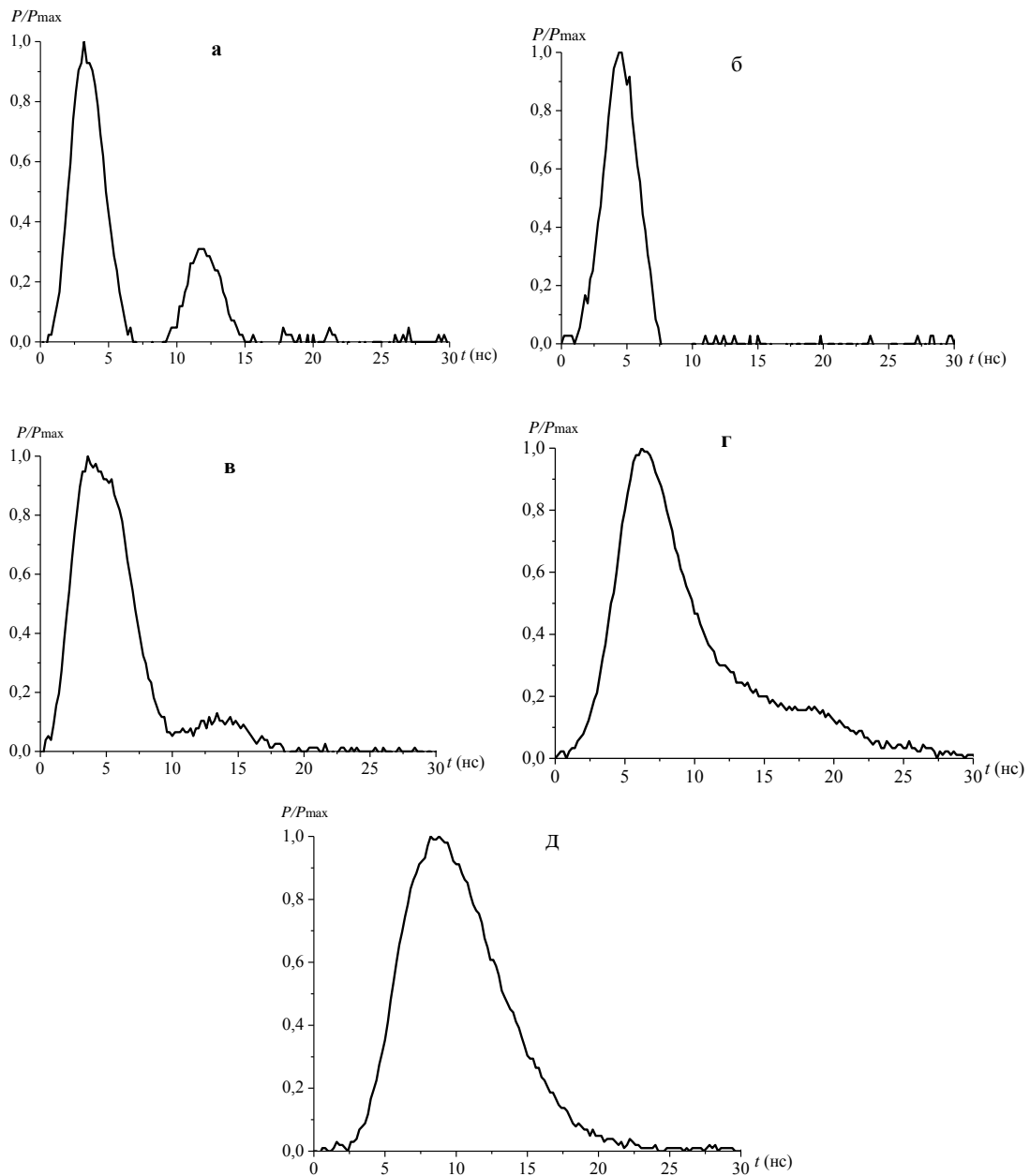


Рисунок 1.10 - Осциллограммы импульсов генерации в смесях Ne-NF<sub>3</sub>=30:30торр (а), Ne-NF<sub>3</sub>=68:147торр (б) Ar-NF<sub>3</sub> 60 торр. (в), He-NF<sub>3</sub> :99:8торр (г), и Ne-Xe-NF<sub>3</sub> (3060:17,1:4,5 торр) (д)

В зависимости от давления можно было наблюдать импульсы генерации, состоящие как из одного, так и из двух пиков. Генерация двух пиков излучения наблюдалась из всего межэлектродного промежутка при давлении смеси менее 100 Тор и отсутствии ярких искровых каналов в промежутке. Второй пик генерации имел меньшую мощность,

запаздывал относительно первого на  $\sim 10$  нс и регистрировался из прианодной области разряда. Появление второго пика можно объяснить увеличением мощности накачки во время второго полупериода тока разряда. Длительность первого (основного) пика генерации составляла при оптимальных давлениях  $\sim 3,5$  нс на полувысоте. Исчезновение второго пика генерации при увеличении давления можно объяснить контрагированием разряда. При этом после первого пика интенсивность излучения разряда, регистрируемая через боковое окно лазерной камеры, возрастает и в промежутке видны яркие искровые каналы.

**Лазер на смесях Ar-NF<sub>3</sub>.** В данной смеси на длине волны 750,3 нм, переход  $4p - 4s$ , генерация ранее [39] была получена при накачке поперечным разрядом, однородность которого обеспечивалась за счет предыонизации от дополнительных искровых промежутков. Применение ОРИПЭЛ позволило увеличить оптимальное давление рабочей смеси и давление электроотрицательного газа NF<sub>3</sub> в смеси. На рисунке 1.10 в приведена осциллограмма импульса излучения в смеси Ar:NF<sub>3</sub> = 30:30 Тор. В данной смеси также наблюдалась генерация двух пиков излучения. Длительность импульса генерации в первом пике, который имел большую мощность, составляла при оптимальных давлениях  $\sim 5$  нс на полувысоте.

**Лазер на смесях He-NF<sub>3</sub>.** В смеси He-NF<sub>3</sub> порог генерации на переходе атома гелия  $3s-2p$  (длина волны 706,5 нм) не был достигнут. По-видимому, из-за меньшей активной длины лазера по сравнению с работой [39], где использовалась накачка поперечным разрядом, формируемым за счет источника дополнительной предыонизации. В [39] активная длина лазера была в 4 раза больше (80 см). Однако при накачке ОРИПЭЛ в области 620 – 760 нм стабильно регистрировалась генерация на атомарных линиях фтора, которые ранее наблюдались в смесях гелия с различными донорами фтора [40]. Число линий генерации при увеличении давления гелия достигало семи. Также с увеличением давления увеличивалась мощность генерации. Наибольшую интенсивность имели линии атомарного фтора с длинами волн 712,8 и 731,1 нм. Длительность импульса генерации на всех линиях зависела от давления и в смеси He:NF<sub>3</sub> = 99:8 (Тор) составила  $\sim 10$  нс на полувысоте, рисунок 10 г.

**XeF – лазер.** Наибольшие мощности генерации при возбуждении ОРИПЭЛ смесей инертных газов с галоидами были получены в условиях данного эксперимента на переходах молекулы XeF\* [41]. На рисунке 1.11а приведена зависимость импульсной мощности излучения от давления смеси.

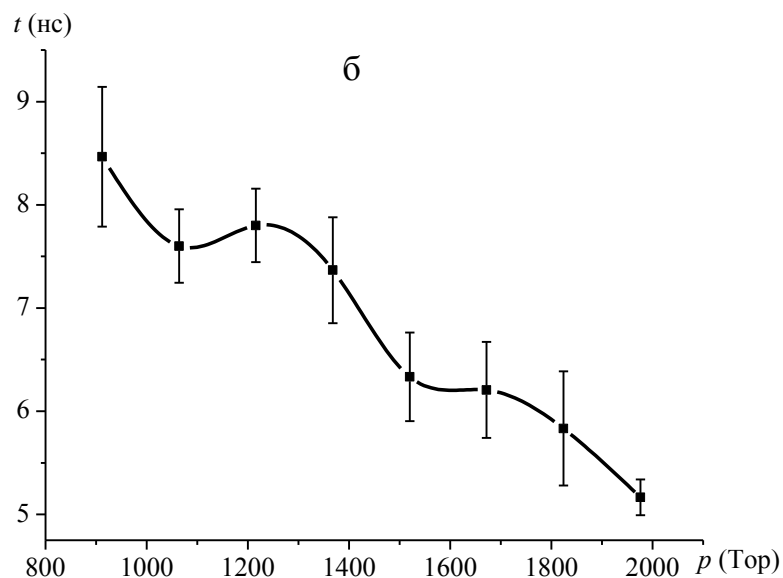
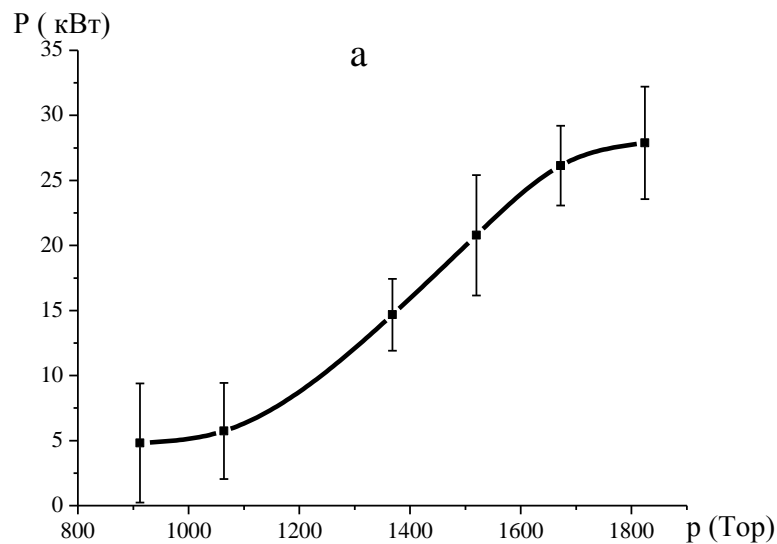


Рисунок 1.11 - Зависимости мощности (а) и длительности (б) лазерного импульса на полувысоте в смеси He-Xe-NF<sub>3</sub>. Каждая точка получена в серии из 10 импульсов

При давлении смеси 4 атм. и ниже мощность излучения в смеси с буферным газом гелием была выше, чем с буферным газом неонем. При больших давлениях измерения не проводились из-за ограничения по давлению смеси для данной установки. Длительность импульса генерации на полувысоте уменьшалась от 8,5 до 5,5 нс при увеличении давления смеси от 1,2 до 2,6 атм, рисунок 1.11б. Осциллограмма импульса излучения в смеси Ne:Xe:NF<sub>3</sub> =4атм:17:4.5 (Тор) приведена на рисунке 1.10д. Спектр генерации зависел от

состава рабочей смеси. В смеси Ne-Xe-NF<sub>3</sub> лазерное излучения наблюдается преимущественно на длине волны 351 нм, а в смеси Ne-Xe-NF<sub>3</sub> как на длине волны 351 нм, так и на длине волны 353 нм. Причем мощность излучения на длине волны 353 нм была в два раза больше.

Таким образом, проведенные исследования подтверждают возможность применения ОРИПЭЛ для получения лазерного излучения. Генерация в видимой и УФ областях спектра получена на переходах атомов неона, аргона, фтора и молекулы XeF\*. Диффузный разряд при повышенных давлениях различных газов формировался за счет генерации убегающих электроном. Установлено, что ОРИПЭЛ наиболее эффективен при накачке лазеров, в состав рабочей смеси которых входит электроотрицательный газ. Это увеличивает пробойное напряжение промежутков с электродами в виде лезвий и повышает мощность накачки.

#### 1.4 Применение ОРИПЭЛ для создания эксилламп

Газоразрядные источники спонтанного ВУФ излучения эксиплексных и эксимерных молекул могут применяться в ряде современных технологий, относящимся к таким областям, как: сухой очистке поверхностей от органических загрязнений [42, 43], в экологии для мониторинга и разрушения загрязняющих веществ [44, 45], в материаловедении для контроля качества напыляемых поверхностей [46]. Наиболее перспективными из имеющихся на сегодняшний момент источников ВУФ излучения являются газоразрядные эксилламп на переходах гетеро- и гомо- ядерных молекул благородных газов, возбуждаемых барьерным разрядом. От ламп на резонансных переходах атомов благородных газов [47-49], они отличаются спектром излучения, имеют более высокие энергетические характеристики и срок службы, отсутствием необходимости использования буферного газа при приготовлении рабочей смеси, их конструкция позволяет работать как с оконной, так и безоконной технологией вывода излучения, работать в протоке газа.

В данном разделе описана компактная (с диаметром выходного окна 20 мм) эксиллампа на димерах аргона (длина волны ~126 нм) с плотностью мощности не менее 100 мкВт/см<sup>2</sup> и высокой стабильностью плотности мощности излучения во времени (отклонение не более 5%). Для возбуждения эксиллампы была использована комбинация ОРИПЭЛ и барьерного разряда.

Эксиллампа должна располагаться в вакуумной камере и работать непрерывно в течение нескольких часов. Так как при помещении эксилламп в вакуумную камеру

возникает проблема с её охлаждением, а также имеются технологические сложности при создании отпаянных образцов эксиламп на димерах аргона, была разработана эксилампа с прокачкой аргона при давлениях выше атмосферного давления воздуха.

Схематически конструкция прокачной  $Ar_2$ -эксилампы показана на рисунке 1.12.

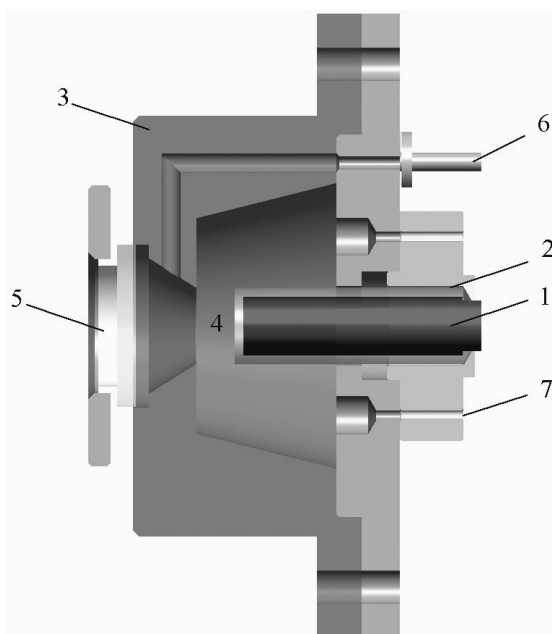


Рисунок 1.12 - Схема излучателя прокачной однобарьерной  $Ar_2$ -эксилампы. 1 – высоковольтный электрод, 2 – кварцевая трубка, 3 – металлический корпус, 4 – разрядный промежуток, 5 – выходное окно из кристалла LiF, 6 – отверстие для напуска газа, 7 – выхлопные отверстия

Лампа состояла из высоковольтного электрода (1) покрытого диэлектрическим барьером, изготовленного из запаянной с торца кварцевой трубки (2) диаметром 12 мм, помещенного в цилиндрический металлический корпус (3) диаметром 66 мм. Разрядный промежуток (4) находился между высоковольтным электродом и острой кромкой заземленного корпуса, образованной отверстием для вывода излучения в центре его торца. Формирование диффузного разряда обеспечивалось, как за счет использования барьера из кварца, так и за счет усиления электрического поля на катоде и генерации убегающих электронов. Применение данных конструктивных элементов позволяет увеличивать давление в импульсных эксилампах на димерах инертных газов [50, 51]. Конструкция эксилампы позволяла работать как в безоконном режиме, так и выводить излучение через окно из кристалла LiF (5) диаметром 20 мм. Пропускание кристалла LiF на длине волны 126 нм составляло ~10%. Подача аргона осуществлялась непосредственно в газоразрядную область через отверстие (6) в стенке корпуса эксилампы. В работе использовался аргон высокой чистоты (объемная доля аргона не менее 99.998%). Скорость потока газа

контролировалась редуктором и изменялась от 0,5 до 10 м<sup>3</sup>/ч. Выход газа из эксилампы осуществляется через 4 выхлопных отверстия (7) диаметром 2 мм.

Для возбуждения лампы использовался генератор, формирующий импульсы напряжения положительной полярности длительностью 2 мкс с амплитудой 6 кВ, следующих с частотой от 7 до 70 кГц. На рисунке 1.13 представлены осциллограммы тока разряда (а) и импульса напряжения (b) на разрядном промежутке Ar<sub>2</sub>-эксилампы, снятые с помощью пояса Роговского и емкостного делителя напряжения на осциллографе Tektronix TDS-3034.

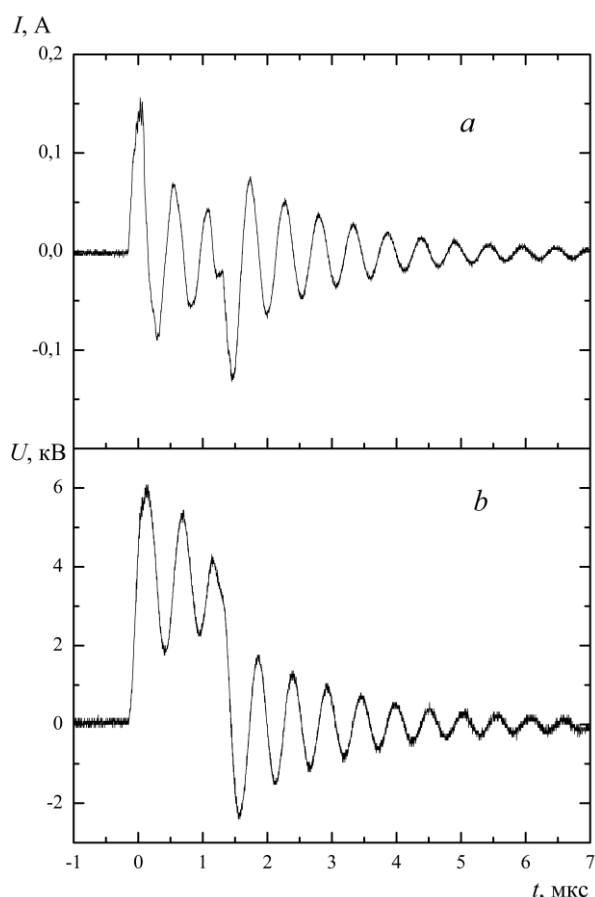


Рисунок 1.13 - Осциллограммы тока разряда (а) и импульса напряжения (b), подаваемого на разрядный промежуток Ar<sub>2</sub>-эксилампы. Частота следования импульсов напряжения 7 кГц, скорость протока аргона 0,5 м<sup>3</sup>/ч

Регистрация спектров излучения разряда осуществлялась с помощью вакуумного монохроматора VM-502 Acton research corporation. Мощность ВУФ-излучения измерялась калиброванным фотоприемником Hamamatsu C8026 с фотоприемной головкой H8025-126 nm на расстоянии 18 мм от разряда и рассчитывалась с учетом спектрального распределения мощности излучения и кривой чувствительности фотоприемника.

Исследования энергетических характеристик  $Ar_2$ -эксилампы показали, что вкладываемая в разряд мощность растет прямо пропорционально с увеличением частоты следования импульсов напряжения. Однако при этом происходит нагрев эксилампы, разряд переходит из объемной формы в филаментарную с несколькими хаотично движущимися микроразрядами, что ведет к ухудшению стабильности выхода светового потока, а в дальнейшем к контракции разряда. На рисунке 1.14 показана зависимость средней мощности и эффективности излучения молекул  $Ar_2$  от вкладываемой в разряд мощности при скорости потока аргона  $0,5 \text{ м}^3/\text{ч}$ .

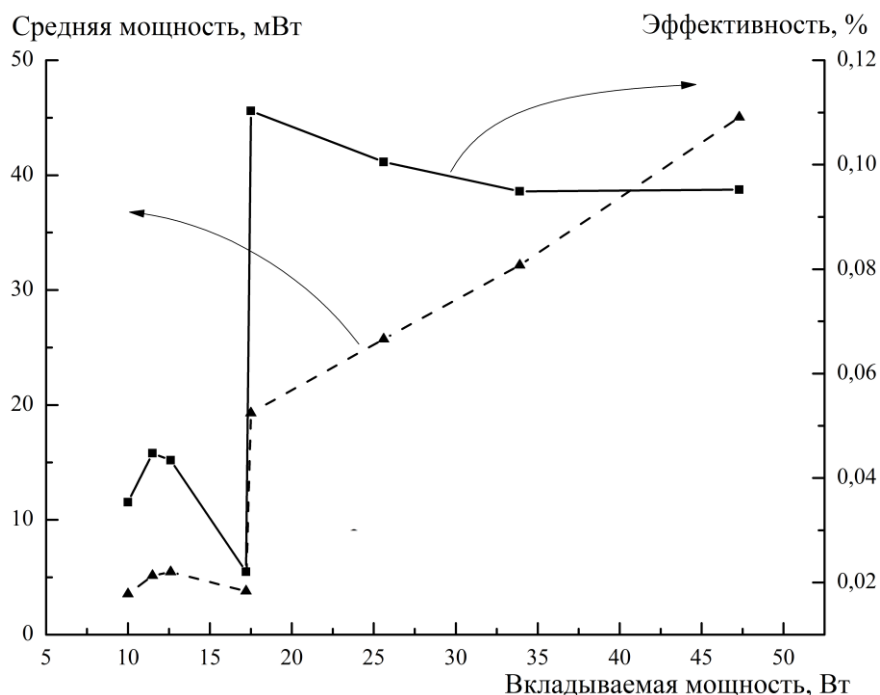


Рисунок 1.14 - Зависимость средней мощности и эффективности излучения от вкладываемой в разряд мощности

При низких частотах повторения импульсов напряжения (7 - 17 кГц) с увеличением вкладываемой мощности происходит увеличение средней мощности излучения. Разряд при этом носит объемный характер. Далее с увеличением вкладываемой мощности объемный разряд стягивается в диффузный канал и мощность излучения падает. При величине вкладываемой мощности равной 17,5 Вт, соответствующей частоте 25 кГц, в промежутке формируются несколько диффузных микроразрядов, что приводит к резкому скачку мощности и эффективности излучения. При величинах вкладываемой мощности 17,5 – 50 Вт (диапазон частот повторения импульсов напряжения 25 – 70 кГц) значения плотности мощности излучения увеличиваются линейно. Однако эффективность излучения молекул  $Ar_2^*$  падает, что объясняется перегревом рабочего газа и превышением удельной мощности импульсов возбуждения оптимальных величин. Увеличение скорости потока газа через

эксилампу обеспечивает охлаждение и стабилизацию разряда за счет конвективного выноса газа из области разряда. Величина минимального расхода газа для охлаждения разрядного промежутка, обеспечивающего стабильный выход излучения лампы данной конструкции, при частоте следования импульсов равной 7 кГц, составила 0,5 м<sup>3</sup>/ч. При этом плотность мощности излучения на поверхности выходного окна составила не менее 0,1 мВт/см<sup>2</sup>, средняя мощность излучения в телесный угол 4π 7 мВт при эффективности от вложенной в разряд мощности 0,07%. Для оценки нестабильности выхода излучения в течение 5 часов через каждую минуту проводились измерения плотности мощности излучения эксилампы. По результатам таких измерений среднеквадратичное отклонение плотности мощности излучения составило 0,004 мВт/см<sup>2</sup>. На частоте повторения импульсов напряжения 70 кГц и увеличении скорости потока газа в ~10 раз при работе эксилампы в безоконном режиме была получена максимальная плотность мощности излучения, которая составила 10 мВт/см<sup>2</sup>.

Для всех исследованных скоростей прокачки газа в спектре излучения (рисунок 1.15) в диапазоне длин волн 115-135 нм регистрировалась широкая полоса с максимумом на длине волны 126 нм, соответствующая второму континууму Ar<sub>2</sub>\*.

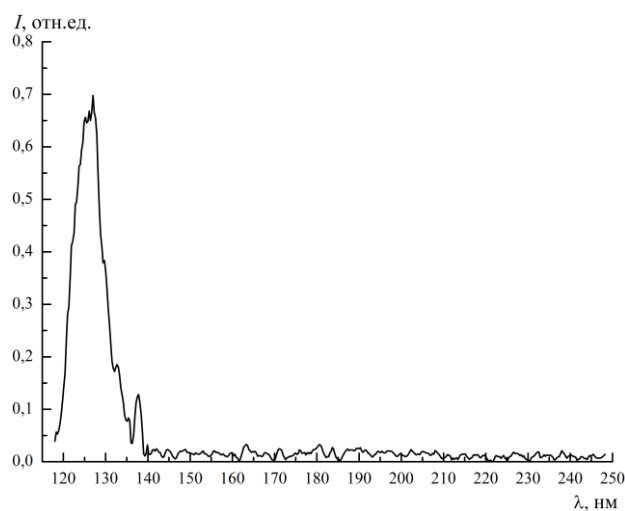


Рисунок 1.15 - Спектр излучения Ar<sub>2</sub>-эксилампы

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о высокой стабильности ВУФ-излучения однобарьерной проточной Ar<sub>2</sub>-эксилампы данной конструкции с использованием комбинированного возбуждения ОРИПЭЛ и барьерным разрядом. Полученные плотности мощности излучения сопоставимы с аналогичными характеристиками эксиплексных ламп УФ диапазона, а предлагаемая конструкция излучателя позволяет получать диффузные разряды в других благородных газах, что имеет существенное значение для применения ламп данного типа.



## 1.5 Применение ОРИПЭЛ для воздействия на металлы, диэлектрики и полупроводники

Как мы отмечали, в настоящее время для модификации поверхностных слоев различных материалов широко используются разряды различных типов, а также электронные пучки. В наших работах (см. отчет за 4 этап) отчете была показана возможность применения ОРИПЭЛ в газах атмосферного давления для очистки от углерода и окислирования поверхностей металлов, а также для модификации поверхностей диэлектриков и полупроводников. При использовании ОРИПЭЛ происходит комплексное воздействие на поверхность образца. Во-первых, оказывает воздействие плазма плотного наносекундного разряда с удельной мощностью энергозклада в сотни мегаватт на кубический сантиметр. Во-вторых, на поверхность действует оптическое излучение различных спектральных диапазонов (в том числе УФ, ВУФ и рентгеновского) из плазмы разряда. В-третьих, воздействие оказывает сверхкороткий лавинный электронный пучок (СЛЭП) с широким энергетическим спектром. Данный разряд детально исследовался в работах [1, 26, 28], где было показано, что первой стадией ОРИПЭЛ является импульсный коронный разряд. Перекрытие промежутка плотной плазмой происходит за счет распространения фронта волны ионизации, скорость которого достигает 10 см/нс. Волна ионизации распространяется от электрода с малым радиусом кривизны в независимости от его полярности. После прихода фронта волны ионизации на противоположный электрод напряжение на промежутке уменьшается, а разрядный ток через промежуток увеличивается. Разряд начинает соответствовать аномальному тлеющему разряду, при котором эмиссия электронов с катода обеспечивается, в основном, за счет взрывной эмиссии электронов.

Проведенные исследования показали, что при обработке в ОРИПЭЛ медных образцов наблюдается окислирование поверхностного слоя меди [52]. Это в свою очередь ведет к увеличению твердости тонкого поверхностного слоя в  $\approx 1,5$  раза. Из нашей работы следует, что существенный вклад в модификацию поверхности исследуемых материалов вносят процессы взаимодействия вещества исследуемых материалов и продуктов плазмохимических реакций, создаваемых в процессе воздействия диффузного разряда на окружающую атмосферу. Воздействие импульсов объемного наносекундного разряда в воздухе атмосферного давления приводит к изменению электрофизических свойств эпитаксиальных пленок КРТ, которое обусловлено, образованием в процессе воздействия приповерхностного высокопроводящего слоя n-типа проводимости [53]. Полученные результаты показывают возможность применения подобных типов воздействий для

разработки технологий целенаправленного изменения свойств узкозонных твердых растворов КРТ и получения неоднородных по проводимости структур.

Отметим работы, опубликованные в 2012 году по результатам исследований [11, 13, 14, 23, 24, 54-60], и работы 2012 года, в которых отмечена поддержка ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», на 2009-2013гг., ГК № 02.740.11.0562, см. публикации [11, 13, 14, 23, 54-60].

## 2 Изготовление фоточувствительных и светоизлучающих структур ИК диапазона на основе КРТ МЛЭ

Как было показано при выполнении предыдущих этапов выполнения работы, уникальные возможности технологии молекулярно-лучевой эпитаксии теллуридов кадмия и ртути позволяют выращивать наноструктуры с произвольным профилем состава, и таким образом эффективно управлять параметрами зонной структурой. Малая эффективная масса и большая подвижность позволяют получить большое перекрытие уровней.

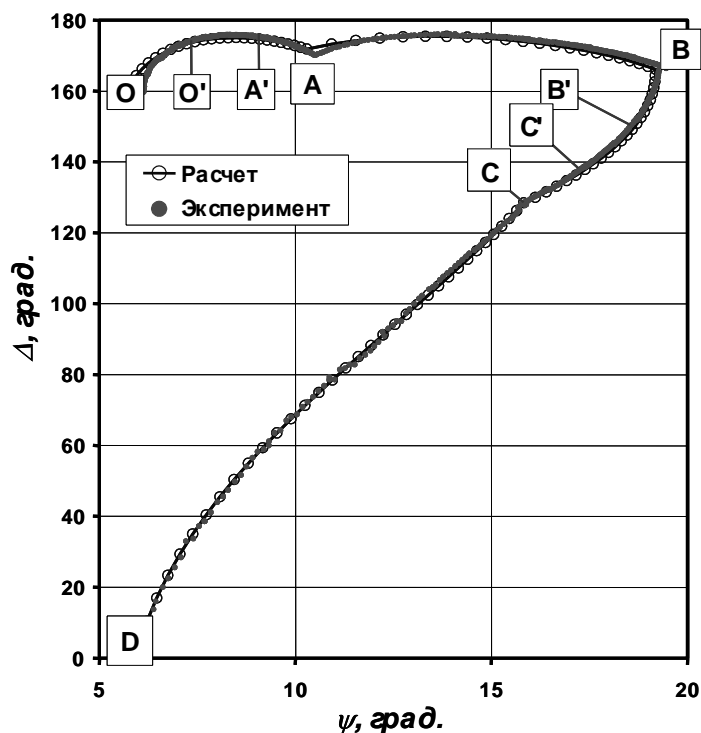
Интерес к квантовым ямам на основе HgTe с одной стороны вызван с точки зрения получения новых знаний о физических процессах при квантовании в узкозонных полупроводниках, с другой стороны – с точки зрения практического применения в излучающих и фотоприемных устройствах инфракрасного и терагерцового диапазонов. Особенности зонной структуры HgTe позволяют получать инверсные и прямозонные квантовые ямы. Создание симметричных и асимметричных квантовых ям, как за счет изменения уровня легирования, так и изменения состава позволит расширить область исследований.

В данном разделе описаны процессы роста симметричных и ассиметричных одиночных и множественных (013) CdHgTe/HgTe/CdHgTe квантовых ям на подложках CdTe/ZnTe/GaAs методом МЛЭ с применением метода эллипсометрии для контроля состава.

Концентрация 2D электронов определяется уровнем легирования индием спейсеров CdHgTe. Проведены измерения квантового эффекта Холла и фотогальванического эффекта в ИК и ТГц диапазонах. При выращивании наноструктур на основе КРТ должна поддерживаться высокая скорость роста, чтобы уменьшить время роста и уменьшить тем самым влияние взаимной диффузии элементов. Для прецизионного контроля состава и толщины с помощью метода эллипсометрии при реальных скоростях роста КРТ (3—5 мкм/ч) необходимо обеспечить быстродействие и пороговую чувствительность при измерениях.



а



б

Рисунок 2.1 – а – схема слоев HgTe

б – эволюция эллипсометрических параметров  $\Psi$  и  $\Delta$  при росте HgTe КЯ. OA и BC – рост широкозонного слоя. AB – рост КЯ. CD – рост CdTe

### Симметричные HgTe КЯ

При выращивании симметричных КЯ КРТ со ступенчатым изменением состава (резкими границами раздела) эллипсометрические параметры  $\Psi$  и  $\Delta$  в плоскости  $\Psi$ - $\Delta$  описываются кусочно-спиральными кривыми. На рисунке 2.1 показана схема слоев для одиночной HgTe КЯ и эволюция эллипсометрических параметров при росте такой структуры.

Положение точек изломов и характер изменения параметров на кривой позволяют определить толщину и состав растущего слоя. При этом толщина определяется с точностью не хуже одного монослоя. Точность определения состава составляет величину 0,002.

Были выращены одиночные и множественные HgTe КЯ толщиной 5—22 нм в обкладках спейсера с составом 0,6—0,8 мольных долей и толщиной 25—35 нм. Уровень легирования спейсеров в центральной части составлял  $10^{14}$ — $10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

Для одиночных и множественных (до 30) HgTe КЯ наблюдался ярко выраженный фотогальванический эффект для линейно и циркулярно-поляризованного излучения в диапазоне от 6 мкм до 400 мкм.

В выращенных КЯ наблюдался двумерный электронный газ, с подвижностью  $5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  для концентрации электронов  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (легирование индием спейсерных слоёв до концентрации  $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ). При низком уровне легирования спейсеров ( $< 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) двумерная электронная система в (013) HgTe КЯ представляет собой двумерный полуметалл, возникающий в результате перекрытия зоны проводимости и валентной зоны. Величина перекрытия  $\sim 10$  мэВ.

В точке зарядовой нейтральности концентрации двумерных электронов и дырок равны  $(5-7) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , а соответствующие подвижности  $2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и  $5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

#### *Асимметричные HgTe КЯ*

При выращивании HgTe КЯ с градиентом состава изменение  $\Psi$  и  $\Delta$  в плоскости  $\Psi$ - $\Delta$  не имеет характерных изломов (рисунок 2.2).

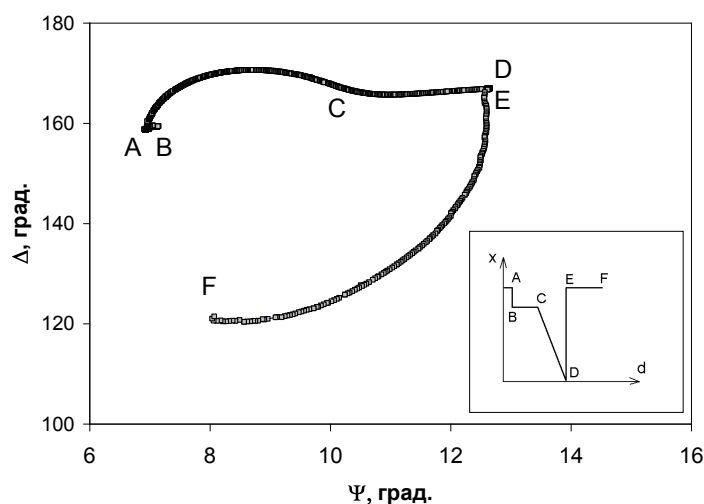


Рисунок 2.2 – Экспериментальная траектория эллипсометрических параметров  $\Psi$  и  $\Delta$  в плоскости  $\Psi$ - $\Delta$ , измеренная в процессе роста асимметричной квантовой ямы, схематично показанной на вставке

В точке С, соответствующей переходу к градиенту состава, также не наблюдается излома кривой, что характерно при выращивании КЯ с резкими краями. Анализ показывает, что характерные изломы на кривой наблюдаются в плоскостях  $d\Psi/d\Delta$ - $\Psi(\Delta)$  или  $d\Delta/d\Psi$ - $\Psi(\Delta)$ . Расчеты показали, что такой метод обеспечивает контроль при росте асимметричных HgTe КЯ с градиентом состава в стенке в интервале 0,06—0,6 мол. дол. CdTe / нм. Для проверки были выращены асимметричные квантовые ямы с градиентом состава  $\sim 0,04$  мол. дол. / нм. На рисунке 2.3 показаны изменения  $d\Delta/d\Psi$  в плоскости  $d\Delta/d\Psi$ - $\Psi$ . Точки – эксперимент. Сплошные линии – расчет для градиента в КЯ от

0,02 до 0,06 мол. дол. / нм с шагом 0,01 (участок CD на вставка к рисунку 2.3) В плоскости  $d\Delta/d\Psi$ - $\Psi$  в точке С наблюдается излом на кривой зависимости. Из приведенных данных видно, что градиент состава на экспериментальной зависимости различный и составляет 0,03 на толщине 6 нм от точки С и далее 0,045 соответственно.

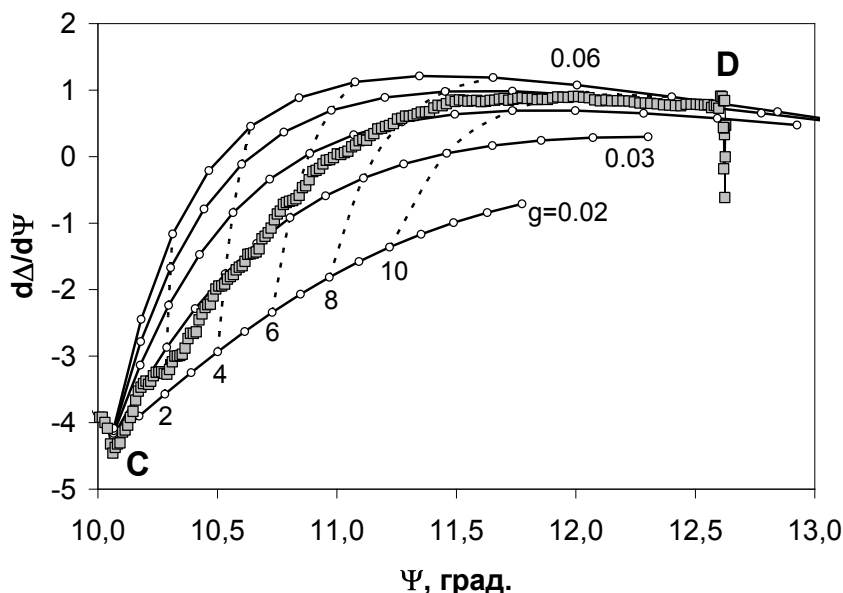


Рисунок 2.3 – Траектория параметров  $d\Delta/d\Psi$  и  $\Psi$  в плоскости  $d\Delta/d\Psi$ - $\Psi$  для участка CD (вставка к рисунку 17) с градиентом состава ассиметричной HgTe КЯ. Эксперимент – точки. Сплошные линии – расчет для различного градиента состава. Пунктирные линии – линии постоянной толщины

Приведены данные по контролю при росте с заданным профилем распределения состава симметричных и ассиметричных (013) CdHgTe/HgTe/CdHgTe КЯ. В симметричных сильно легированных КЯ наблюдается двумерный электронный газ с высокой подвижностью и двумерный электронно-дырочный газ в слабо легированных структурах. HgTe КЯ имеют высокую чувствительность для линейно и циркулярно поляризованного излучения в широкой области спектра от среднего ИК до ТГц.

На предыдущих этапах выполнения НИР были разработаны общие конструкции фоточувствительных и светоизлучающих устройств ИК-диапазона, основанные на структурах с квантовыми ямами и множественными квантовыми ямами КРТ МЛЭ. На данном этапе работы нами проведена окончательная оптимизация технологии выращивания и изготовлены приборные структуры на основе КЯ КРТ. Проведём анализ известных на данный момент данных из обзора научно-технической и патентной документации о структурах ИК-микрофотоэлектроники. В патенте США [61] описана структура металл-

диэлектрик-полупроводник HgCdTe, содержащая слои HgCdTe и CdTe и имеющая в своем составе CdTe-HgCdTe-гетеропереход и пассивирующий диэлектрический (защитный) слой, состоящий из материала, имеющего более широкую запрещенную зону, чем полупроводниковый материал детекторного слоя из HgCdTe. Диэлектриками под металлическим затвором могут быть SiO<sub>2</sub> и Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, сформированные осаждением из газовой фазы, или другой подходящий диэлектрик, нанесенный при относительно низкой температуре. Пассивирующий слой имеет толщину от 50 до 100 нм. Он выращивается в том же устройстве, что и подложка, например, методом молекулярно-лучевой эпитаксии или химическим осаждением из газовой фазы металлоорганических соединений (в едином технологическом цикле).

Характерным для данной структуры является высокое качество пассивации и слоя CdTe, которое имеет место благодаря реализации согласованных кристаллических структур и из-за предотвращения влияния атмосферных загрязнений полупроводниковой структуры при росте слоев в едином технологическом цикле. При этом предполагается, что пассивирующий слой CdTe непроницаем для диффузионных загрязнений.

Тем не менее, подобная структура обладает существенным недостатком. Отсутствие промежуточного слоя между подложкой и пассивирующим слоем не позволяет согласовать постоянные решеток подложки из HgCdTe и пассивирующего слоя из CdTe, что приводит к появлению поверхностных состояний на границе раздела HgCdTe-CdTe и отрицательно сказывается на таких характеристиках приборов с зарядовой связью, как время хранения и эффективность переноса зарядов, выполненных на основе такой структуры. Кроме того, при отсутствии согласующих варизонных слоев возможно появление фиксированных зарядов значительной величины в CdTe, что приводит к увеличению рабочих напряжений, а также подвижных зарядов, которые вызывают нестабильность рабочих характеристик прибора.

Также известна структура инфракрасного фоторезистора, описанная в [62]. Данная структура была изготовлена на основе выращенной методом МЛЭ гетероструктуры CdTe/Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te при  $x = 0,36$ . Изготовление гетероструктуры также осуществлялось в едином технологическом процессе на подложке нелегированного арсенида галлия с ориентацией (211)В и включало следующие операции:

- выращивание буферного слоя CdTe толщиной 1,5 мкм на подложку из GaAs;
- выращивание на буферный слой CdTe слоя Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te, где  $x = 0,36$ , при температуре 185 °С в течение 2 час со скоростью 1,5 мкм/час;
- выращивание верхнего пассивирующего слоя CdTe на слой HgCdTe.

Недостатками такого фоторезистора и методики его изготовления является то, что выращивание гетероструктуры осуществлялось без изменения температурного режима во время всех операций для одного состава слоя HgCdTe. Это не позволяло управлять спектральным диапазоном фоточувствительности, ограничивало возможности создания других вариантов фотоприемных устройств и лишало возможности управления свойствами выращиваемых буферных слоев из CdTe и слоя из HgCdTe, а также не позволяло воздействовать на качество границ раздела. В подобной структуре без согласующих варизонных слоев имеется высокая вероятность появления заметной плотности поверхностных состояний, больших фиксированных и подвижных зарядов, что приводит к ухудшению рабочих характеристик прибора, обусловленных рекомбинацией носителей заряда на гетерограницах.

На основании проведенных в данной научной работе исследований, а также с привлечением дополнительных теоретических концепций, технологических и аналитических методик, не вошедших в данный отчет, нами была предложена фоточувствительная структура на основе структур КРТ МЛЭ и был получен патент № 2396635 «Фоточувствительная к инфракрасному излучению структура и способ её изготовления».

В качестве структуры-прототипа для нашей разработки выступала фоточувствительная структура, описанная в патенте США United States Patent № H894 [63] и имеющая наиболее наилучшие характеристики среди известных. Структура-прототип содержит последовательно соединенные подложку толщиной около 0,25 мм, изготовленную из CdTe, узкозонный рабочий детекторный слой толщиной около 10 мкм, изготовленный из HgCdTe, широкозонный подзатворный слой толщиной 0,1–1,0 мкм, изготовленный из HgCdTe, изолирующий слой толщиной 0,1–0,2 мкм, изготовленный из CdTe, и прозрачный для ИК-излучения затворный слой толщиной около 0,5 мкм, изготовленный из HgCdTe и выполняющий роль металлического электрода. Схематически подобная структура представлена на рисунке 2.4.



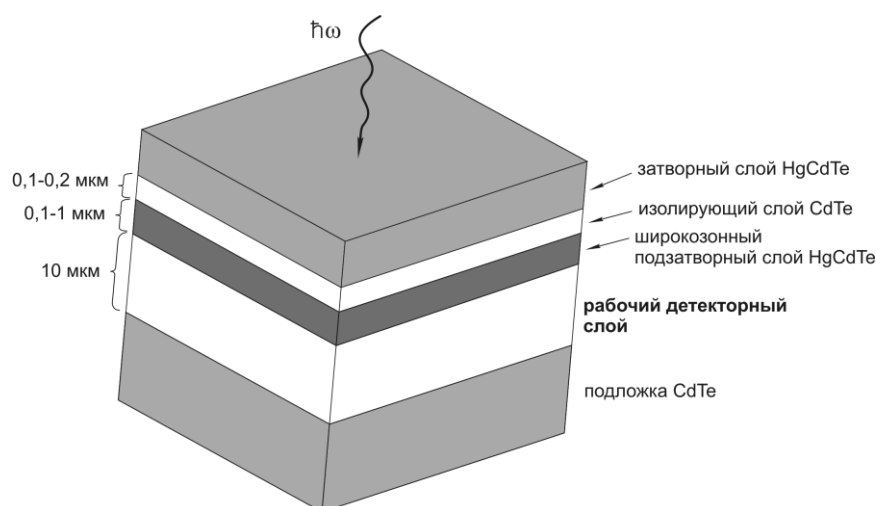


Рисунок 2.4 – Схематическое изображение структуры-прототипа, описанной в патенте США United States Patent № H894

Подобная структура предназначена для фронтальной засветки через затворный слой и обычно используется как структура типа металл-диэлектрик-проводник, в которой широкозонный слой HgCdTe используется в качестве области для накопления и считывания фотогенерированных носителей заряда. Методика-прототип, применённая для изготовления данной структуры, включает в себя следующую последовательность технологических операций:

- полировку подложки, изготовленную из CdTe;
- перенос подложки в вакуумную камеру, которая содержит испарители Hg, Te и CdTe, предназначенные для изготовления слоев из HgCdTe и CdTe методом МЛЭ;
- выращивание слоя узкозонного HgCdTe толщиной около 10 мкм на подложке из CdTe;
- выращивание слоя широкозонного HgCdTe толщиной от 0,1 до 1,0 мкм на узкозонном слое;
- выращивание изолирующего слоя CdTe толщиной от 0,1 до 0,2 мкм на слое широкозонного HgCdTe;
- выращивание прозрачного для ИК-излучения затворного слоя HgCdTe толщиной около 0,5 мкм на слое CdTe.

Эпитаксиальный рост слоев производится путём нанесением ртути, теллура и/или теллурида кадмия на подложку, нагретую до 200 °С, при температурах источников (эффузионных ячеек) около 200 °С для Hg, около 400 °С для Te и около 700 °С для CdTe.

Перейдём к рассмотрению недостатков структуры-прототипа. К таковым следует отнести нарушение пространственной периодичности кристаллических решеток на границах между материалами с разными постоянными решеток, в частности, на границе подложки и узкозонного рабочего детекторного слоя (что препятствует нормальной работе такой структуре при освещении ее с тыльной стороны) и на границе широкозонного подзатворного слоя и изолирующего слоя, образование поверхностных состояний и появление фиксированных и подвижных зарядов, поверхностный изгиб зон, появление поверхностных проводящих каналов и поверхностных токов утечки, тунеллирование носителей зарядов через примесные уровни. Это приводит к нестабильности параметров (в том числе, сигнальных, пороговых, шумовых) изготовленных на основе такой структуры приборов в процессе их эксплуатации, снижает диапазон рабочих температур, приводит к гистерезисным явлениям, возрастанию рабочих электрических напряжений. При высокой плотности поверхностных состояний фоновые засветки, изменяя заряд на поверхностных состояниях, приводят к нестабильности напряжения плоских зон.

Цель, на достижение которой направлено предлагаемое в данном разделе решение, – создание высокостабильной фоточувствительной к ИК-излучению структуры с расширенными функциональными возможностями, которую можно использовать в различных ИК-фотоприемных устройствах, в частности, в матрицах МДП-структур (в ПЗС-структурах), в фоторезисторных и фотодиодных матрицах.

Базовая конструкция прибора включает в себя: подложку, верхний слой которой образован CdTe, рабочий детекторный слой толщиной около 10 мкм, изготовленный из  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , где  $x = x_0 = 0,2-0,3$ , изолирующий слой толщиной 0,1–0,2 мкм, изготовленный из CdTe, и верхний, прозрачный для ИК-излучения, проводящий слой толщиной порядка 0,5 мкм. Решение поставленной задачи достигается тем, что в базовую конструкцию фоточувствительную структуры дополнительно введены расположенный между подложкой и детекторным слоем нижний варизонный слой толщиной 0,5–6,0 мкм, изготовленный из  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , в котором значение  $x$  плавно уменьшается от значения, находящегося в пределах  $1 - (x_0+0,1)$ , до значения  $x_0$ , расположенный между рабочим детекторным слоем и изолирующим слоем верхний варизонный слой толщиной 0,03–1,00 мкм, изготовленный из  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , в котором значение  $x$  плавно увеличивается от значения  $x_0$  до значения, находящегося в пределах  $1 - (x_0+0,1)$ , и диэлектрические слои, расположенные между изолирующим слоем из CdTe и верхним проводящим слоем.

Однако данная конструкция может предусматривать ряд допущений. В частном случае основа подложки может быть выполнена из GaAs и на неё нанесены слой ZnTe толщиной 0,01–1,00 мкм и слой CdTe толщиной 4,0–7,0 мкм, входящие в состав подложки.

Также основа подложки может быть выполнена из Si и на нее нанесены слой ZnTe толщиной 0,01–1,00 мкм и слой CdTe толщиной 4,0–7,0 мкм, входящие в состав подложки.

В частных случаях основа подложки может быть выполнена из ZnCdTe, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, ZnCdTe, CdTe. Между изолирующим слоем из CdTe и верхним проводящим слоем также могут быть нанесены диэлектрический слой толщиной 0,07–0,20 мкм, изготовленный из SiO<sub>2</sub>, и диэлектрический слой толщиной 0,03–0,50 мкм, изготовленный из Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, или диэлектрический слой толщиной 0,1–0,2 мкм из ZnTe.

Решение поставленной задачи достигается также тем, что в методике изготовления данной структуры, включающей подготовку подложки, верхний слой которой содержит CdTe, к нанесению на нее последующих слоев, и нанесение в ростовой камере методом молекулярно-лучевой эпитаксии детекторного слоя из КРТ толщиной около 10 мкм, где  $x_0 = 0,2-0,3$ , и изолирующего слоя из CdTe толщиной 0,1–0,2 мкм, в ростовой камере на подложку в едином технологическом процессе последовательно наносят:

- нижний варизонный слой толщиной 0,5–6,0 мкм из КРТ;
- детекторный слой;
- верхний варизонный слой толщиной 0,03–1,00 мкм из КРТ;
- изолирующий слой.

При этом значение  $x$  для нижнего варизонного слоя плавно уменьшают от значения, находящегося в пределах  $1 - (x_0+0,1)$ , до значения  $x_0$ , а значение  $x$  для верхнего варизонного слоя плавно увеличивают от значения  $x_0$  до значения, находящегося в пределах  $1 - (x_0+0,1)$ . Затем полупроводниковую структуру выносят из ростовой камеры и на ее верхнюю поверхность одним из низкотемпературных методов наносят диэлектрический слой толщиной 0,07–0,10 мкм из SiO<sub>2</sub>, диэлектрический слой толщиной 0,03–0,50 мкм из Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> и верхний, проводящий слой толщиной порядка 0,5 мкм.

В частном случае перед выносом полупроводниковой структуры из ростовой камеры на ее изолирующий слой из CdTe может быть нанесён диэлектрический слой толщиной 0,1–0,2 мкм из ZnTe. Нанесение нижнего и верхнего варизонных слоев и детекторного слоя может быть проведено при температуре подложки, находящейся в диапазоне 170–190 °С, и скорости роста слоев 1,0–3,5 мкм/ч, нанесение изолирующего слоя из CdTe – при температуре подложки, находящейся в диапазоне 180–220 °С, и скорости роста слоя 0,5–1,0 мкм/ч, а нанесение диэлектрического слоя из ZnTe проводят при температуре подложки, находящейся в диапазоне 180–200 °С.

На рисунке 2.5 представлена описанная фоточувствительная структура (один из вариантов), в котором основа подложки выполнена из GaAs. Масштаб толщин различных слоев структуры взят произвольным.

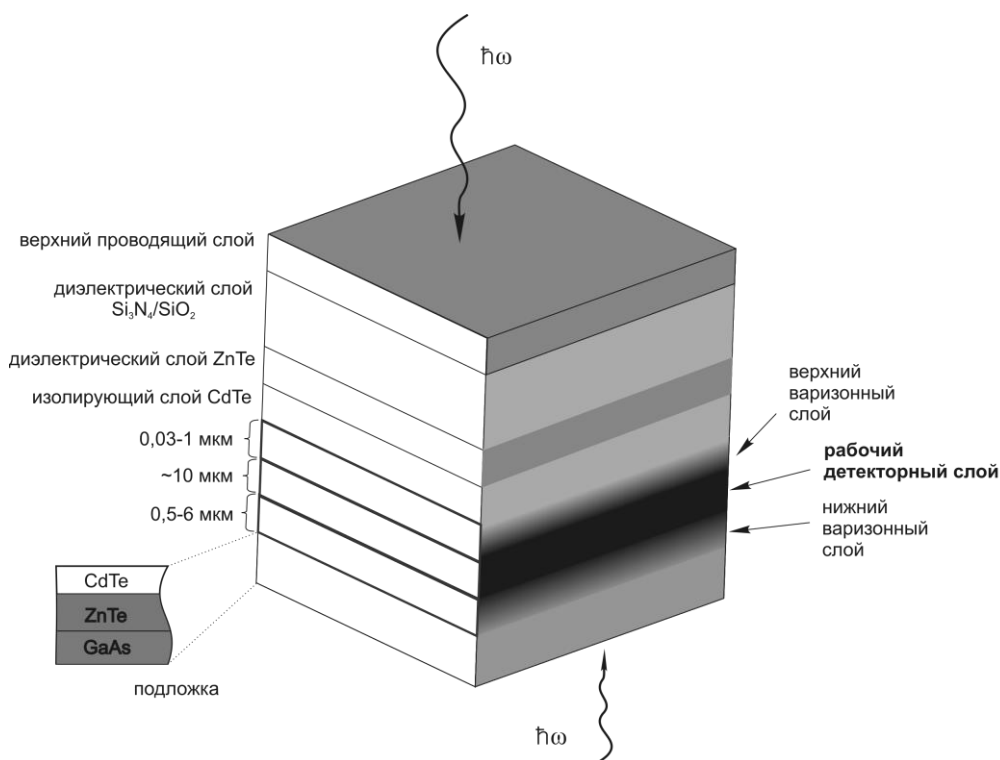


Рисунок 2.5 – Схематическое изображение предлагаемой фоточувствительной структуры на основе КРТ с варизонными слоями

Оптический вход фоточувствительного прибора, изготовленного на основе предлагаемой структуры, может находиться как со стороны подложки, так и со стороны верхнего проводящего слоя. Основа подложки также может быть изготовлена из ZnCdTe и на нее может быть нанесен слой из ZnTe или вся подложка может быть выполнена из CdTe.

Предложенная структура может использоваться в ПЗС, фоторезисторах и фотодиодах.

В качестве основы ПЗС данная структура может быть использована следующим образом. Верхние проводящие слои ПЗС состоят из совокупности отдельных электродов, при этом межэлектродные промежутки между ними не превышают нескольких микрометров. Тыловой электрический контакт создается к детекторному слою после локального удаления диэлектриков, изолирующего слоя и верхнего варизонного слоя. Между верхними проводящими электродами и тыловым контактом прикладывают импульсы напряжения, приводящие к обеднению слоя и приповерхностного детекторного слоя основными носителями заряда. При облучении полупроводниковой структуры через подложку или через верхние проводящие слои ИК-излучением с длиной волны, достаточной для межзонной генерации носителей заряда, в детекторном слое возникают

электронно-дырочные пары, которые разделяются электрическим полем. При облучении полупроводниковой структуры через подложку в ней уменьшаются потери носителей, связанные с их рекомбинацией на границе раздела между слоем из CdTe и нижним варизонным слоем, из-за снижения плотности поверхностных состояний на этой границе. Неосновные носители заряда накапливаются в потенциальных ямах, расположенных в верхнем варизонном слое (на поверхности варизонного слоя или на некотором расстоянии от его поверхности в зависимости от профиля значений  $x$  в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  варизонного слоя и приложенных к верхним проводящим слоям напряжений).

Накопленные зарядовые пакеты неосновных носителей несут информацию об интенсивности излучения в областях отдельных электродов. Время накопления может быть достаточно велико из-за того, что потенциальные ямы находятся в верхнем варизонном слое, где темновые токи генерации неосновных носителей значительно меньше, чем в детекторном слое. После накопления зарядов возможно их считывание путем изменения управляющих напряжений на верхних электродах или на электродах, сформированных сверху изолирующего слоя CdTe. Под действием этих напряжений зарядовые пакеты смещаются вдоль поверхности структуры и считываются через выходное устройство, соединенное с ПЗС. Эффективность переноса зарядовых пакетов в предложенной структуре будет выше, чем в структуре-прототипе, из-за малой плотности поверхностных состояний на границе изолирующего слоя и верхнего варизонного слоя, а рабочие напряжения будут меньше из-за снижения напряжений плоских зон путем контролируемого введения компенсирующего фиксированного заряда в диэлектрические слои.

Далее рассмотрим использование данной структуры в качестве фоторезистора. Фоторезистор действует как сопротивление, величина которого зависит от интенсивности излучения соответствующей длины волны. К верхнему проводящему слою прикладывается напряжение (положительное или отрицательное смещение в зависимости от типа проводимости детекторного слоя) относительно квазинейтрального детекторного слоя, что приводит к обеднению неосновными носителями заряда приповерхностных областей верхнего варизонного слоя и детекторного слоя. Тот же эффект может быть достигнут контролируемым введением в диэлектрические слои фиксированного заряда. Наличие верхнего варизонного слоя и/или наличие электрического поля, создаваемого разностью потенциалов между электродом и квазинейтральным детекторным слоем, препятствует рекомбинации неосновных носителей на границе раздела изолирующего слоя и верхнего варизонного слоя. Отметим, что скорость поверхностной рекомбинации в предложенной структуре будет низкой из-за малой плотности поверхностных состояний, обусловленной согласованием постоянных решеток в верхнем варизонном слое и изолирующем слое.

Снижение поверхностной рекомбинации приводит к увеличению времени жизни неравновесных (созданных излучением) носителей заряда в объеме полупроводника и повышению чувствительности фоторезистора. Согласование постоянных решеток в верхнем варизонном слое и изолирующем слое приводит к повышению стабильности характеристик. К этому же результату приводит использование защитных диэлектрических покрытий. Предложенная структура позволяет повысить чувствительность и стабильность характеристик фоторезистора.

В качестве фотодиода предложенная структура может быть использована следующим образом. Производится вскрытие диэлектрических слоёв с внешней стороны проводящего слоя, и создаются (например, методом ионной имплантации) со стороны верхней поверхности детекторного слоя области с противоположным детекторному слою типом проводимости полупроводника. ИК-излучение соответствующей длины волны создает электронно-дырочные пары, которые разделяются на потенциальном барьере между *n*- и *p*- областями рабочего детекторного слоя. Важной характеристикой фотодиода является темновое сопротивление *n-p*-перехода. В предложенной структуре такое сопротивление велико из-за малой величины тока поверхностной утечки (при качественной границе раздела между изолирующим слоем б и верхним варизонным слоем ток поверхностной утечки мал). Малые напряжения плоских зон при введении компенсирующего фиксированного заряда в диэлектрические слои также приводят к уменьшению проводимости вдоль поверхности раздела сред. Защитные слои обеспечивают стабильность характеристик фотодиода за счет защиты границы раздела между изолирующим слоем и верхним варизонным слоем от нежелательных внешних воздействий (например, атмосферных загрязнений).

Таким образом, предложенная фоточувствительная структура позволяет создавать ряд высокостабильных приборов оптической микроэлектроники: ПЗС-структуры с большим временем хранения и высокой эффективностью переноса, фоторезисторы и фотодиоды с высокой чувствительностью и высоким темновым сопротивлением. Достоинством предложенной структуры является возможность освещения ее как с лицевой, так и с тыльной стороны.

Характеристики фотодетекторов, изготовленных на основе КРТ, зависят как от свойств исходного материала, так и от свойств границы раздела полупроводник-диэлектрик. Избыточные токи утечки в фотодиодах обусловлены не только процессами межзонного туннелирования и туннелирования через уровни ловушек в запрещенной зоне в объеме полупроводника, но и туннелированием через уровни ловушек вблизи границы раздела полупроводник-диэлектрик в области выхода *n-p*-перехода на поверхность.

Положительный заряд в диэлектрике притягивает неосновные носители (электроны) к поверхности полупроводника *p*-типа, вследствие чего уменьшается квантовый выход из-за увеличения поверхностной рекомбинации и изменяется концентрация носителей заряда вблизи границы раздела, что приводит к росту туннельных и генерационно–рекомбинационных токов в *n–p*-переходах. Большой положительный заряд может привести к инверсии поверхностного слоя полупроводника в *p*-области, что эквивалентно закорачиванию *p*- и *n*-областей *n–p*-перехода.

Нами были получены и исследованы МДП-структуры, изготовленные на пластинах ГЭС МЛЭ КРТ *p*-типа с использованием низкотемпературных слоев SiO<sub>2</sub> и Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Исходные пленки МЛЭ КРТ в объемной части имели состав  $x = 0,22–0,24$ , вблизи поверхности состав увеличивался до  $x = 0,3–0,6$ . На рисунке 2.6 показаны типичные вольт-фарадные характеристики МДП-структур, изготовленных на НГЭС КРТ МЛЭ.

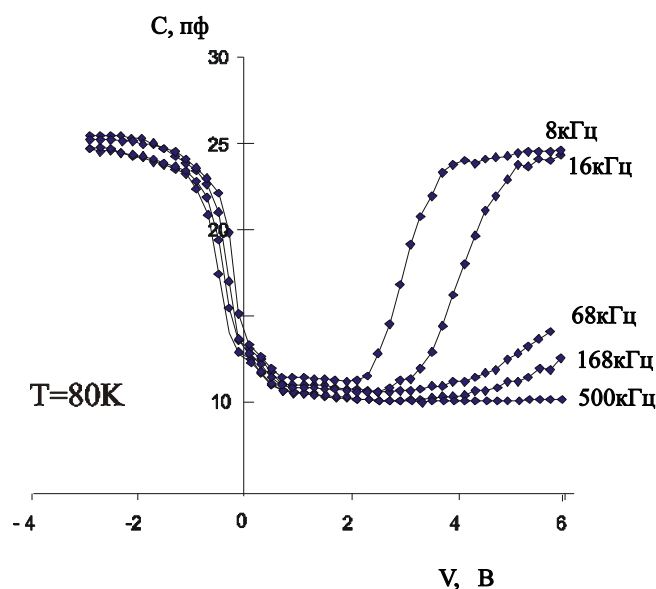


Рисунок 2.6 – Вольт–фарадная характеристика изготовленной МДП–структуры  
Плотность фиксированного заряда в диэлектрике составляет величину  $4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$

Гистерезис не превышает 0,1 В при сканировании по напряжению от минус 4 до +6 В. Такой вид ВФХ характеристик объясняется наличием широкозонной области у поверхности ГЭС МЛЭ КРТ. При частоте, более чем 68 кГц характеристика имеет высокочастотный вид при напряжении смещения не более, чем 4 В. При частоте 8 кГц ВФХ имеет высокочастотный вид при напряжении меньше 2 В. Вольт-фарадные характеристики МДП-структур, сформированные на объемных кристаллах КРТ уже при частотах более 250 кГц имеют низкочастотный вид при напряжении около 1 В. По сравнению с объемными

кристаллами в слоях МЛЭ КРТ процессы генерации электронов у границы раздела значительно снижены, так как, во-первых, вследствие увеличения состава на поверхности встроенное поле способствует отталкиванию неосновных носителей от поверхности и, во-вторых, в широкозонном слое дрейфовый ток, генерация и туннелирование носителей в ОПЗ через объемные центры в запрещенной зоне значительно меньше.

Таким образом, использование для пассивации двойного диэлектрического слоя НТ  $\text{SiO}_2\text{-Si}_3\text{N}_4$  в комбинации с поверхностным широкозонным слоем в ГЭС МЛЭ КРТ позволяет получить высокие параметры границы раздела полупроводник-диэлектрик.

Для уменьшения влияния гетерограниц и поверхностной рекомбинации носителей заряда выращивается типичная структура, представленная на рисунке 2.7.

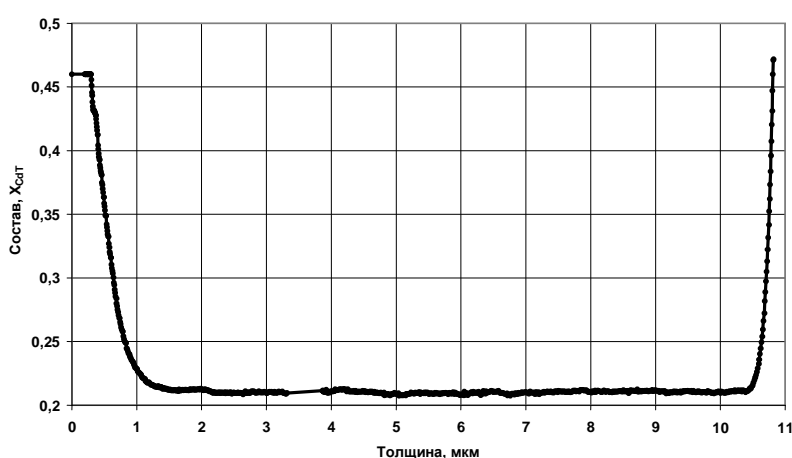


Рисунок 2.7 – Типичное распределение состава по толщине НГЭС КРТ МЛЭ

На гетерогранице с буферным слоем и у поверхности выращиваются варизонные широкозонные слои. Типично рост КРТ состава  $X_{\text{CdTe}} \sim 0,4\text{—}0,5$  мол. дол. начинается на поверхности буферного слоя CdTe. Затем состав КРТ уменьшается на толщине  $\sim 1,5$  мкм до состава  $X_{\text{CdTe}} = 0,205\text{—}0,209$  мол. дол. при уменьшении потока теллура за счет уменьшения температуры молекулярного источника теллура. Далее продолжается рост однородного фоточувствительного слоя КРТ постоянного состава толщиной 8–10 мкм. Точность поддержания состава КРТ в процессе роста не хуже  $\pm 0,001$ . На поверхности однородного фоточувствительного слоя проводится выращивание варизонного широкозонного слоя толщиной  $\sim 0,5$  мкм, конечный состав которого составляет  $X_{\text{CdTe}} \sim 0,4 - 0,5$ .

На рисунке 2.8 приведено распределение состава НГЭС КРТ МЛЭ по площади пластины диаметром 50,8 мм, которое является типичным при выращивании.



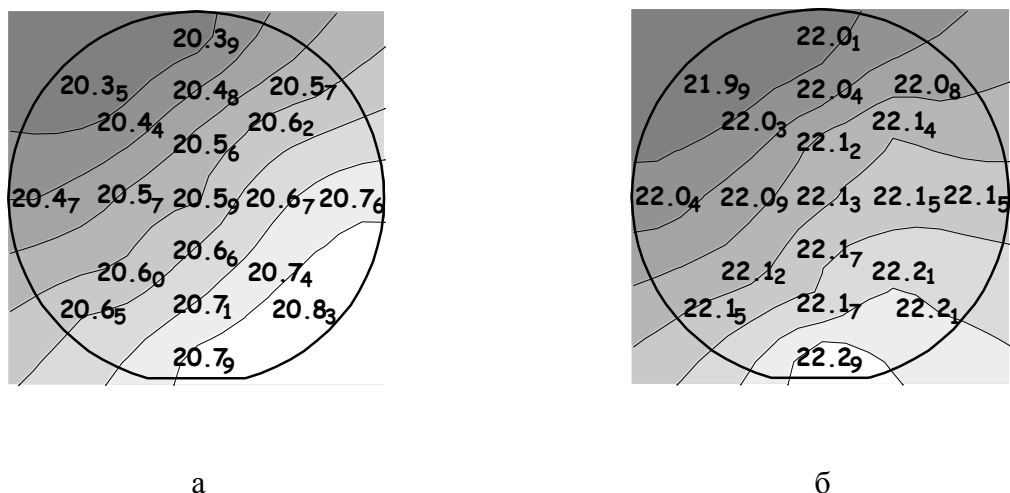


Рисунок 2.8 – Распределение состава КРТ  $X_{\text{CdTe}}$  по площади ГЭС КРТ МЛЭ диаметром 50,8 мм. Градацией серого цвета показано изменение состава: а – среднее значение  $X_{\text{CdTe}}=0,2060$ ,  $\Delta X_{\text{CdTe}}=0,0047$ ; б – среднее значение  $X_{\text{CdTe}}=0,2212$ ,  $\Delta X_{\text{CdTe}}=0,0030$

Состав фоточувствительного слоя КРТ определялся из измерений спектров пропускания при комнатной температуре. Распределение состава КРТ по поверхности НГЭС КРТ МЛЭ составляет 0,003–0,005 мол. дол. и зависит от точности установки тигля источника теллура. Видно, что максимальное изменение состава по площади пластины не превышает 0,005 мольных долей, что соответствует возможному изменению спектральной характеристики длинноволновой границы фотоприемника 1,1 мкм для  $X_{\text{CdTe}}=0,205$ .

При выращивании нелегированных НГЭС КРТ МЛЭ концентрация носителей заряда (электронов) лежит в интервале  $(1—5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  для структур, выращенных в различных опытах одной серии. Для оптимизации параметров (в первую очередь концентрации носителей) базовой области *n*-типа были проведены эксперименты по выращиванию легированных индием НГЭС КРТ МЛЭ. Легирование индием осуществлялось с помощью потока  $I_n$  из дополнительного источника. Величина потока задавалась температурой источника индия, которая составляла 320—510 °С. Пленки легировались по всей толщине, и после роста имели концентрацию носителей до  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

3 Экспериментальные исследования характеристик фоточувствительных и светоизлучающих структур КРТ МЛЭ при различных параметрах эпитаксиального материала и потенциальных или квантовых ям

### 3.1 Выращивание квантовых ям на основе HgTe

Образцы, исследованные в данной работе, выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Схематический разрез выращенных структур показан на рисунке 3.1. В отличие от более ранних исследований, в которых в качестве исходной поверхности для МЛЭ квантовых ям использовалась ориентация (100), здесь использована поверхность (013).

Термодинамический анализ показывает, что при МЛЭ рост пленок КРТ (CdHgTe) осуществляется в условиях, когда две фазы КРТ и Те являются устойчивыми. Попадающие на поверхность двухатомные молекулы теллура участвуют в двух процессах: диссоциации молекул и кристаллическом росте совершенной пленки КРТ, а также кристаллизации теллура в виде самостоятельной фазы, когда процесс диссоциации не успевает произойти. В последнем случае кристаллический рост КРТ нарушается, что приводит к появлению дефектов и необратимому ухудшению поверхности и структуры КРТ. Диссоциация молекул теллура энергетически выгодна у ступени. Отсюда ясно, что использование подложек, отклоненных от сингулярных ориентаций, может привести к росту наиболее совершенных пленок. Поэтому эффективный рост твердых растворов КРТ проводится преимущественно на подложках с ориентациями поверхности (013) и (112), отклоненных от соответствующих сингулярных плоскостей примерно на  $19^\circ$ .

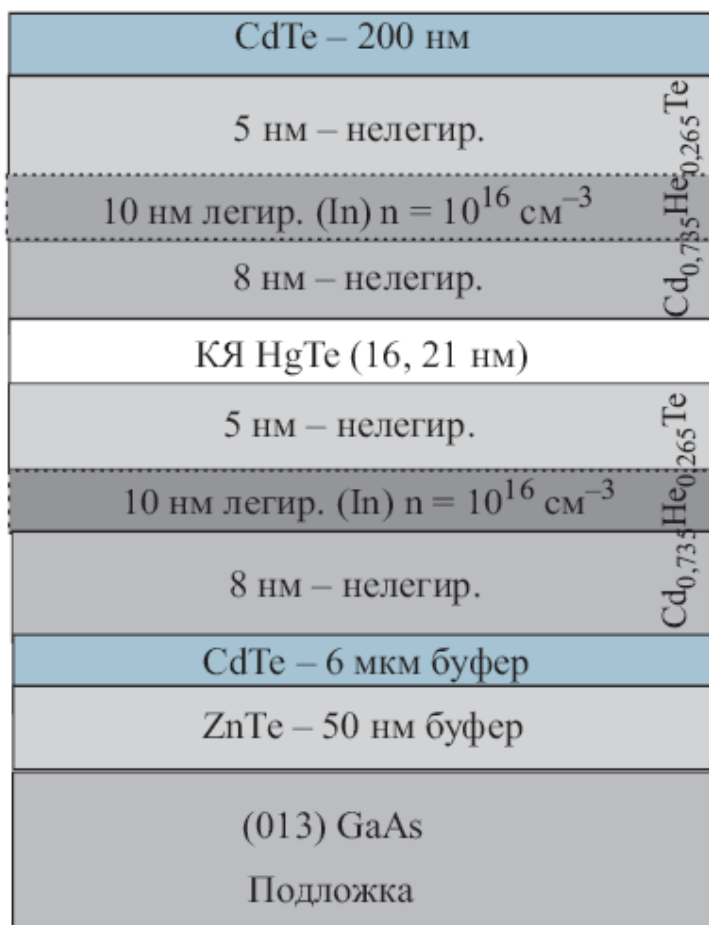


Рисунок 3.1 - Схематический разрез структуры с HgTe квантовой ямы

Следует заметить, что при малых скоростях роста даже существенные отклонения от оптимальных условий (например, в несколько раз по давлениям компонентов) не приводят к катастрофическим изменениям структурного совершенства выращиваемых слоев. И в этом случае отсутствие ступенек не столь существенно. Поэтому использование поверхности (100) при росте КЯ, толщина которых, как правило, очень мала (и, соответственно, рост производится со скоростью на 2 порядка ниже, чем для пленок, выращиваемых для фотоприемников), не приводит к заметной генерации дефектов. Видимо, благодаря указанному обстоятельству КЯ с поверхностной ориентацией (100) обладают вполне приемлемым качеством. И все же очевидно, что благодаря ступенчатой структуре поверхности (013) рост квантовых ям на ней может дать их лучшее, чем в случае (100), качество. Именно по этой причине в данной работе была использована поверхность (013).

### 3.2 Исследование энергетического спектра квантовых ям в CdHgTe

В данном разделе обсуждается спектр, полученный в рамках разработанной [64, 65] модели расчета, в основе которой лежит численное самосогласованное решение уравнения Шредингера в приближении Хартри. Как показывают эти результаты, энергетический спектр ДЭС в HgTe имеет весьма своеобразный характер и радикальным образом зависит от толщины квантовой ямы. На рисунках 3.2 и 3.3, взятых из работ [66, 67], показано, как это происходит.

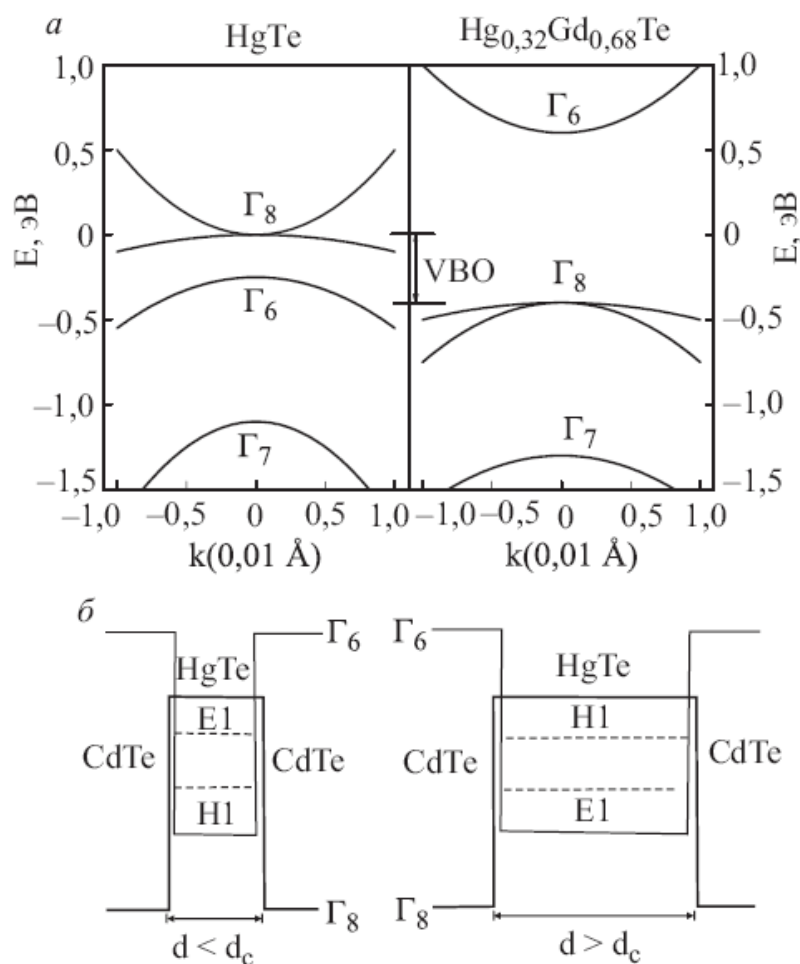


Рисунок 3.2 - Зонная диаграмма объемных HgTe и CdTe (а), уровни энергии в HgTe квантовой яме с прямой (слева) и инвертированной зонной структурой (справа) (б)

Хорошо видно, что при толщинах КЯ  $d < 6,3$  нм спектр характеризуется стандартным положением зон: зона проводимости формируется S-подобными волновыми функциями, а валентная зона — P-подобными (рисунок 3.3). По мере приближения  $d$  к значению 6,3 нм эти зоны начинают сближаться, и при  $d = 6,3$  нм происходит их слияние. Затем по мере дальнейшего увеличения толщины пленки снова возникает щель между зонами, однако уже инвертированными: зона проводимости и валентная зона формируются P- и S-состояниями соответственно.

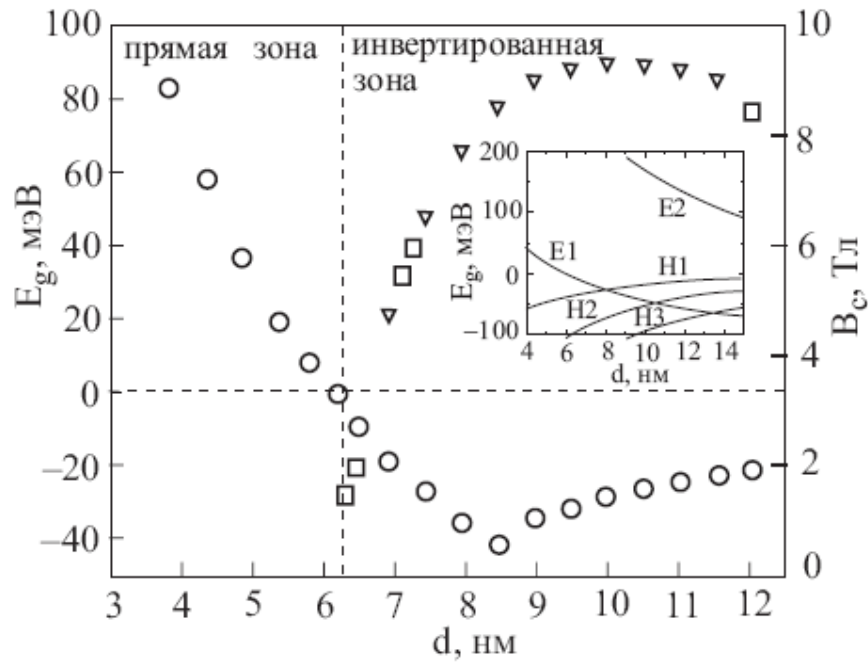


Рисунок 3.3 - Зависимость от толщины КЯ щели между валентной и зоной проводимости в HgTe квантовой яме. Вставка: ход электронноподобных и дырочноподобных зон при изменении толщины КЯ

При дальнейшем увеличении толщины ветка, соответствующая S-состоянию ( $\psi_S$ ), уходит вниз, и при  $d > 8$  нм обе зоны описываются уже P-подобными функциями ( $\psi_P$ ). Подобное поведение нетрудно объяснить тем, что при малых толщинах волновые функции электронов формируются под сильным влиянием широкозонного  $\text{Cd}_{0,7}\text{Hg}_{0,3}\text{Te}$ , имеющего стандартную прямую зонную структуру. Затем это влияние постепенно ослабевает, приводя к поведению, показанному на рисунке 3.4. Зависимость энергии  $E$  от волнового вектора  $k_{\parallel}$  для инвертированной ямы ( $d = 20$  нм) – на рисунке 3.4 [68]. При ее анализе следует обратить внимание на три факта.

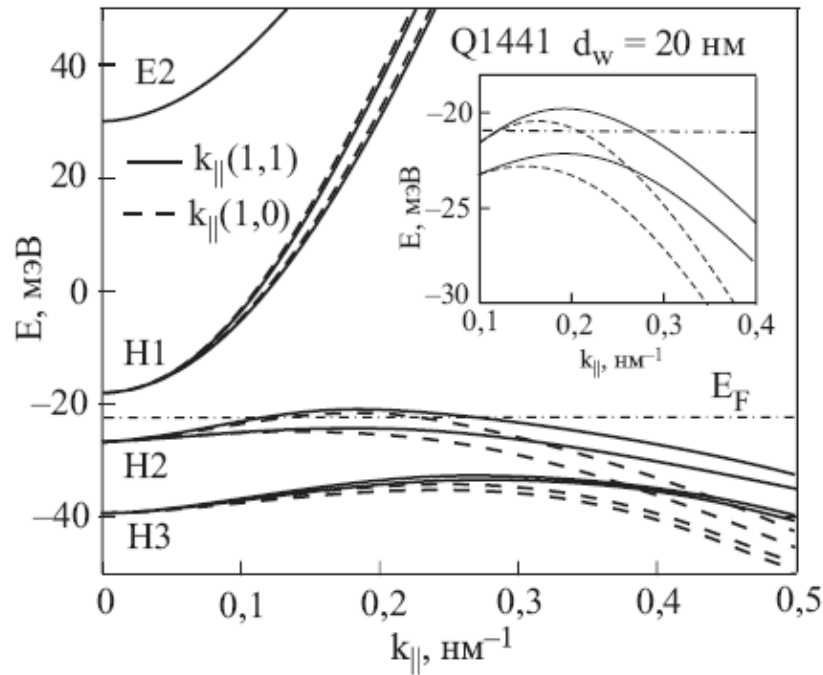


Рисунок 3.4 - Закон дисперсии двумерных электронов и дырок в квантовой яме с инвертированной зонной структурой

Во-первых, в обоих случаях имеется крайне маленькая щель  $E_g = 5\text{--}20$  мэВ между зонами. Во-вторых, в первом случае закон дисперсии дырок имеет максимум не только в центре зоны Бриллюэна, но и при конечных значениях  $k_{\parallel}$ , а во втором он имеет только боковой максимум. В-третьих, волновые функции подзон размерного квантования могут иметь различное происхождение. К примеру, волновая функция первой возбужденной подзоны размерного квантования зоны проводимости является, в отличие от таковой для основной подзоны, S-подобной. Еще одна особенность спектра двумерных электронов в КЯ HgTe — огромные величины спинового расщепления, достигающие более десятка мэВ (для сравнения заметим, что обычно оно не превышает 1 мэВ) при приложении к яме электрических полей величиной около  $10^5$  В/см, которые соответствуют стандартной и достигаемой в эксперименте концентрации электронов около  $10^{12}$  см $^{-2}$ .

На рисунке 3.5, также заимствованном из [68], показана рассчитанная на основе все той же модели зависимость величины спинового расщепления от  $k_{\parallel}$  спектра основной дырочноподобной подзоны квантования ( $\Delta_h$ ) и первой возбужденной, имеющей S-происхождение ( $\Delta_e$ ). Хорошо видно, что они ведут себя по-разному:  $\Delta_h$  растет пропорционально  $k_{\parallel}^3$ , затем насыщается при значениях около 15 мэВ, тогда как  $\Delta_e$  имеет линейную зависимость от  $k_{\parallel}$  и насыщается при практически на порядок меньшем значении расщепления. Поведение расщепления для S-подобной зоны является обычным для, скажем, двумерных электронов в системах  $A_3B_5$ . Большое кубическое расщепление

является необычным и связано как раз с тем, что основная подзона квантования зоны проводимости формируется  $\psi_p$ -функциями.

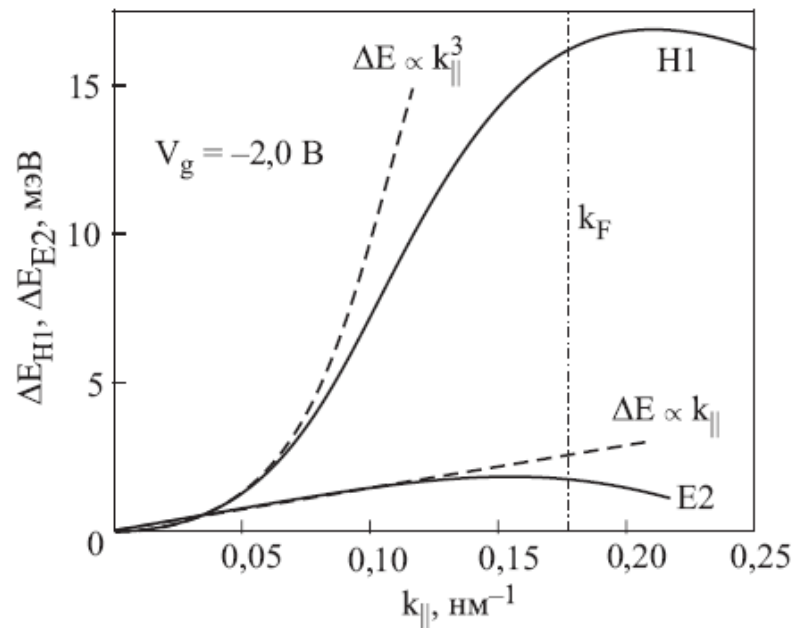


Рисунок 3.5 - Спиновое расщепление дырочноподобной зоны проводимости (H1) и электроноподобной (E2) в асимметричной квантовой яме с инвертированной зонной структурой ( $d_w = 21$  нм)

Начнем с данных по величине эффективной массы  $m_n$ . Она определялась на основе измерений температурной зависимости амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза [69] и измерений циклотронной резонансной фотопроводимости (ЦРФ) [70]. Очевидно, что второй метод в отличие от первого является прямым и поэтому значительно более точным. Поэтому в данном разделе основное внимание будет уделено эксперименту по ЦРФ. Он проводился с двумерным электронным газом (ДЭГ) в КЯ HgTe трех толщин 8, 16 и 21 нм, т.е. фактически в ямах с инвертированным спектром. Циклотронная резонансная фотопроводимость была измерена в диапазоне концентраций электронов от  $2 \times 10^{11}$  до  $9,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при температурах 2–40 К. Подвижность электронов лежала в диапазоне от  $10^5$  до  $5 \times 10^5 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ , что означает высокое качество всех изученных структур.

Экспериментальные образцы представляли собой стандартные холловские мостики шириной 50 мкм с расстоянием между потенциометрическими контактами 100 и 250 мкм, изготовленные с помощью обычной фотолитографии. Омические контакты создавались вжиганием индия. В эксперименте измерялась фотопроводимость описанных образцов под

действием излучения субмиллиметрового лазера на длине волны 118,8 мкм (соответствующая энергия фотонов 10,4 мэВ).

Фотопроводимость ( $\Delta G_{ph}$ ) измерялась на основе стандартной модуляционной методики. Отметим, что при температурах  $T < 10$  К экспоненциально сильная температурная зависимость амплитуды шубниковских осцилляций не позволяла измерять правильную форму ЦРФ. Чтобы избежать искажения формы, практически все измерения проводились при  $T > 20$  К, когда осцилляции Шубникова–де Гааза подавлены и пренебрежимо малы. На рисунке 3.6 приведены зависимости  $\Delta G_{ph}$  от магнитного поля  $B$  для КЯ всех указанных выше толщин.

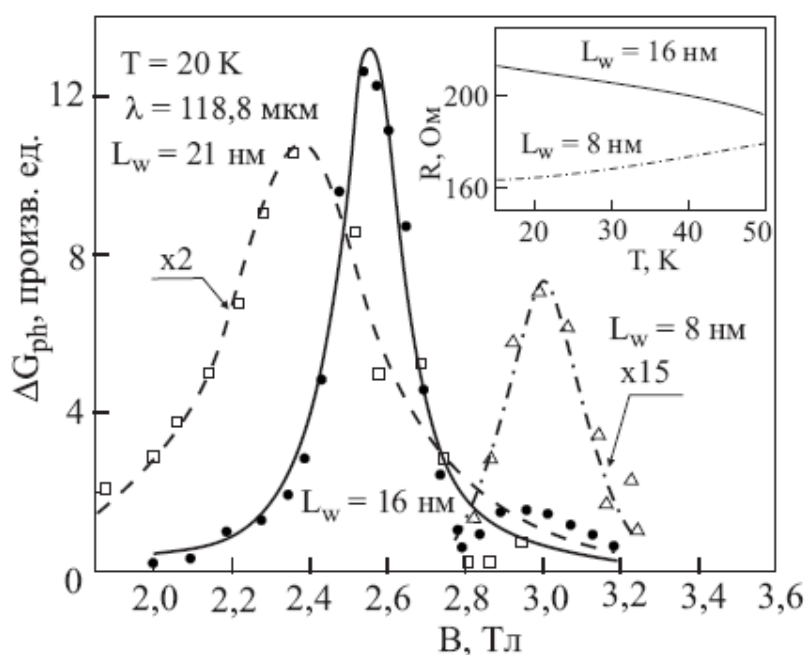


Рисунок 3.6 - Циклотронная резонансная фотопроводимость ДЭГ в (013) HgTe квантовых ямах трех различных толщин: 8, 16 и 21 нм. Вставка: температурная зависимость сопротивления для КЯ 8 и 16 нм

Как видно, все они имеют вид резонансных пиков, расположенных в области магнитных полей от 2 до 3 Тл. Отметим, что знак ФП определяется знаком производной  $dR(T)/dT$ , где  $R(T)$  – температурная зависимость сопротивления. В частности, для ДЭГ в 8-нанометровой КЯ знак производной положителен (вставка к рисунку 3.6), а для 16 нм он отрицателен. Этот факт – свидетельство разогрешной природы исследуемой ЦРФ. Форма ЦРФ близка к лоренцевской и определяется формой циклотронного резонансного поглощения.



Как ясно показывает рисунок 3.6, максимумы  $\Delta G_{ph}(B)$  расположены при различных значениях магнитного поля. Это связано в основном с различной концентрацией электронов во всех трех ямах. Отметим, что при одной и той же концентрации электронов нам не удалось обнаружить различия в положении пиков, что указывает на слабую зависимость  $m_n$  от толщины КЯ. Поэтому остается предположить, что указанный факт связан в основном с заметной непараболичностью зоны проводимости, вызванной, фактически, бесщелевой природой объемного HgTe.

Рисунок 3.7 суммирует данные, полученные для всех образцов, в виде зависимости  $m_n$  от  $N_s$ . Там же приведены результаты [69] из измерений температурной зависимости амплитуды шубниковских осцилляций. Обе зависимости демонстрируют заметную непараболичность эффективной массы в диапазоне  $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2} < N_s < 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Однако точность определения  $m_n$  из осцилляций ШдГ значительно ниже, а при  $N_s < 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  ошибка превышает 20 %. Поэтому анализировать можно только данные, полученные из измерений ЦРФ. Они показывают, что, как и следовало ожидать, энергетический спектр электронов имеет непараболичность, когда в указанном выше диапазоне  $N_s$  эффективная масса увеличивается от величины  $(0,0260 \pm 0,0005)m_0$  до  $(0,0335 \pm 0,0005)m_0$ .

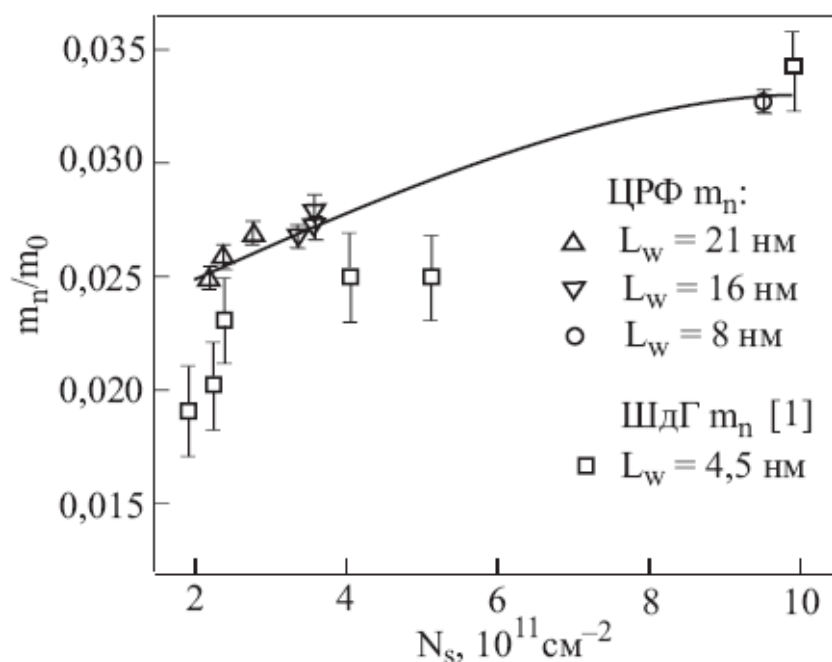


Рисунок 3.7 - Эффективная масса двумерных электронов в (013) HgTe квантовых ямах с различной толщиной и концентраций электронов. Для ямы толщиной 4,5 нм масса определена из температурной зависимости шубниковских осцилляций. Для остальных ям масса измерена по положению пика ЦРФ

Проанализируем ширину резонансов  $\Gamma_{CR}$ . Как было отмечено выше, их форма хорошо описывается лоренцианом, полуширина которого равна 1,76; 0,76 и 0,52 мэВ для КЯ 21; 16 и 8 нм соответственно. Если полуширина резонанса определяется столкновительным уширением  $\Gamma_c = \hbar/\tau_{tr}$ , то очевидно, что она должна определяться подвижностью электронов ( $\mu = e\tau_{tr}/m_n$ ). Однако в эксперименте самым узким резонансом является  $\Delta G_{ph}(B)$  для 8-нанометровой ямы, для которой подвижность электронов наименьшая. Сравнение  $\Gamma_{CR}$  и  $\Gamma_c$  показывает, что отношение  $\Gamma_{CR}/\Gamma_c$  всегда значительно больше единицы. К примеру, для 21-нм КЯ  $\Gamma_{CR}/\Gamma_c = 10$ . Приведенные факты показывают, что уширение циклотронного резонанса в изучаемой системе не связано с рассеянием на большие углы. По этой причине интересно также сравнить  $\Gamma_{CR}$  с  $\Gamma_q = \hbar/\tau_q$ , где время  $\tau_q = \hbar/(2\pi kT_D)$  ( $T_D$  – температура Дингля) определяет амплитуду осцилляций ШдГ и обычно связано с рассеянием на все углы. Измерения шубниковских осцилляций дают величины  $\Gamma_q$ , лежащие в пределах 5–10 мэВ. Это означает, что иерархия времен в ДЭГ в КЯ на основе HgTe имеет весьма необычный характер, когда все три времени  $\tau_{tr}$ ,  $\tau_{cr}$  и  $\tau_q$  неодинаковы:  $\tau_{tr} \gg \tau_{cr} \gg \tau_q$ . Подобная иерархия времен однозначно свидетельствует, что рассеяние на короткодействующем потенциале не является доминирующим в изучаемом ДЭГ. И скорее всего, рассеивающий потенциал – сложная комбинация как короткодействующего, так и дальнедействующего потенциалов аналогично практически всем гетеропереходам [71, 72].

Как было отмечено выше, численные расчеты спектра двумерных электронов указывают на еще одну важную особенность энергетического спектра ДЭГ в КЯ HgTe – гигантскую величину рашбовского спинового расщепления (рисунок 3.5), фактически вызванного сильным влиянием спин-орбитального взаимодействия.

### 3.3 Измерения двумерной электронно-дырочной системы в структурах КРТ МЛЭ

Среди многочисленных реализаций двумерных систем известна только одна электронно-дырочная (Э-Д) система (в гетеропереходе InAs/GaSb), в которой благодаря тому, что зона проводимости InAs располагается напротив валентной зоны GaSb, реализуется одновременное существование двумерных электронов (ДЭ) и дырок (ДД). Она демонстрирует целый ряд особенностей магнитотранспорта, связанных с переносом тока носителями заряда разного знака [73, 74]. В этой системе ДЭ и ДД, хотя и находятся в непосредственной близости друг от друга, пространственно разделены гетеропереходным барьером, и по этой причине электроны локализованы в основном в InAs, а дырки—в GaSb.

Наиболее интересным свойством данной системы является ее поведение в режиме квантового эффекта Холла, где она демонстрирует минимумы в диссипативном сопротивлении и плато в холловском, соответствующие разностной концентрации ДЭ и ДД. Однако более ярким проявлениям свойств Э-Д системы в гетеропереходе InAs/GaSb мешает не только уже отмеченный факт слабого перекрытия волновых функций двумерных электронов и дырок, но и то, что обычно в ней концентрация более высокоподвижных электронов в несколько раз больше концентрации более низкоподвижных дырок, и тем самым вклад дырок в транспорт мал, и в системе не наблюдается даже знакопеременный эффект Холла.

В данном разделе обсуждаются свойства новой двумерной Э-Д системы (в которой отмеченные выше два недостатка гетероперехода InAs/GaSb отсутствуют), по сути, являющейся настоящим двумерным полуметаллом, подобным Bi, Sb или As, и имеющей намного более высокую подвижность электронов, и дырок. Эта система реализуется в КЯ, которые в отличие от описанных выше в разделах имеют значительно меньший уровень легирования (концентрация около  $10^9 \text{ см}^{-2}$ ). В работе были исследованы квантовые ямы толщиной 18 и 20,5 нм.

На рисунке 3.8 представлены результаты измерения магнитолевой зависимости диссипативной  $\rho_{xx}(B)$  и холловской  $\rho_{xy}(B)$  компонент тензора сопротивления одного из образцов с квантовой ямой шириной 20,5 нм при температуре  $T=0,25 \text{ К}$ . На первый взгляд, наблюдается обычное для ДЭГ поведение  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$ : шубниковские осцилляции средней амплитуды в магнитных полях до 4 Тл для  $\rho_{xx}$ , слабые квазиплато для  $\rho_{xy}$ , переходящие соответственно в широкий минимум и плато режима квантового эффекта Холла с фактором заполнения  $\nu = 1$ .

Однако более детальный анализ зависимостей  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  показывает, что они обладают целым рядом особенностей. Проанализируем сначала их поведение в слабых магнитных полях. Хорошо видно (рисунок 3.8), что в полях, предшествующих началу осцилляций Шубникова–де Гааза, наблюдается большое, не зависящее от температуры положительное магнитосопротивление.

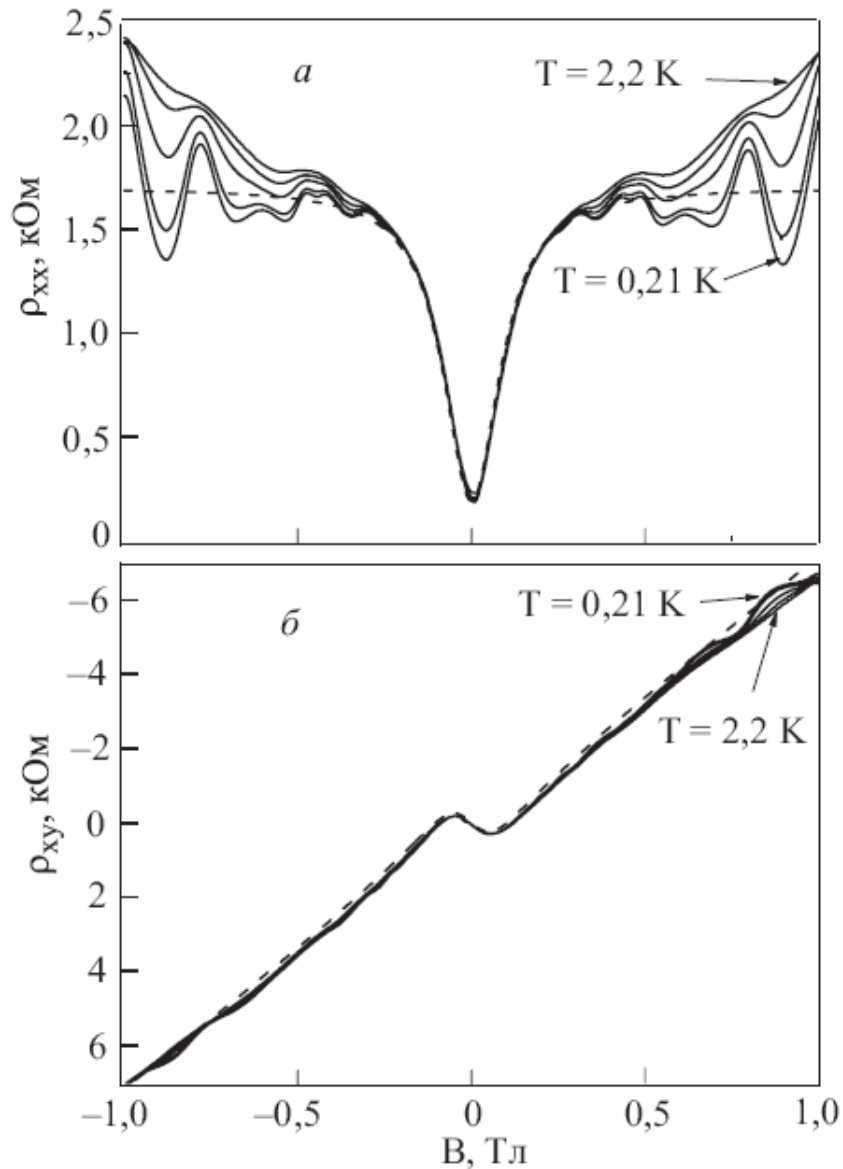


Рисунок 3.8 - Экспериментальные (сплошные) и расчетные (пунктирные) зависимости  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  для Э-Д системы в 20,5-нм КЯ в магнитных полях до 1 Тл в диапазоне температур 0,21–2,2 К

Но самое интересное, что это ПМС сопровождается так же не зависящим от температуры знакопеременным эффектом Холла, однозначно свидетельствующим о существовании в изучаемой КЯ носителей заряда двух знаков. И ПМС, и знакопеременный эффект Холла хорошо описываются стандартной моделью двух групп носителей заряда разного знака [75]. Результаты расчета на основе этой модели дают следующие результаты: концентрация ДЭ  $N_s = 4,1 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , их подвижность  $\mu_n = 5,9105 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ ; концентрация ДД  $P_s = 1,27 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $\mu_p = 6,6 \times 10^4 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ .

Таким образом, экспериментальное поведение  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  в магнитных полях до 0,5 Тл однозначно свидетельствует, что в слаболегированных двойных гетеропереходах  $\text{Cd}_{0,7}\text{Hg}_{0,3}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_{0,7}\text{Hg}_{0,3}\text{Te}$  с ориентацией (013) реализуются КЯ, содержащие высокоподвижные ДЭ и ДД с заметно более низкой подвижностью. Интересно сравнить полученные параметры с данными для ДЭГ и ДДГ в HgTe ямах с одним типом носителей. Величина  $\mu_n = 5,9 \times 10^5 \text{ см}^2/(\text{Вс})$  практически равна самой высокой из приведенных в литературе [68]. Но следует отметить, что в нашем случае она получена при более чем на порядок меньшей концентрации ДЭ, что указывает на очень высокое качество выращенных КЯ. Параметры ДД (и концентрация и подвижность) практически совпадают с приведенными в работе [76].

Обсудим теперь, каким образом в исследованных ямах может возникнуть двумерная электронно-дырочная система и реконструируем качественную картину ее энергетического спектра. Численные расчеты зонной структуры HgTe КЯ с ориентацией поверхности (100) показывают, что при толщинах КЯ  $d > 6,3 \text{ нм}$  в них реализуется инверсная зонная структура, когда и зона проводимости и валентная зона образованы состояниями дырочного типа. При этом если минимум основной подзоны размерного квантования для электронов расположен в центре двумерной зоны Бриллюэна, то максимум основной подзоны для дырок находится при конечных значениях волнового вектора  $k_{\parallel} \approx 2 \times 10^6 \text{ см}^{-1}$  в направлении типа [1,1]. Щель, разделяющая указанные зоны, чрезвычайно мала, и для КЯ толщиной 20 нм она составляет всего несколько мэВ [76]. Можно предположить, что аналогичная зонная структура реализуется и для исследованных КЯ с одной принципиальной поправкой: между подзонами размерного квантования для электронов и дырок уже нет щели, а возникает их перекрытие. Величина этого перекрытия  $E_{\text{overlap}} = E_F^n + E_F^p$ , где  $E_F^n$  - энергия Ферми ДЭ,  $E_F^p$  - энергия Ферми ДД. Как показано в разд. 4, измерения эффективной массы ДЭ в HgTe КЯ с инверсными зонами дают величину  $m_n \approx 0,02m_0$  при  $N_s \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Такие же данные для дырок отсутствуют, но, если следовать расчетам [76], она в 5–7 раз выше. Тогда получим  $E_{\text{couple}} \approx 10 \text{ мэВ}$ .

Описанные выше результаты позволяют предположить существование закона дисперсии, показанного на рисунке 3.9.

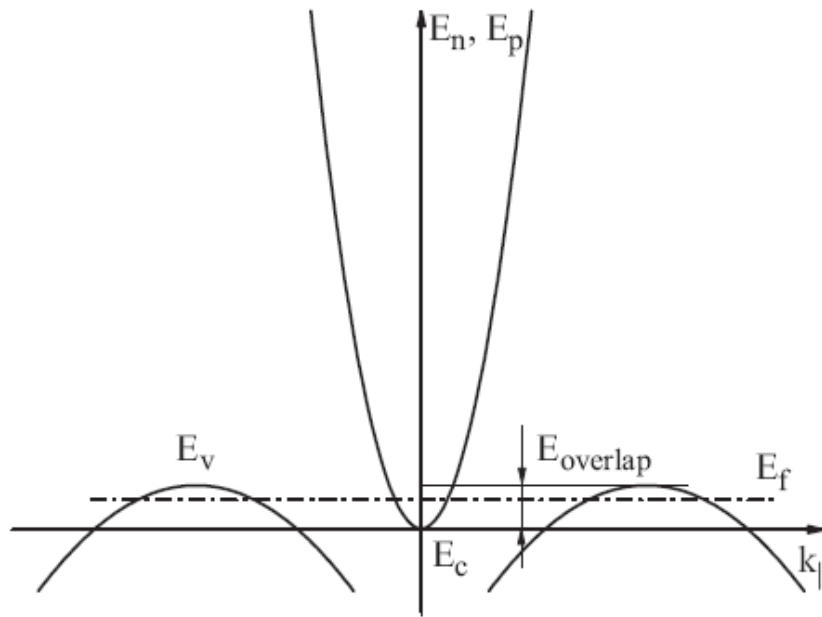


Рисунок 3.9 - Предполагаемый вид закона дисперсии Э-Д системы в КЯ HgTe

Приведенный спектр напоминает зонную структуру обычных полуметаллов, подобных висмуту или сурьме, в которых перекрытие зон происходит тоже вследствие разного положения экстремумов в  $k$ -пространстве. Отметим, что обнаруженная Э-Д система принципиальным образом отличается от известной системы в гетеропереходе InAs/GaSb: во-первых, нет никакого пространственного разделения ДЭ и ДД и они движутся в одной квантовой яме, таким образом, она представляет собой настоящий двумерный полуметалл; во-вторых, подвижность и ДЭ и ДД значительно выше и, в-третьих, концентрация более высокоподвижных ДЭ меньше, чем концентрация ДД. На рисунке 3.10 приведены зависимости  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  для того же образца после подсветки.

Видно, что области существования ПМС и знакопеременного эффекта Холла заметно расширились. Подгонка расчета (пунктирные линии) и экспериментальных кривых показывает, что это в основном связано с тем, что подсветка привела к заметному уменьшению концентрации ДД и более слабому увеличению концентрации ДЭ. Она дает для ДЭ  $N_s = 4,5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и  $\mu_n = 5,9 \times 10^5 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ , а для ДД  $P_s = 7,5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и  $\mu_p = 3,5 \times 10^4 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ .

Подобный результат отражает тот факт, что плотность состояний в дырочной зоне на порядок выше, чем в зоне проводимости. Этого и следовало ожидать, если учесть большую эффективную массу дырок, а также возможное двух- или четырехкратное вырождение их спектра вследствие того, что максимумы энергии для ДД расположены вне центра зоны Бриллюэна.

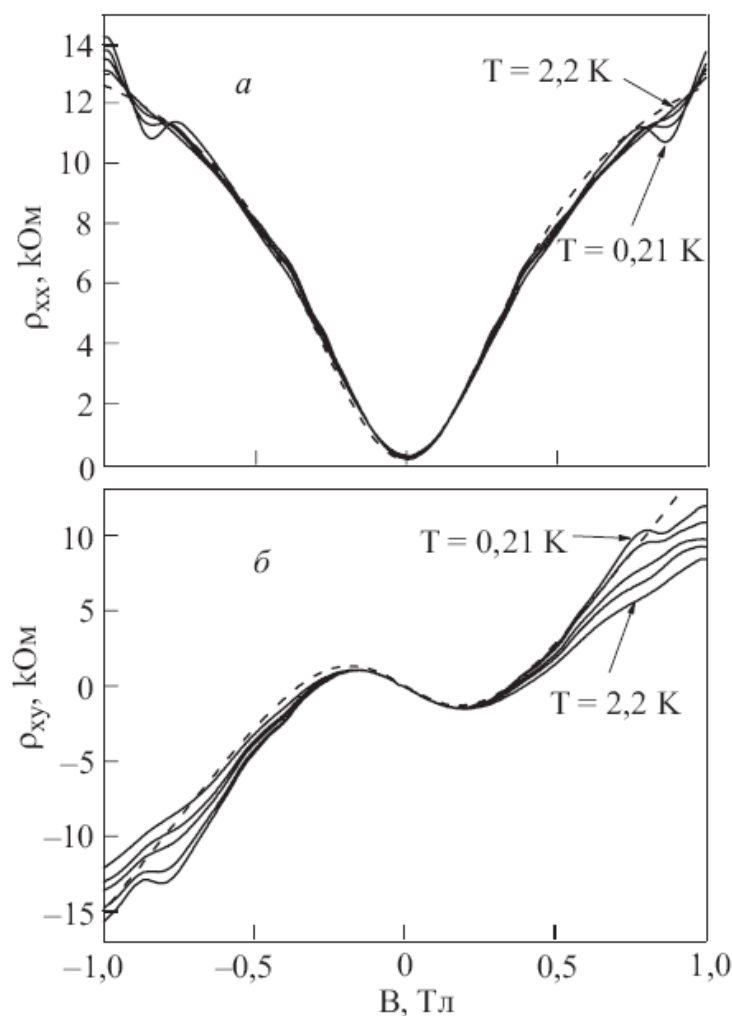


Рисунок 3.10 - Экспериментальные (сплошные) и расчетные (пунктирные) зависимости  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  для Э-Д системы в 20,5-нм КЯ в магнитных полях до 1 Тл в диапазоне температур 0,21-2,2 К после подсветки

На рисунке 3.10 представлены зависимости  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  для квантовой ямы толщиной 18 нм в магнитных полях до 0,5 Тл. Хорошо видны ПМС и знакопеременный эффект Холла. Для указанного случая подгонка дает следующие параметры ДЭ:  $N_s = 6,9 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и  $\mu_n = 4,5 \times 10^5 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ , а для ДД  $P_s = 1,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $\mu_p = 3 \times 10^4 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ . Отсюда видно, что двумерная Э-Д система в 18-нм КЯ обладает немногим большим перекрытием зон ( $E_{\text{overlap}} \approx 15 \text{ мэВ}$ ) и, таким образом, уменьшение на 10 % толщины КЯ не привело к принципиальному изменению спектра. Из приведенных экспериментальных данных можно сделать вывод, что обнаруженная Э-Д система обладает определенной устойчивостью как по отношению к подсветке, так и к небольшому изменению толщины КЯ.

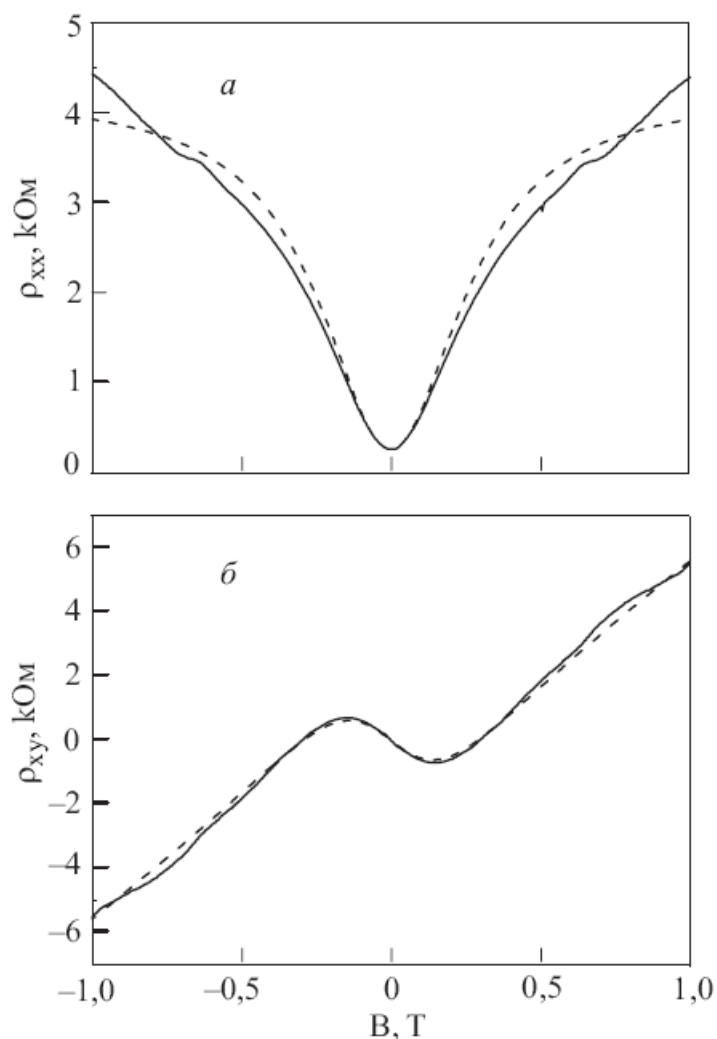


Рисунок 3.11 - Экспериментальные (сплошные) и расчетные (пунктирные) зависимости  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  для Э-Д системы в 18-нм КЯ в магнитных полях до 1 Тл при температуре 0,21 К

### 3.4 Исследования фотопроводимости в структурах на основе КРТ МЛЭ с одиночной КЯ HgTe

#### *Фотогальванические эффекты в КЯ КРТ*

Фотогальванические эффекты в терагерцовом диапазоне являются мощным инструментом исследования неравновесных процессов в полупроводниковых квантовых ямах, дающие информацию об их точечных группах симметрии, спин-орбитальном взаимодействии, процессах релаксации моментов и энергий [77]. В данном подразделе работы рассмотрены фотогальванические эффекты в квантовых ямах на основе материала HgTe, а также влияние на их закономерности таких факторов, как поляризация и длина волны падающего излучения и температура. Также на основании исследований



фотогальванических эффектов в КЯ HgTe рассматривается и анализируется анизотропия исследуемых структур.

Приведём результаты экспериментальных исследований структур с квантовыми ямами Cd<sub>0,7</sub>Hg<sub>0,3</sub>Te/HgTe/ Cd<sub>0,7</sub>Hg<sub>0,3</sub>Te с двумя различными значениями слоя HgTe – 16 и 21 нм. Данные структуры выращивались на подложках из GaAs (113) с использованием модифицированного метода молекулярно-лучевой эпитаксии. Образцы, двумерная концентрация электронов N<sub>s</sub> в которых варьировалась в интервале от 1.5·10<sup>11</sup> до 4·10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>, а их подвижность при 4,2 К составляла 2·10<sup>5</sup>—5·10<sup>5</sup> см<sup>2</sup>/(Вс), исследовались в температурном интервале от 4,2 К до комнатной температуры. Следует отметить, что приведённые значения подвижности являются одними из самых высоких для КЯ HgTe с соответствующими значениями двумерной концентрации электронов. Две пары контактов (вдоль направлений *x* и *y*), установлены в центральных частях отчищенных и отполированных торцевых краёв структуры параллельно границе, разделяющей торцевую часть структуры и поверхность подложки (113). Для оптического возбуждения использовались оптически накачиваемые лазеры NH<sub>3</sub>, D<sub>2</sub>O, и CH<sub>3</sub>F, работающие в импульсном режиме. Линейно и циркулярно поляризованное излучение использовалось в диапазоне длин волн от 35 до 496 мкм с мощностью порядка 20 кВт и в диапазоне от 9,2 до 10,8 мкм с мощностью порядка 1 кВт. Циркулярность падающего света P<sub>circ</sub> изменялась в интервале от -1 (лево-поляризованный свет) до 1 (право-поляризованный свет) согласно закону

$$P_{circ} = \sin 2\varphi ,$$

где  $\varphi$  – угол между первоначальным направлением плоскости поляризации и оптической осью пластинки в четверть длины волны, используемой для получения поляризованного света.

При облучении образцов нормально падающим световым потоком наблюдался электрический ток в направлении *x*, пропорциональный циркулярности P<sub>circ</sub>. Временная зависимость фиксируемого в образце электрического тока определяется формой импульса лазерного излучения и меняет знак при смене направления поляризации падающего излучения с правой на левую и наоборот (рисунок 3.12).

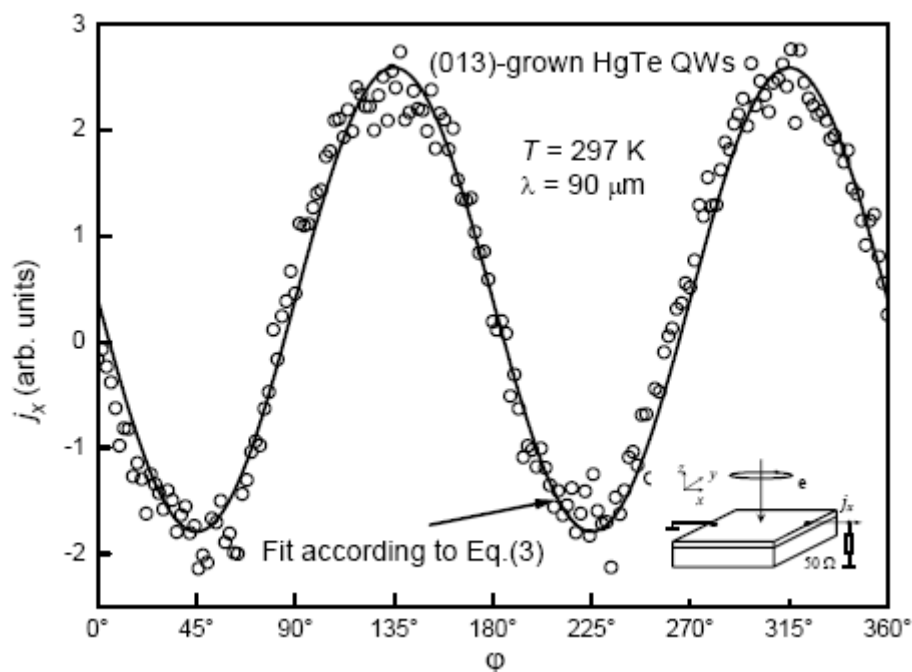


Рисунок 3.12 - Зависимость фототока  $j_x$  от  $P_{\text{circ}}$  в (113)-HgTe КЯ

Поскольку к исследуемому образцу в данном эксперименте не было приложено внешнее смещение, можно заключить, что облучённый образец является источником электрического тока. Зависимость  $P_{\text{circ}}$  показывает, что наблюдаемый в структуре ток обусловлен круговой поляризацией падающего излучения. Отметим, что помимо вклада в индуцированный ток, вызванного поляризованным излучением, также наблюдалась добавка, не зависящая от закона поляризации падающего излучения. Охлаждение образца от комнатных температур до температуры жидкого гелия приводил к смене знака индуцированного электрического тока, измеренного при постоянном  $P_{\text{circ}}$ . Электрический ток также наблюдался и в ортогональном –  $y$ -направлении. В этом случае электрический ток имеет более сложную зависимость от угла  $\varphi$ . Эта зависимость может быть с хорошей точностью описана следующим выражением:

$$j = a \sin 2\varphi + b \sin 2\varphi + c \cos 4\varphi + d, \quad (3.1)$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $d$  – параметры уравнения, которые были определены путём решения системы четырёх линейных уравнений, вытекающих из (3.1) для значений угла  $\varphi = 0^\circ$ ,  $22,5^\circ$ ,  $45^\circ$  и  $135^\circ$  соответственно.

Было также обнаружено, что соотношение  $A/a$  между составляющими электрического тока, измеренными в направлениях  $x$  и  $y$  существенным образом зависят от изменения длины волны падающего излучения и температуры. Последние три члена в уравнении (3.1) характеризуют электрический ток, вызванный линейно поляризованным излучением. Он имеет характерную зависимость от азимутального угла  $\alpha$ . Данная

зависимость была обнаружена путём вращения четвертьволновой пластинки. Было обнаружено, что электрический ток в направлении  $y$ - в большинстве случаев может быть аппроксимирован зависимостью  $\sin 2\alpha$  с поляризационно независимой добавки. При этом выражение для тока в направлении  $x$ - имеет гораздо более сложный вид. Исследование косоугольного падения излучения с правой и левой поляризацией показывает, что индуцированные токи достигают максимума именно при нормальном падении.

До сих пор фотогальванический ток, возбуждённый КЯ на основе кристаллов со структурой топа цинковой обманки при нормальном падении возбуждающего излучения, наблюдался только в структурах, выращенных в  $[113]$ - и асимметричном  $[110]$ - кристаллографических направлениях, принадлежащих к классу симметрии  $C_3$  [1]. Данная группа симметрии содержит только два элемента симметрии – совмещение и зеркальное отражение в плоскости. В этом случае электрический ток, индуцированный излучением с круговой поляризацией, течёт в направлении, перпендикулярном плоскости отражения. В экспериментах, описанных в данном подразделе, исследовались структуры с КЯ, выращенные в направлении  $(113)$ . Данные структуры принадлежат к классу симметрии  $C_1$ , который не содержит ни осей вращения, ни плоскостей симметрии, а состоит только из операции самосовмещения. Феноменологически, для группы симметрии  $C_1$  латеральный фотогальванический ток для случая возбуждения вдоль оси  $z$ , параллельной кристаллографическому направлению  $[113]$ , можно описать следующими выражениями:

$$\frac{j_x}{I} = \gamma_{xz} P_{circ} + \chi_{xxx} |e_x|^2 + \chi_{xyy} |e_y|^2 + \chi_{xxy} e_x e_y^* + e_y e_x^* , \quad (3.2)$$

$$\frac{j_y}{I} = \gamma_{yz} P_{circ} + \chi_{yxx} |e_x|^2 + \chi_{yyy} |e_y|^2 + \chi_{yyx} e_x e_y^* + e_y e_x^* ,$$

где  $e$  – вектор поляризации падающего излучения,  $I$  – интенсивность излучения,  $\gamma_{xz}$ ,  $\gamma_{yz}$  и шесть независимых компонент  $\chi_{xyy}$ ,  $\chi_{xxy} = \chi_{xyx}$ ,  $\chi_{yyx} = \chi_{yxx}$ ,  $\chi_{xxx}$ ,  $\chi_{yyy}$  – компоненты псевдотензора второго ранга  $\gamma$ , описывающего электрический ток, индуцированный циркулярно поляризованным излучением, и тензора третьего ранга  $\chi$ , описывающего случай линейно поляризованной волны. На основании приведённых уравнений можно записать выражения, описывающие поляризационные зависимости фототока:

$$\frac{j_x}{I} = \gamma_{xz} \sin 2\varphi + \frac{\chi_{xxx} + \chi_{xyy}}{2} + \frac{\chi_{xxx} + \chi_{xyy}}{2} \cos 4\varphi + \frac{\chi_{xxy}}{2} \sin 4\varphi , \quad (3.3)$$

$$\frac{j_y}{I} = \gamma_{yz} \sin 2\varphi + \frac{\chi_{yxx} + \chi_{yyy}}{2} + \frac{\chi_{yxx} + \chi_{yyy}}{2} \cos 4\varphi + \frac{\chi_{yyx}}{2} \sin 4\varphi ,$$

Данные выражения записаны для случая эллиптически поляризованного света, который получается после прохождения линейно поляризованного вдоль оси  $x$  излучения лазера через четвертьволновую пластинку. Величина  $\varphi$  в выражениях (3.3) – это угол между оптической осью пластинки в четверть длины волны и осью  $x$ .

Поляризационные зависимости для случая линейно поляризованного излучения имеют следующий вид:

$$\frac{j_x}{I} = \frac{\chi_{xxx} + \chi_{xyy}}{2} + \frac{\chi_{xxx} + \chi_{xyy}}{4} \cos 2\alpha + \chi_{xxy} \sin 2\alpha, \quad (3.4)$$

$$\frac{j_y}{I} = \frac{\chi_{yxx} + \chi_{yyy}}{2} + \frac{\chi_{yxx} + \chi_{yyy}}{4} \cos 2\alpha + \chi_{yyx} \sin 2\alpha,$$

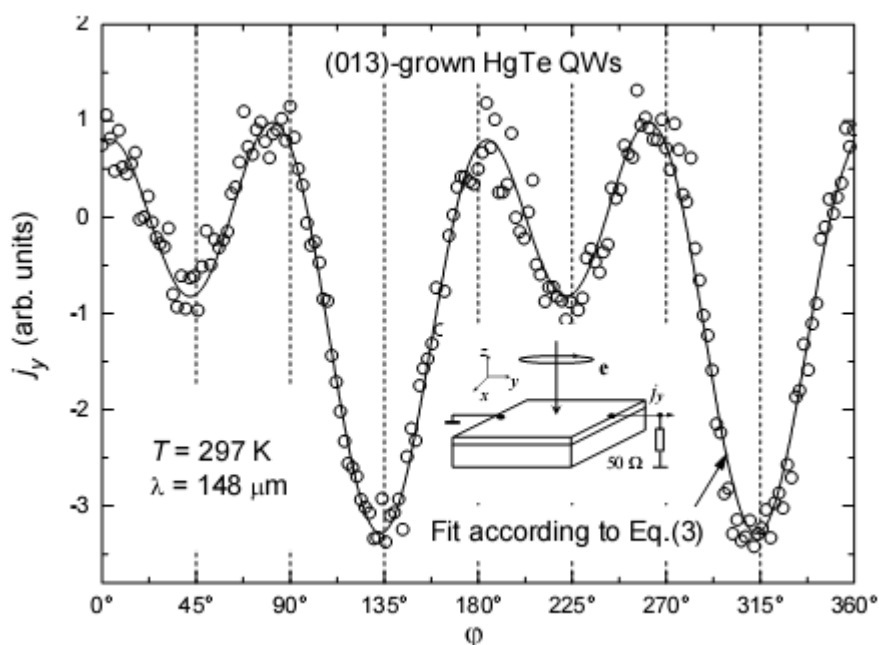


Рисунок 3.13 - Зависимость фототока  $j_y$  от  $P_{\text{circ}}$  в (113)-HgTe КЯ

Здесь  $\alpha$  – угол между плоскостью поляризации и осью  $x$ . Уравнения (3.3) и (3.4) хорошо описывают экспериментальные данные, приведённые на рисунках 3.12 и 3.13. Тот факт, что экспериментально наблюдаемые изменения соотношения  $A/a$ , которые возникают при изменении частоты падающего на образец излучения, температуры образца и интенсивности излучения, также подтверждается и находится в хорошем соответствии с уравнениями (3.3) и (3.4). В действительности все приведённые выше компоненты тензоров  $\gamma$  и  $\chi$  являются линейно независимыми, и соотношение между ними может меняться при изменении условий проведения эксперимента. Направление циркуляционного фототока,

индуцированного нормально падающим на образец излучением, для кристаллов, относящихся к группе симметрии  $C_1$ , не является локализованным в плоскости границы раздела. То же самое наблюдается и для фотогальванического тока, индуцированного линейно поляризованным излучением, в том числе и в случае, когда падающий свет поляризован в вдоль оси  $x$ .

*Детектирование состояния поляризации лазерного излучения с использованием структур с КЯ на основе HgTe.*

Данный подраздел работы посвящён описанию методики, позволяющей при комнатной температуре определять параметры поляризации лазерного излучения, применимой в инфракрасном и терагерцовом спектральных диапазонах. Прибор, реализующий данную методику, состоит из двух элементов, расположенные один за другим и осуществляющие измерение типа поляризации и азимутального угла эллипсоида поляризации. В данных элементах используются, соответственно, циркулярный фотогальванический эффект в узкозонном полупроводнике и линейный фотогальванический эффект в объёмном пьезоэлектрическом полупроводнике. Для первого из элементов возможно использовать в качестве основы и КЯ HgTe, и объёмный теллур, для второго – объёмный GaAs.

Быстрое и простое определение состояния поляризации, то есть измерение значений параметров Стокса излучения, является актуальной задачей для многих отраслей и направлений науки и техники. Например, по измерениям состояния поляризации прошедшего, отражённого или рассеянного излучения возможно анализировать свойства анизотропии широкого класса веществ. Представленный метод получения информации о состоянии поляризации света основан на использовании оптических элементов для измерения оптической разности хода. Работа описываемого детектора основана на фотогальваническом эффекте в полупроводниковых структурах с КЯ. Ранее данный принцип был продемонстрирован с использованием структур на основе легированных КЯ GaAs и SiGe при комнатной температуре с использованием в качестве источника излучения терагерцовый молекулярный лазер [78, 79]. Постоянная времени для фотогальванических токов определяется временем релаксации свободных носителей заряда в структуре и при комнатной температуре составляет величину порядка пикосекунд. Это делает возможным измерения поляризации наносекундных лазерных импульсов.

Для исследования фотогальванических эффектов в квантовых ямах изготавливались структуры с КЯ на основе узкозонного полупроводника HgTe, а также монокристаллические образцы на основе Te и GaAs. Квантовые ямы на основе HgTe характеризуются высокой подвижностью носителей заряда, малыми эффективными

массами, инвертированной зонной структурой, большим значением  $g$ -фактора и спин-орбитального расщепления подзон. Благодаря этим особенностям низкоразмерные структуры  $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$  обладают высоким потенциалом как структуры для детектирования терагерцового излучения и могут представлять основу для быстро развивающейся в последнее время спинтроники. Наиболее важным свойством описываемых структур с точки зрения анализа поляризации излучения является наличие циркулярных фотогальванических эффектов в данных структурах, то есть фотогальванических эффектов, вызываемых излучением с циркулярной, или эллиптической, поляризацией. Таким образом, всё дальнейшее рассмотрение будет связано с исследованием циркулярных фотогальванических эффектов в квантовых ямах  $\text{HgTe}$ . Будет показано, что данные структуры могут быть использованы для детектирования степени поляризации излучения в спектральном диапазоне, охватывающем среднюю и дальнюю области ИК-спектра. Данный эффект рассматривается для различных мощностей, непрерывного и импульсного лазерного излучения.

Эксперименты проводились на структурах с одиночными КЯ  $\text{Cd}_{0,7}\text{Hg}_{0,3}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_{0,7}\text{Hg}_{0,3}\text{Te}$  шириной 21 нм. Структуры выращивались на подложках из  $\text{GaAs}$  (113) с использованием метода молекулярно-лучевой эпитаксии. Двумерная концентрация и подвижность электронов в структуре, измеренные при комнатной температуре, составили, соответственно,  $9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $2,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ . В экспериментах использовался образец квадратной формы размером  $5 \times 5 \text{ мм}^2$ . Схема эксперимента представлена на вставке на рисунке 3.14. Для демонстрации работы детектора в средней ИК-области использовался  $\text{CO}_2$ -лазер с модулируемой добротностью, перекрывающий диапазон 9,2—10,8 мкм и имеющий максимальную мощность излучения порядка 1 кВт, а также  $\text{CO}_2$ -лазер, генерирующий одиночные импульсы мощностью до 100 кВт.

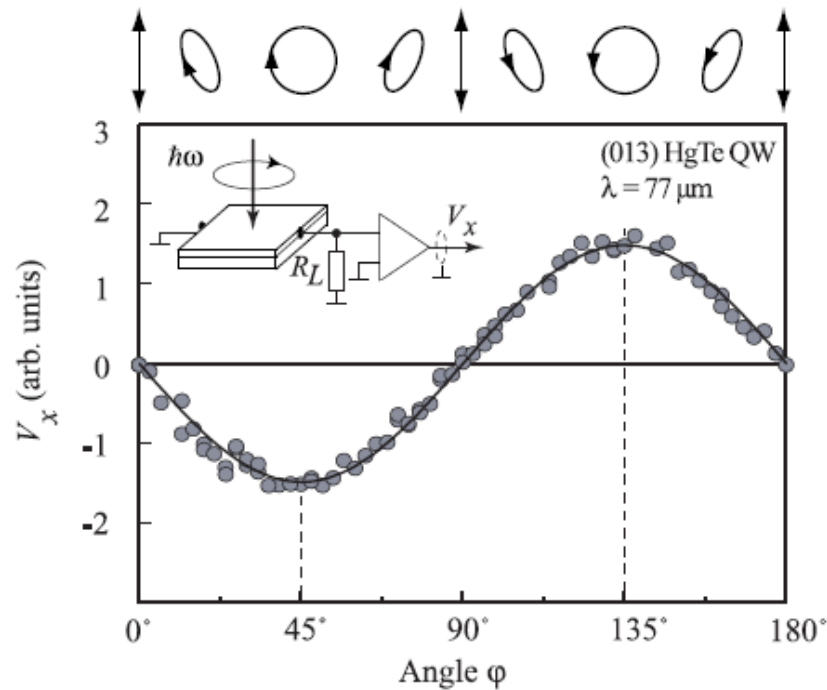


Рисунок 3.14 - Зависимость фотоотклика от поляризации падающего излучения, нормированная на величину мощности излучения. На вставке приведена схема эксперимента

Для изменения поляризации излучения использовалась четвертьволновая пластинка для терагерцового излучения и призма Френеля ИК-излучения.

Фотогальванические эффекты, используемые для определения поляризации излучения, являются источниками электрических токов, которые измеряются в облучённой структуре без приложения внешнего смещения.

При освещении образцов HgTe с КЯ нормально падающим излучением были обнаружены электрический сигнал вдоль направления  $x$ -, величина которого зависела от типа и направления поляризации падающего излучения. Это показано на рисунке 3.15 и 3.16. Измерения были сделаны при температуре жидкого азота на длине волны импульсного  $\text{NH}_3$ -лазера. Отметим, что направления протекания электрического тока в структуре зависело от направления круговой поляризации падающего излучения. Данный факт и в особенности зависимость знака тока от направления поляризации чётко указывает на то, что данный ток является фотогальваническим. Измеряемое сигнальное напряжение, являющееся следствием протекания фототока, описывается следующим выражением:

$$V_x^{\text{HgTe}} = S \omega P \cdot P_{\text{circ}},$$

где  $S \omega$  отвечает за зависимость фототока от частоты падающего излучения.

Фотогальванический ток может быть описан феноменологически. Выражение для тока с учётом параметров излучения, а именно электрического компонента излучения  $E$  и направления распространения электромагнитной волны  $\mathcal{E}$ , можно записать в следующем виде:

$$j_{\lambda} = \sum_{\rho} \gamma_{\lambda\rho} \mathcal{E}_{\rho} P_{circ} |E|^2 + \sum_{\mu, \nu} \chi_{\lambda\mu\nu} E_{\mu} E_{\nu}^* + E_{\mu}^* E_{\nu} , \quad (3.5)$$

где первое слагаемое в правой части выражения пропорционально степени эллиптической поляризации излучения  $P_{circ}$  и отвечает за проявление циркулярного фотогальванического тока в структуре, а второе слагаемое связано с линейно поляризованным компонентом излучения и отвечает за проявление линейного фотогальванического эффекта, который может накладываться на циркулярный. Параметры  $\lambda, \rho, \mu, \nu$  последовательно пробегают значения  $x, y, z$ . Рассматриваемы структуры на основе (113)-HgTe КЯ относятся к простой группе симметрии  $C_1$ , лишённой всех операций симметрии за исключением самосовмещения. Следовательно симметрия кристалла не может накладывать никакие ограничения на связь между излучением и фотогальваническим током.

Из уравнения (3.5) для нормального падения света на структуру можно получить выражение для сигнального напряжения:

$$\frac{V_x}{P} = S \omega \sin 2\varphi + b \omega \sin 4\varphi + c \omega \cos 4\varphi + d \omega , \quad (3.6)$$

где  $S \omega, b \omega, c \omega, d \omega$  определяются компонентами тензоров  $\gamma_{\lambda\rho}$  и  $\chi_{\lambda\mu\nu}$ . Хотя было определено, что в выражении (3.5) при большинстве значений длин волн доминирующим является первое слагаемое, при некоторых значениях длин волн наблюдается небольшой поляризационно независимый ток, приводящий к небольшим отклонениям зависимости  $V_x$  от  $\varphi$  от синусоидального закона. Это изображено на вставке к рисунку 3.15. Теоретическая кривая, изображённая на рисунке сплошной линией и полученная из уравнения (3.6), даёт хорошее сопоставление с экспериментом.



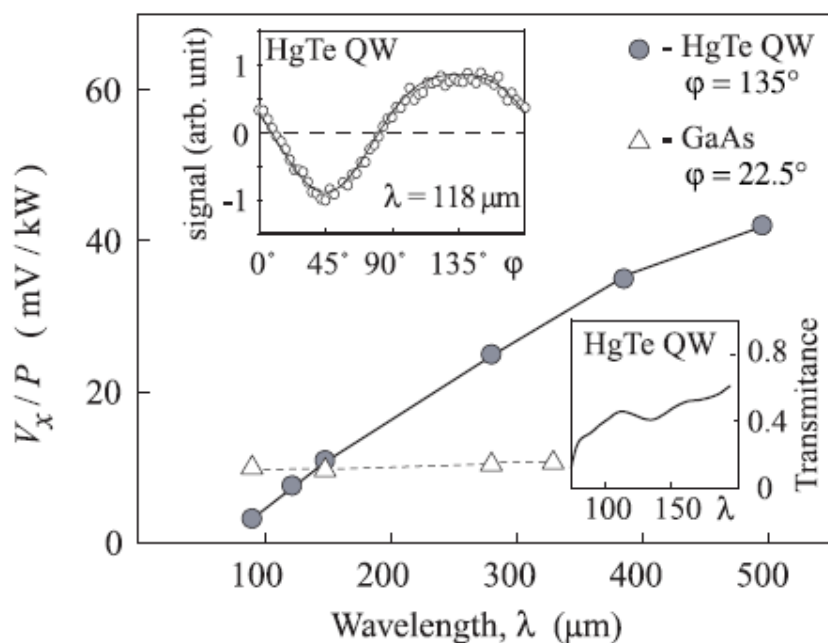


Рисунок 3.15 - Спектральная зависимость циркулярного фотогальванического тока в терагерцовом диапазоне для циркулярно поляризованного излучения с  $\phi = 135^\circ$ . На вставках приведены угловая зависимость сигнала (вверху) и спектральная зависимость пропускания (внизу)

Рисунки 3.15 и 3.16 демонстрируют спектральные зависимости циркулярного фотогальванического тока в терагерцовом и инфракрасном диапазонах, соответственно. Измерения проводились при комнатной температуре для циркулярно поляризованного излучения с  $\phi = 135^\circ$ , при котором фотогальванический ток имеет максимум.

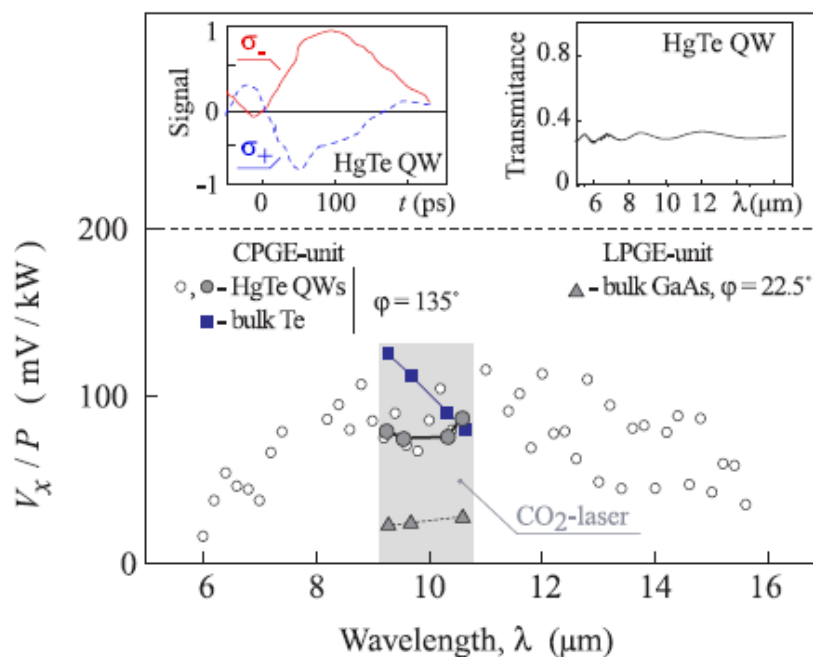


Рисунок 3.16 - Спектральная зависимость циркулярного фотогальванического тока в структурах КЯ HgTe и объёмных кристаллах Te для инфракрасного диапазона. На вставках приведены временная зависимость сигнала (слева) и спектральная зависимость пропускания (справа)

### 3.5 Фотолюминесценция структур с одиночной КЯ КРТ МЛЭ

Важной особенностью соединений  $A_2B_6$ , в частности твердых растворов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (КРТ), по сравнению с соединениями  $A_3B_5$ , является большая величина спин-орбитального расщепления ( $\sim 1$  эВ). Поэтому в излучательных структурах на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  эффективность Оже-рекомбинации значительно меньше, чем в соединениях  $A_3B_5$ . Однако использование  $Cd_xHg_{1-x}Te$  для создания излучателей ИК диапазона сдерживалось сложностью технологии получения многослойных структур с необходимым распределением состава, типом и уровнем легирования. Существенный прогресс в технологии роста многослойных структур на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  был достигнут в последние годы благодаря разработке такого метода роста как молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ), в частности для изготовления фотоприемников ИК диапазона, для которых  $CdHgTe$  является наилучшим материалом. Основой для разработки излучателей является исследование процессов излучательной и безызлучательной рекомбинации в МЛЭ структурах КРТ с квантовыми ямами. В последние годы появились ряд работ, посвященных исследованию фотолюминесценции и лазерной генерации в МЛЭ структурах КРТ [80—85].

Авторы [81] исследовали фотолюминесценцию MQW состоящей из 4-х периодов  $\text{Cd}_{0.36}\text{Hg}_{0.64}\text{Te}$  (яма)/ $\text{Cd}_{0.61}\text{Hg}_{0.39}\text{Te}$  (барьер). Структура была выращена методом МЛЭ на подложке  $\text{CdZnTe}$  (211)В с буферным слоем  $\text{Cd}_{0.36}\text{Hg}_{0.64}\text{Te}$ , толщиной 4 мкм. Толщины ям и барьеров составляли 9,2 и 29,7 нм соответственно.

Для возбуждения ФЛ использовали лазер с длиной волны  $\lambda = 2.01$  мкм, поэтому электронно-дырочные пары возбуждались только в буферном слое и ямах, так как ширина запрещенной зоны барьеров  $\text{Cd}_{0.61}\text{Hg}_{0.39}\text{Te}$  (0.76 эВ при 11 К) была больше энергии квантов возбуждения (0.617 эВ). Спектры ФЛ показаны на рисунке 3.17. В спектрах ФЛ наблюдали 2 полосы отстоящие друг от друга на 70 мэВ, при этом низкоэнергетический пик ФЛ связывался с излучательной рекомбинацией в буферном слое, а высокоэнергетический пик – с излучательной рекомбинацией в MQW структуре (переход  $E_{c1} \rightarrow E_{h1}$ ). Сдвиг пиков в коротковолновую область и уширение пиков с увеличением мощности накачки авторы связывали в разогревом образца излучением накачки.

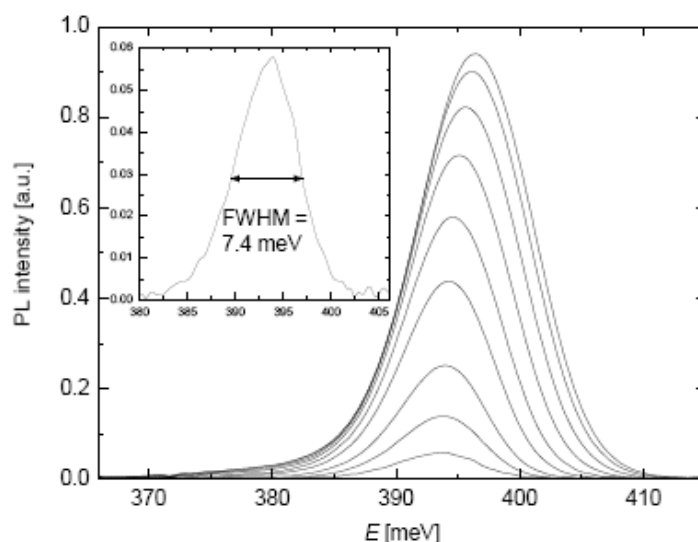


Рисунок 3.17 - Спектры ФЛ MQW (11 К) при различных мощностях накачки: 1.3, 3.2, 5.2, 10.3, 13.7, 16.2, 19.4, 22.4 и 23.4 Вт/см<sup>2</sup>. На вставке увеличенный спектр при мощности накачки 1.3 Вт/см<sup>2</sup>

Авторы [80] исследовали фотолюминесценцию MQW состоящей из 4-х периодов  $\text{Cd}_{0.36}\text{Hg}_{0.64}\text{Te}$  (яма)/ $\text{Cd}_{0.61}\text{Hg}_{0.39}\text{Te}$  (барьер), толщину ям и барьеров составляли 10 и 30 нм, и на поверхности которой была выращена дополнительно SQW толщиной 6 нм с такими же составами ямы и барьеров. Структура была выращена методом МЛЭ на подложке  $\text{CdZnTe}$  (211)В с буферным слоем  $\text{Cd}_{0.36}\text{Hg}_{0.64}\text{Te}$ , толщиной 3 мкм. Спектры ФЛ показаны на рисунке 3.18.

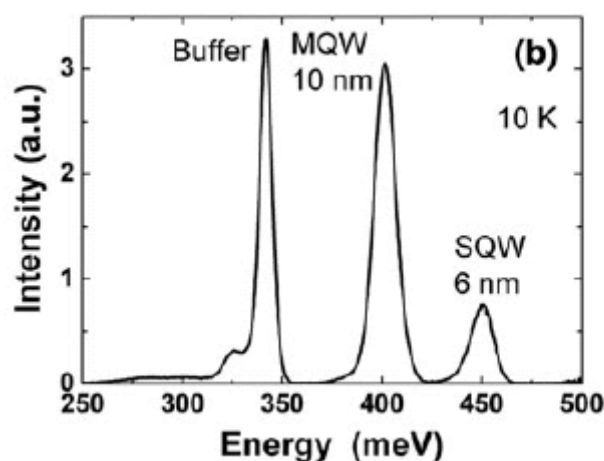


Рисунок 3.18 - Спектры ФЛ MQW с дополнительной SQW(10 K)

Различия в положении пиков связываются авторами с размерным квантованием в SQW. Авторы [81] исследовали стимулированное излучение структуры КРТ с одиночной потенциальной ямой, толщиной 200 нм и составом в яме  $x = 0,3$ . Структура выращена на подложке GaAs (013) методом МЛЭ. Накачка осуществлялась импульсным Nd:YAG лазером с рабочей длиной волны 1,064 мкм и длительностью импульсов порядка 80 нс. Использование импульсного источника оптического возбуждения позволяло избежать существенного разогрева исследуемой структуры под действием лазерного излучения.

В спектре стимулированного излучения наблюдали одну линию. Ширина запрещенной зоны для состава  $x = 0,3$  при 77 K составляет 0,244 эВ, а максимум линии стимулированного излучения находится при 4,1 мкм (0,302 эВ) (рисунок 3.19). Объяснения этому расхождению не дано. При изменении интенсивности накачки возникает смещение и уширение спектральной линии. Как следовало из измеренных величин длин волн стимулированного излучения, оно возникает по толщине в тех пространственных областях, где находится “яма” в профилях состава. Показано, что уменьшение ширины “ямы” приводит к существенно большему (в несколько раз) уширению спектральной линии при аналогичных интенсивностях накачки. Этот эффект авторы предлагают использовать для перестройки спектральной частоты в лазерных структурах на основе КРТ при изменении интенсивности оптической накачки.

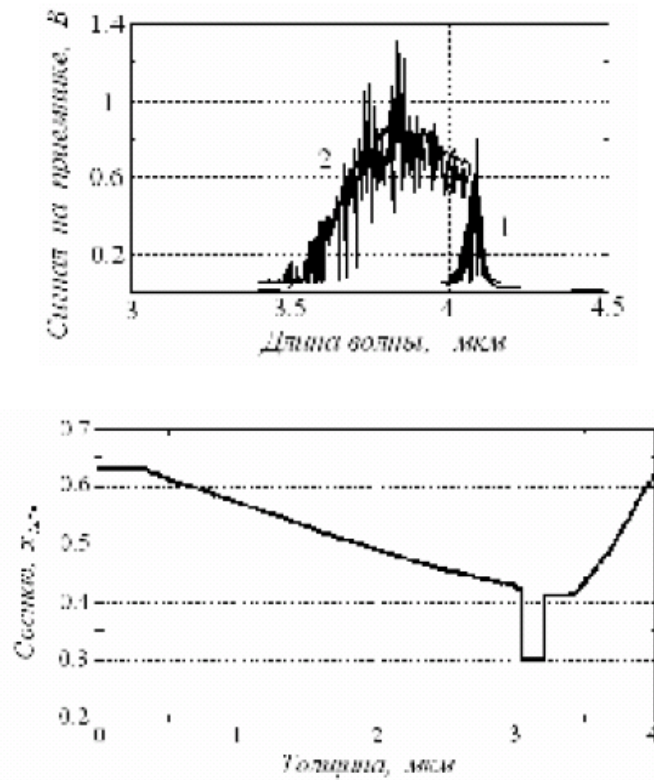


Рисунок 3.19. а) Спектры стимулированного излучения (77 К) для образца с одиночной потенциальной ямой (в спектре 2 накачка увеличена в 10 раз по сравнению со случаем 1); б) профиль состава по толщине структуры

Авторы [82, 83] провели сравнение низкотемпературного (10 К) спонтанного и стимулированного излучения трех структур КРТ: образец #3 с толстой (100 нм) одиночной потенциальной ямой с составом в яме  $x = 0,37$  и составом барьера  $x = 0,57$ ; образец #1 MQW состоящая из 5-х периодов  $\text{Cd}_{0,35}\text{Hg}_{0,65}\text{Te}$  (яма)/ $\text{Cd}_{0,55}\text{Hg}_{0,45}\text{Te}$  (барьер), толщины ям и барьеров составляли 15 и 10 нм; образец #1 SQW толщиной 15 нм с составом в яме  $x = 0,33$  и составом барьера  $x = 0,50$ . Накачка осуществлялась Nd:YLF лазером с рабочей длиной волны 1,047 мкм в непрерывном или импульсном режиме (рисунок 3.20).

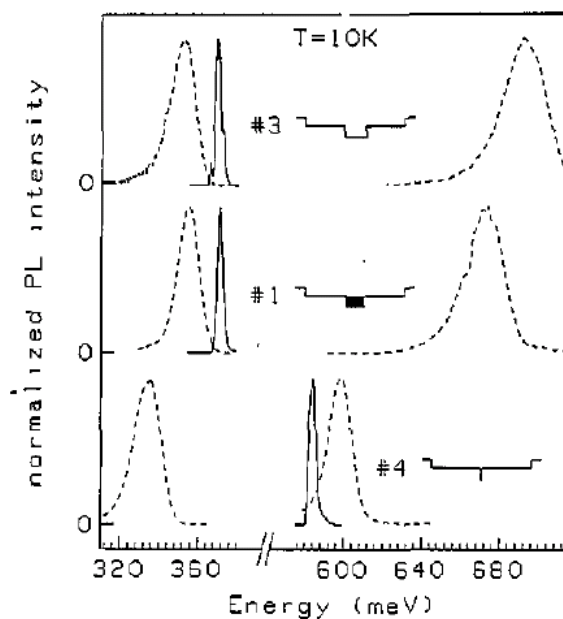


Рисунок 3.20 - Спектры спонтанного и стимулированного излучения для образцов #3, #1 и #4

Для всех образцов наблюдали две полосы спонтанного излучения соответствующие ямам и барьерам. Стимулированное излучение для ям наблюдали для образцов #3 и #1, а для образца #4 для барьера. Сравнение показывает, что важное значение имеет перенос носителей из барьеров к ямам для обеспечения инверсного заселения, так как тонкие слои КРТ обладают слабым поглощением.

Авторами [85] при исследовании усиления, потерь и внутренней эффективности межзонных каскадных лазеров с длиной волны излучения 3,6–4,1 мкм на основе AlSb/GaSb/InAs было показано, что сильное уменьшение оптического усиления при повышении температуры от 77 К до 300 К обусловлено очень сильным уменьшением Оже времени жизни.

Кроме того, в [86] было теоретически показано, что излучение из квантовых ям должно быть менее чувствительным к изменениям температуры из-за уменьшения чувствительности Оже-процессов, которые являются основным механизмом безызлучательной рекомбинации.

Таким образом, приведенный анализ работ по фотолюминесценции  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  квантовых ям показывает, что в спектрах ФЛ во всех работах наблюдали только одну полосу, связанную с переходом  $E_{c1} \rightarrow E_{h1}$  – с первого уровня квантования зоны проводимости на первый уровень квантования зоны тяжелых дырок. Отмечается также

важность Оже-процессов рекомбинации, которые для квантовых ям отличаются от таких процессов в объемном материале.

#### *Экспериментальные результаты*

Исследование фотолюминесценции проводили для структуры  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , состоящей из одиночной квантовой ямы QW061219 (HS12). Структура была выращена методом МЛЭ на подложке GaAs (013) с буферным шаром CdTe/ZnTe. Схематическое изображение структуры приведено на рисунок 3.21.

SQW структура состояла из слоя  $\text{Cd}_{0.79}\text{Hg}_{0.31}\text{Te}$  (нижний барьер) суммарной толщиной 31,5 нм, квантовой ямы  $\text{Cd}_{0.24}\text{Hg}_{0.76}\text{Te}$  толщиной 12,5 нм, верхнего барьера  $\text{Cd}_{0.8}\text{Hg}_{0.2}\text{Te}$  суммарной толщиной 27 нм. Барьерные слои в центре были легированы донорной примесью In до концентрации порядка  $N_{\text{In}} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , толщина области легирования составляла 14,3 нм для нижнего барьера и 14,7 нм – для верхнего барьера. Верхний барьер был дополнительно защищен слоем CdTe толщиной 40 нм. Ширина запрещенной зоны слоя  $\text{Cd}_{0.24}\text{Hg}_{0.76}\text{Te}$  (квантовая яма) для температуры 84 К (номинальная температура образца при исследовании ФЛ) составляет 0,15 эВ (граничная длина волны  $\lambda_0 = 8,4 \text{ мкм}$ ). Ширина запрещенной зоны барьерных слоев  $\text{Cd}_{0.79}\text{Hg}_{0.31}\text{Te}$  (нижний) и  $\text{Cd}_{0.8}\text{Hg}_{0.2}\text{Te}$  (верхний) для температуры 84 К составляет 1,09 эВ (граничная длина волны  $\lambda_0 = 1,13 \text{ мкм}$ ) и 1,11 эВ (граничная длина волны  $\lambda_0 = 1,11 \text{ мкм}$ ), соответственно.

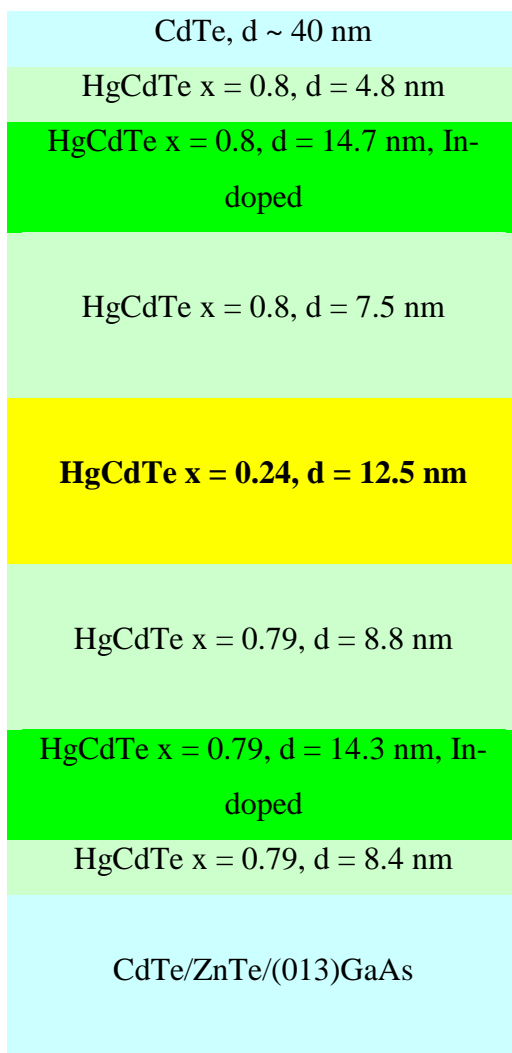


Рисунок 3.21 - Схематическое изображение структуры с одиночной квантовой ямой

Для расчетов зависимости ширины запрещенной зоны от состава и температуры (по известному составу) и наоборот, для пересчета энергии максимума пика ФЛ в состав использована зависимость  $E_g(x, T)$  [27, 28]:

$$E_g(x, T) = -0,3098 + 1,9409x - 0,7351x^2 + 0,7061x^3 + 6,345 \cdot 10^{-4}T - 2,195x + 0,309x^2 + 0,343x^3, \text{ эВ} \quad (3.7)$$

Для возбуждения ФЛ использовали мощный полупроводниковый лазер с длиной волны  $\lambda_{\text{нак}} = 0,808$  мкм в непрерывном режиме при различных уровнях накачки: 1,2 А – 100 мВт; 1,7 А – 490 мВт; 2,2 А – 900 мВт; 2,7 А – 1400 мВт. Для регистрации ФЛ использовали светосильный монохроматор МДР-2 и охлаждаемый фоторезистор Ge:Аu. Модулированное механическим модулятором (SR540, Stanford Research Systems, США) излучение лазера с частотой 193 Гц регистрировали фазовым селективным усилителем Lock-In Amplifier SR830 (Stanford Research Systems, США). Измерение проводили в интервале от азотной



температуры (84 К) до комнатной температуры. Возбуждение ФЛ осуществляли со стороны защитного слоя CdTe, излучение лазера накачки фокусировали на образец в криостате с помощью специального позолоченного параболического зеркала, сигнал ФЛ с помощью линзы фокусировали на входную щель монохроматора.

Энергия квантов лазера возбуждения составляла 1,53 эВ (длина волны  $\lambda = 0,808$  мкм), поэтому электронно-дырочные пары возбуждались и в буферных слоях КРТ и в квантовой яме.

Спектры фотолюминесценции SQW структуры HS12 приведены на рисунке 3.22. Номинальная температура образца (без учета нагрева излучением накачки) составляла 84 К. Спектры в длинноволновой области построены с учетом поглощения излучения в атмосфере. При повышении температуры интенсивность люминесценции резко уменьшалась.

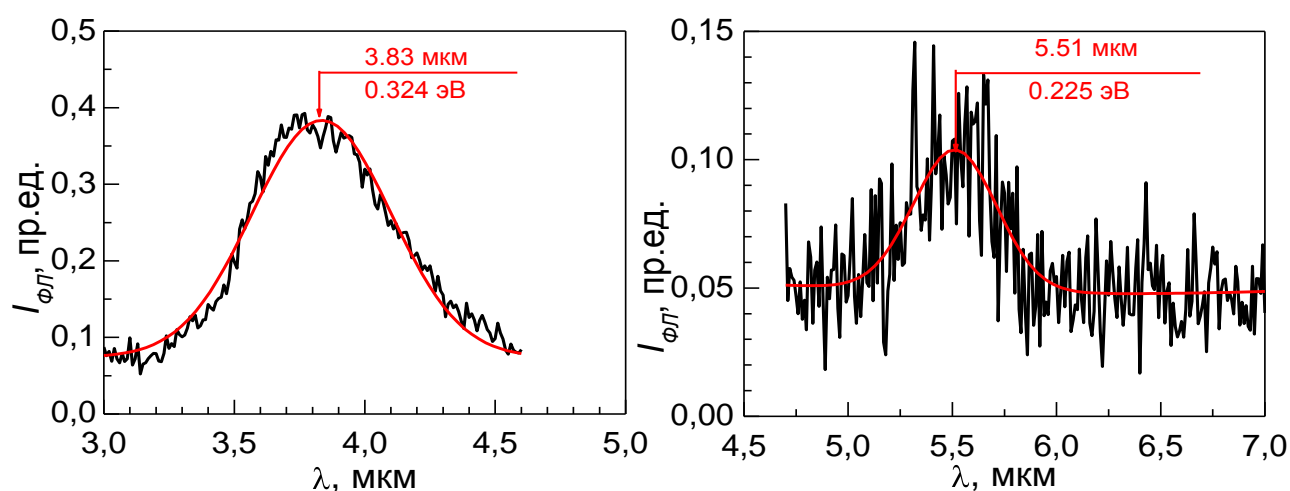


Рисунок 3.22 - Спектры фотолюминесценции гетероструктуры HS-12 при 84 К,  $P_{воз.} = 1,2$  Вт

В спектрах фотолюминесценции исследованной структуры наблюдали 2 гауссовских полосы с энергией в максимуме для коротковолновой полосы 0,324 эВ (длина волны  $\lambda_{max} = 3,83$  мкм) и с энергией в максимуме для длинноволновой полосы 0,225 эВ (длина волны  $\lambda_{max} = 5,51$  мкм). Интенсивность длинноволновой полосы приблизительно в 5 раз меньше, чем коротковолновой полосы.

#### *Оценка параметров КЯ*

Для анализа полученных результатов был проведен расчет уровней размерного квантования и их волновых функций, оценка интегралов перекрытия для основных переходов и оценка отношения времен излучательной и безызлучательной (Оже) рекомбинации для основных переходов.

Оценки положения уровней размерного квантования для квантовой ямы (КЯ) на основе КРТ ( $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ) проведены методом огибающих волновых функций. Яма предполагалась конечной глубины, с симметричным профилем потенциала (рисунок 3.23).

При конечной высоте барьеров огибающая волновой функции отлична от нуля в широкозонных слоях структуры и удовлетворяет уравнению Шрёдингера:

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_B} \frac{d^2}{dz^2} + V \right) \varphi(z) = E_z \varphi(z), \quad (3.8)$$

где  $m_B$  – эффективная масса носителей заряда в широкозонной области структуры,  $E_z$  – энергия размерного квантования,  $V$  – величина потенциального барьера для электронов (дырок) в яме, равная величине разрыва зоны проводимости  $\Delta E_c$  (валентной зоны  $\Delta E_v$ ). Величина разрывов зон и, соответственно, высота барьера  $V$  в яме для электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне определялась из расчёта зонной диаграммы посредством решения уравнения Пуассона.

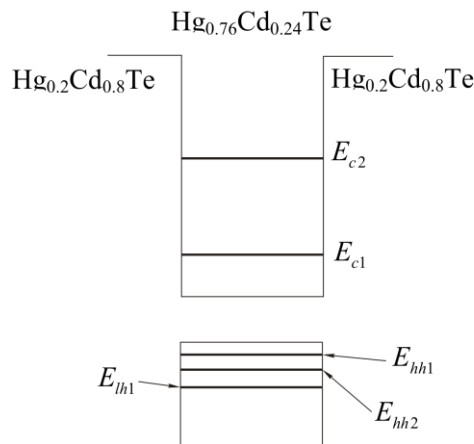


Рисунок 3.23 - Энергетическая диаграмма структуры с КЯ

При переходе через гетерограницу огибающая волновой функции и её производная должны сохранять свою величину. Граничные условия для уравнения (3.8):

$$\varphi|_A = \varphi|_B, \quad \frac{1}{m_A} \frac{d\varphi}{dz} \Big|_A = \frac{1}{m_B} \frac{d\varphi}{dz} \Big|_B. \quad (3.9)$$

Чётное решение уравнения (2) запишется в виде:

$$\varphi(z) = \begin{cases} C \cos kz & \text{при } |z| \geq \frac{a}{2}; \\ D \exp\left[-\xi\left(|z| - \frac{a}{2}\right)\right] & \text{при } |z| \leq \frac{a}{2}. \end{cases} \quad (3.10)$$

Здесь  $\xi = \sqrt{2m_B(V - E_z)/\hbar^2}$ ,  $k = \nu\pi/a$ , где  $\nu$  – номер подзоны размерного квантования. Систему (2.10) перепишем с учётом (2.9):

$$C \cos k \frac{a}{2} = D, \quad -\frac{k}{m_A} C \sin k \frac{a}{2} = -\frac{\xi}{m_B} D,$$

откуда получаем трансцендентное уравнение для энергии чётных состояний:

$$\operatorname{tg} k \frac{a}{2} = \frac{m_A \xi}{m_B k}.$$

Аналогичное уравнение для нечётных состояний имеет вид:

$$\operatorname{ctg} k \frac{a}{2} = -\frac{m_A \xi}{m_B k}.$$

При расчётах использовались следующие зависимости свойств КРТ от состава:

Эффективная масса электронов и лёгких дырок:

$$m = m_0 \left( \frac{3 E_g}{2 E_p} \right) \left( \Delta + \frac{3}{2} E_g \right) \Delta + E_g,$$

где  $E_p = 18 + 3x$  эВ,  $\Delta = 1$  эВ, а  $E_g$  определялась из выражения

$$E_g(x, T) = -0,25 + 1,59x + 1 - 2,02x - 5,233 \cdot 10^{-4} T + 0,327x^3$$

Эффективная масса тяжёлых дырок:

$$m_{hh} = 0,55m_0,$$

Концентрация электронов предполагалась равной  $n_0 = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , ширина ямы – 12,5 нм.

Результаты расчета для  $T = 84$  К приведены на рисунке 3.24 и в таблице 1.

Барьер для электронов  $V_e = 0,641$  эВ; барьер для дырок  $V_h = 0,331$  эВ, ширина запрещённой зоны в яме  $E_g = 0,159$  эВ.

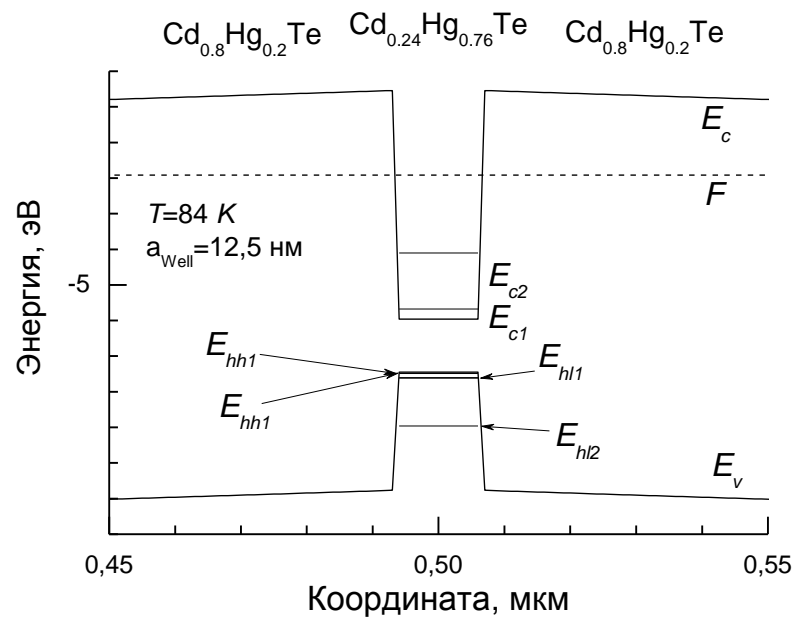


Рисунок 3.24 – Потенциальный профиль структуры

Энергии уровней размерного квантования в рассматриваемой структуре имеют следующие значения:

$$E_{c1} = 0,028 \text{ эВ.}$$

$$E_{c2} = 0,185 \text{ эВ.}$$

$$E_{hl1} = 0,017 \text{ эВ.}$$

$$E_{hl2} = 0,151 \text{ эВ.}$$

$$E_{hh1} = 0,0037 \text{ эВ.}$$

$$E_{hh2} = 0,015 \text{ эВ.}$$

Таблица 1 – Возможные типы излучательных переходов и их параметры

Тип перехода	Энергия кванта, эВ	Длина волны $\lambda$ , мкм	Интеграл перекрытия	$R$ (изл.)/ $G$ (Оже.), $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$
Межподзонные переходы электронов в зоне проводимости				
$c_2 \rightarrow c_1$	0,157	7,9		
Межзонные переходы электронов				
$c_1 \rightarrow hl_1$	0,204	6,1	1,742	3,58
$c_2 \rightarrow hl_2$	0,495	2,5	1,104	11640,00
$c_1 \rightarrow hh_1$	0,190	6,5	1,297	6,09
$c_2 \rightarrow hh_2$	0,359	3,5	1,036	988,65

#### *Анализ результатов*

Отличительной особенностью полученных спектров фотолюминесценции является то, что интенсивность коротковолнового пика ФЛ превышает интенсивность длинноволнового пика. Энергия коротковолнового пика ФЛ (0,324 эВ) близка к рассчитанной энергии перехода  $c_2 \rightarrow hh_2$  (0,359 эВ), и таким образом ее можно сопоставить переходу между вторым уровнем размерного квантования в зоне проводимости и вторым уровнем размерного квантования зоны тяжелых дырок. Энергия длинноволнового пика ФЛ (0,225 эВ) близка к рассчитанной энергии перехода  $c_1 \rightarrow hh_1$  (0,190 эВ), и таким образом ее можно связать с переходом между первым уровнем размерного квантования в зоне проводимости и первым уровнем размерного квантования зоны тяжелых дырок. Однако известно, что заселенность первого уровня размерного квантования значительно превышает заселенность второго уровня, и таким образом следовало бы ожидать обратного соотношения между интенсивностями коротковолновой и длинноволновой полос ФЛ. Объяснение этого противоречия, по нашему мнению, дает учет отношения темпов излучательной  $R$  и безызлучательной (Оже)  $G$  рекомбинации для этих переходов. Из таблицы 1 видно, что для перехода  $c_2 \rightarrow hh_2$  отношение  $R$  (изл.)/ $G$  (Оже.) превышает отношение  $R$  (изл.)/ $G$  (Оже.) для перехода  $c_1 \rightarrow hh_1$  в  $\sim 160$  раз. Таким образом,

именно интенсивность Оже-рекомбинации приводит к уменьшению интенсивности длинноволновой полосы ФЛ по сравнению с коротковолновой полосой ФЛ.

Отличия в наблюдаемых экспериментально и рассчитанных теоретически энергиях переходов можно объяснить тем, что состав твердого раствора  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  в яме, равный  $x = 0,24$ , полученный по данным *in-situ* эллипсометрии в процессе роста структуры, может отличаться от реального состава. Второй причиной может быть разогрев образца излучением накачки, что приводит к увеличению ширины запрещенной зоны КРТ в квантовой яме.

#### 4 Сравнение расчетных и экспериментальных результатов характеристик фоточувствительных и светоизлучающих структур КРТ МЛЭ

В предыдущем разделе дан краткий обзор результатов изучения свойств двумерных электронных систем в квантовых ямах (КЯ) на основе двойного гетероперехода CdHgTe/HgTe/CdHgTe с ориентацией поверхности (100) и (013). Описаны основные особенности энергетического спектра. Приведены результаты экспериментов, позволяющие получить информацию о параметрах данного спектра.

На основе измерения циклотронного резонанса найдена зависимость эффективной массы двумерных электронов в HgTe квантовых ямах с инвертированной зонной структурой от их концентрации ( $N_s$ ) в диапазоне  $2,2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2} \leq N_s \leq 9,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Эта зависимость указывает на заметную непараболичность спектра: масса растет с ростом  $N_s$  от значения  $(0,026 \pm 0,005)m_0$  до  $(0,0335 \pm 0,005)m_0$ .

Полученные результаты можно сравнить с результатами эксперимента [89], проведенного на структурах с квантовыми ямами, в которых асимметрия ямы достигалась путем сильного легирования только одного HgCdTe верхнего (более близкого к поверхности) барьера, основанный на измерении биений шубниковских осцилляций, что полностью подтверждает сделанный на основе расчетов наш вывод.

На рисунке 4.1, взятом из [89], показаны осцилляции ШдГ для асимметричных ям. Прекрасно видны биения этих осцилляций.

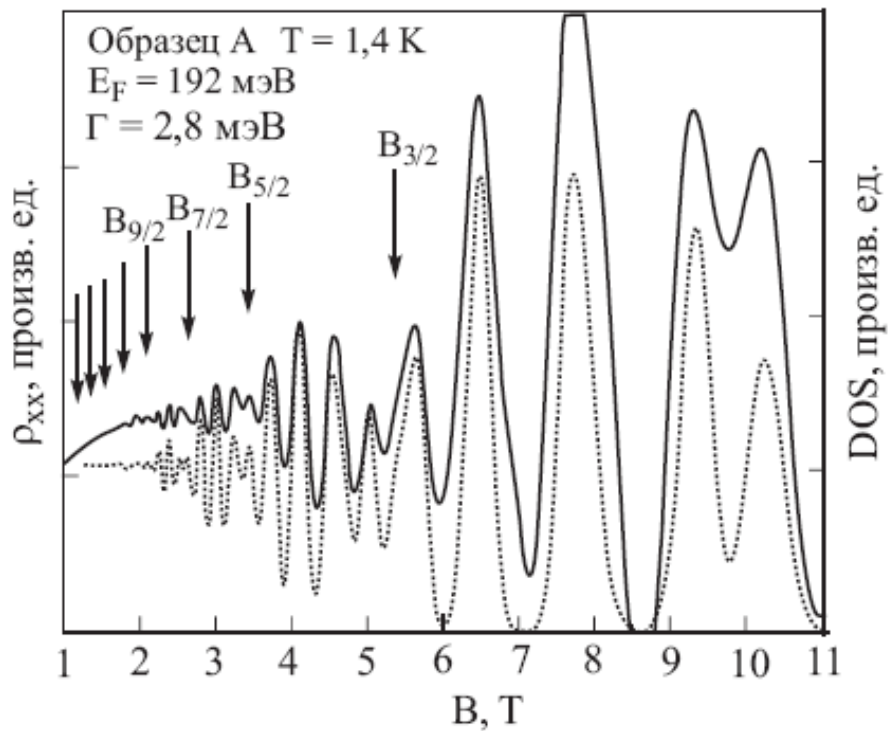


Рисунок 4.1 - Осцилляции ШдГ для ассиметрично легированной КЯ HgTe толщиной 12,5 нм. Стрелками указаны биения

На рисунке 4.2, также из [89], приведены величины спинового расщепления, найденные по указанным биениям в зависимости от циклотронной энергии электронов  $w_c$ . Как видно, спиноое расщепление в ДЭГ действительно достигает гигантских величин (более чем на порядок выше, чем в широко исследованных модельных спиновых системах на основе InAs), сравнимых с комнатными температурами.



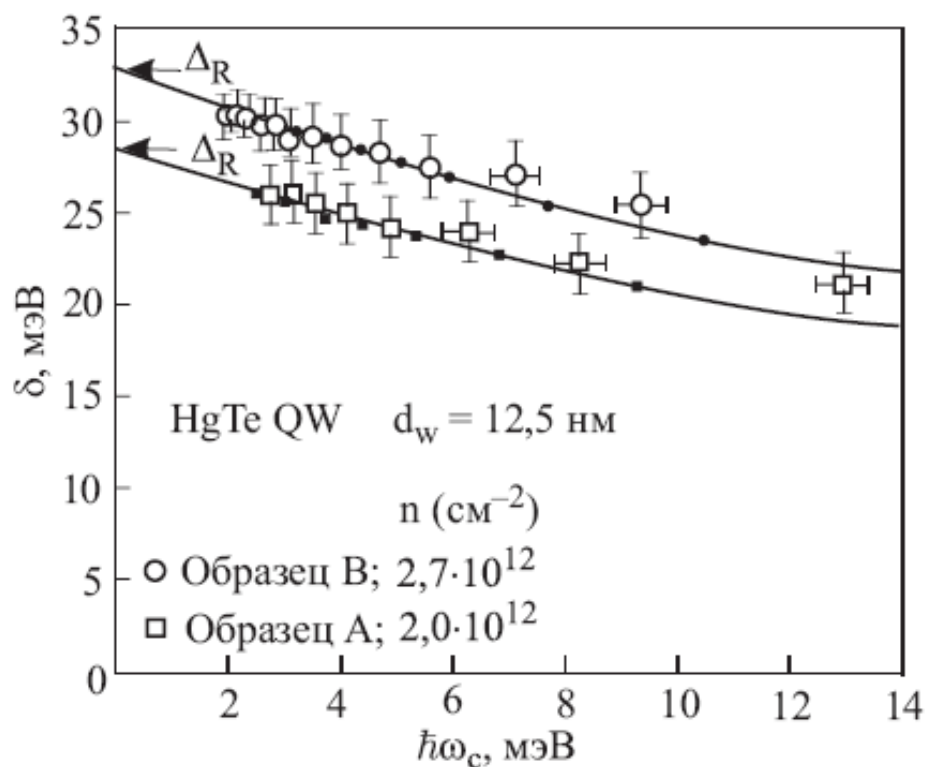


Рисунок 4.2 - Спиновое расщепление, найденное из биений ШдГ осцилляций

В работе излагаются результаты экспериментального исследования переходов квантовая холловская жидкость–изолятор и плато–плато в ДЭС в квантовых ямах на основе теллурида ртути. Описана недавно обнаруженная в исследованных КЯ двумерная электронно-дырочная система, являющаяся первой реализацией двумерного полуметалла. Установлено, что она возникает в слабелегированных КЯ с инвертированной зонной структурой и ориентацией поверхности (013). Обнаружен целый ряд особенностей в магнитотранспорте (положительное магнитосопротивление, знакопеременный эффект Холла, аномальное поведение в режиме квантового эффекта Холла), связанных с одновременным существованием двумерных электронов и дырок.

Подтверждением полученных выводов служит поведение этой системы в квантующих магнитных полях и режиме квантового эффекта Холла. Во-первых, видно, что осцилляции Шубникова–де Гааза не растут монотонно с ростом магнитного поля, а ведут себя нерегулярно. Более того, они не демонстрируют обычной для ДЭГ или ДДГ периодичности по шкале обратного магнитного поля. В диапазоне полей 1–2 Тл их амплитуда аномально мала для двумерной системы с такими высокими подвижностями и при таких низких температурах ( $T = 0,25$  К). Но при  $B \approx 2,5$  Тл на зависимости  $\rho_{xx}(B)$  появляется широкий и глубокий минимум, сопровождаемый плато холловского сопротивления, соответствующий фактору заполнения  $n = 1$ . Положение плато и минимума

соответствует разностной концентрации ДД и ДЭ ( $P_s - N_s$ ), тем самым подтверждая установленный ранее факт [74], что квантовый эффект Холла в двумерной Э-Д системе отражает именно эту концентрацию. Причем подобный результат впервые получен для  $\nu = 1$ . В остальном поведение данной системы в режиме КЭХ существенным образом отличается от того, что наблюдалось ранее [74]. Особенно доказательным выглядит уже описанное поведение  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  с ростом магнитного поля. Фактически оно указывает, что до определенного значения магнитного поля (в данном случае до 2,5 Тл) в системе наблюдаются аномально малые щели между уровнями Ландау, за которыми затем при 2,5 Тл  $> B > 4,5$  Тл следует одна большая щель для состояния с  $\nu = 1$ . Этот факт свидетельствует о сильной гибридизации спектра обнаруженной Э-Д системы в квантующем магнитном поле, приводящей к его радикальной перестройке по сравнению с двумерными системами с одним типом носителей заряда.

Высокая чувствительность и линейность системы детектирования, достигнутые при проведении исследований, описанных в данной работе, имеют значения, достаточные для того, чтобы в полной мере проводить анализ поляризации излучения как непрерывных лазеров низкой мощности, так и импульсных лазеров, имеющих высокие значения мощности импульса. Малые значения времени релаксации носителей заряда в исследуемой структуре на основе HgTe при комнатной температуре делают возможным анализ поляризации субнаносекундных лазерных импульсов.

Эксперименты с косым падением излучения на структуру показали, что циркулярный фотогальванический ток имеет максимум при нормальном падении света. Это изображено на рисунке 4.3, где угол падения изменялся в интервале  $\pm 30^\circ$  на длине волны излучения 148 мкм и циркулярной поляризации падающего излучения. Из представленного графика видно, что при отклонении от нормального падения чувствительность структуры значительно падает и уменьшается с увеличением угла наклона. Такое поведение следует из уравнения для фототока (3.5), приводящего к зависимости  $j \propto t_p t_s \cos \theta$ , где  $t_p, t_s$  – коэффициенты Френеля для волн с  $s$ - и  $p$ -поляризацией, а  $\theta$  – угол преломления, определяемый из закона Снеллиуса-Декарта. Однако экспериментально обнаруживается, что для исследуемого образца падение фототока с увеличением угла более значительное, чем то, которое предсказывается формулами Френеля. Возможно, это связано с тем, что на фотогальванический ток оказывает влияние при наклонном падении эффект фотонного увлечения [90]. Оба эффекта являются функциями степени поляризации  $P_{circ}$  и имеют одинаковую временную кинетику, что негативно влияет на работоспособность прибора.

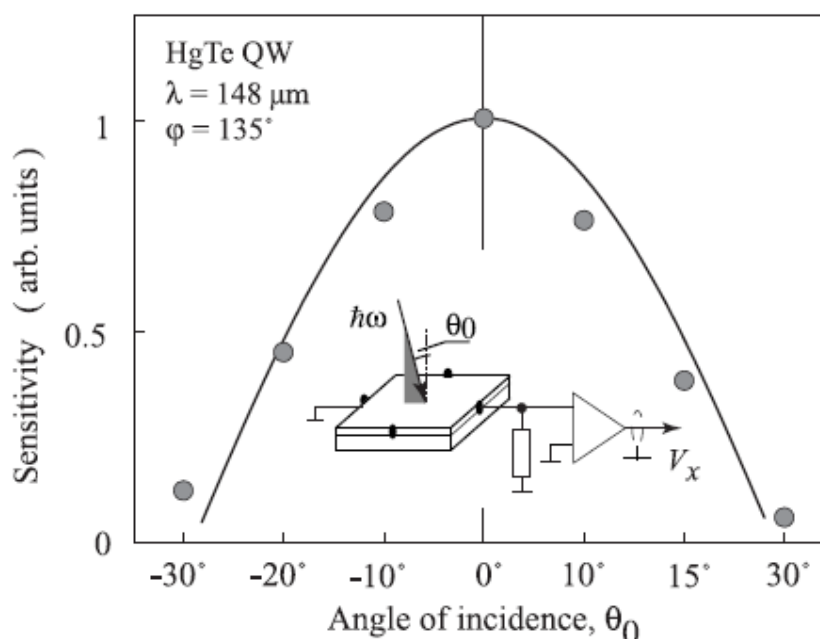


Рисунок 4.3 - Чувствительность структуры (113)-HgTe с КЯ в зависимости от степени отклонения падающего излучения от нормального падения

Для того, чтобы получить значения всех параметров Стокса для анализа поляризации излучения, помимо параметров круговой поляризации, которые определяются при помощи циркулярного фотогальванического тока, необходимо также знать ориентацию эллипса поляризации. Ранее для этой цели использовались линейные фотогальванические эффекты в квантово-размерных структурах на основе SiGe. Линейные фотогальванические токи наблюдались в данном материале в случае излучения среднего ИК-диапазона [91]. Однако, в данных экспериментах наблюдалась весьма малая величина сигнала и фотоотклик был получен только для длины волны 10 мкм, соответствующей межподзонному резонансному переходу в структуре.

Значительно лучшие результаты с точки зрения увеличения чувствительности прибора и расширения спектрального диапазона дают объёмные кристаллы GaAs, относящиеся к точечной группе симметрии  $T_d$ . Поскольку в кристаллах, относящихся к данной группе симметрии, запрещено возбуждение циркулярных фотогальванических токов, линейный фототок может быть обнаружен в структуре при возбуждении излучением как с круговой, так и с линейной поляризацией.

Для того, чтобы получить значения параметров Стокса для излучения, сигналы с элементов КЯ HgTe и объёмного GaAs должны измеряться одновременно. Из полученных с элементов детектора сигналов можно абсолютно однозначно определить параметры поляризации анализируемого излучения. Параметры Стокса определяются путём прямых

измерений параметров излучения на основании полученных с элементов детектора сигналов:

$$s_0 = |E|^2,$$

$$\frac{s_1}{s_0} = \frac{|E_x|^2 - |E_y|^2}{|E|^2} = \frac{V_{[11\bar{2}]}^{\text{GaAs}}}{P \cdot C \omega},$$

$$\frac{s_2}{s_0} = \frac{E_x E_y^* + E_y E_x^*}{|E|^2} = \frac{V_{[1\bar{1}0]}^{\text{GaAs}}}{P \cdot C \omega},$$

$$\frac{s_3}{s_0} = \frac{i E_y E_x^* - E_x E_y^*}{|E|^2} = P_{\text{circ}} = \frac{V_x^{\text{HgTe}}}{P \cdot C \omega},$$

где параметр  $s_0$  не содержит информацию о поляризации световой волны и представляет собой значение её интенсивности. Представленное сравнение расчётных зависимостей, полученных на основании предложенной в работе модели, с зависимостями, измеренными экспериментально, демонстрирует хорошее соответствие результатов моделирования с экспериментом.

В работе экспериментально исследованы и теоретически проанализированы спектры фотолюминесценции структур КРТ с одиночной КЯ. Обнаружено существование двух полос люминесценции, связанных с межзонной излучательной рекомбинацией электронов между различными уровнями размерного квантования в яме. Отличительной особенностью полученных спектров фотолюминесценции является то, что интенсивность коротковолнового пика ФЛ превышает интенсивность длинноволнового пика, что противоречит известному факту о существенно различной заселенности первого и второго уровней размерного квантования.

Проведен анализ представленных в работе результатов расчета уровней размерного квантования и их волновых функций, оценка интегралов перекрытия для основных переходов и оценка отношения времен излучательной и безызлучательной (Оже) рекомбинации для основных переходов.

Результаты расчета для  $T = 84$  К приведены в таблице 1.

Из таблицы 1 видно, что отличительной особенностью полученных спектров фотолюминесценции является то, что интенсивность коротковолнового пика ФЛ превышает интенсивность длинноволнового пика. Энергия коротковолнового пика ФЛ (0,324 эВ) близка к рассчитанной энергии перехода  $c_2 \rightarrow hh_2$  (0,359 эВ), и таким образом ее можно сопоставить переходу между вторым уровнем размерного квантования в зоне проводимости и вторым уровнем размерного квантования зоны тяжелых дырок. Энергия длинноволнового пика ФЛ (0,225 эВ) близка к рассчитанной энергии перехода  $c_1 \rightarrow hh_1$

(0,190 эВ), и таким образом ее можно связать с переходом между первым уровнем размерного квантования в зоне проводимости и первым уровнем размерного квантования зоны тяжелых дырок. Однако известно, что заселенность первого уровня размерного квантования значительно превышает заселенность второго уровня, и таким образом следовало бы ожидать обратного соотношения между интенсивностями коротковолновой и длинноволновой полос ФЛ. Объяснение этого противоречия, по нашему мнению, дает учет отношения темпов излучательной  $R$  и безызлучательной (Оже)  $G$  рекомбинации для этих переходов. Из таблицы 1 следует, что для перехода  $c_2 \rightarrow hh_2$  отношение  $R$  (изл.)/ $G$  (Оже) превышает отношение  $R$  (изл.)/ $G$  (Оже.) для перехода  $c_1 \rightarrow hh_1$  в  $\sim 160$  раз. Таким образом, именно интенсивность Оже-рекомбинации приводит к уменьшению интенсивности длинноволновой полосы ФЛ по сравнению с коротковолновой полосой ФЛ.

## 5 Корректировка физико-математической модели формирования спектральных характеристик фоточувствительных и светоизлучающих наноразмерных структур на основе КРТ МЛЭ

### 5.1 Оптическое поглощение в объёмном КРТ

Оптическое поглощение в объёмном КРТ является одной из основных характеристик, определяющих его использование в качестве приёмника оптического излучения. В связи с этим при проектировании фотоприёмного устройства на основе КРТ необходимо знать границу его фундаментального, или краевого, поглощения, то есть спектральную область, в которой под действием света осуществляются переходы электронов между валентной зоной и зоной проводимости. Следует отметить, что краевое поглощение – не единственный механизм поглощения света в однородном КРТ, однако он является наиболее значимым с практической точки зрения. Именно фундаментальное поглощение света характеризует  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  как материал для собственного фотоприемника при длинах волн, равных 3—5 или 8—14 мкм.

В области спектра, примыкающей к краю фундаментального поглощения с длинноволновой стороны (энергия кванта – 0,01–0,03 эВ), проявляется поглощение свободными носителями, поглощение между зонами тяжелых и легких дырок и оптические переходы примесь-зона.

Фундаментальное поглощение определяется оптическими переходами между зонами  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$ , которые имеют разную чётность, что делает дипольные переходы между ними разрешёнными. В КРТ межзонные оптические переходы являются также прямыми в силу того, что экстремумы зон  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$  лежат в центре зоны Бриллюэна.

На втором этапе выполнения НИР была описана методика расчёта коэффициента поглощения для объёмного материала КРТ. Согласно описанной методике коэффициент поглощения света в рамках модели Кейна определяется следующим образом:

$$\alpha = \alpha_h \hbar\omega + \alpha_l \hbar\omega .$$

Здесь  $\alpha_h$  – коэффициент поглощения света при оптических переходах между зоной тяжелых дырок и зоной проводимости, а  $\alpha_l$  – коэффициент поглощения при переходах между зоной легких дырок и зоной проводимости:

$$\alpha_h \hbar\omega = 38 \frac{10^4}{n} \left( \frac{m'_{hh}}{m_0} \right) \left( \frac{m_c}{m_0} \right)^{-1/2} E_g / \hbar\omega^{1/2} A \hbar\omega - E_g^{1/2} \gamma^2, \text{ см}^{-1},$$

$$\alpha_l \hbar\omega = 5 \frac{10^4}{n} \hbar\omega - E_g^{1/2} \hbar\omega + E_g^{1/2} \beta^2, \text{ см}^{-1},$$

где  $n$  – показатель преломления;  $\hbar\omega$ ,  $E_g$  – определены в эВ.

При выводе данных соотношений было принято, что законы дисперсии в зоне проводимости и зонах легких и тяжелых дырок являются параболическими:

$$E_c \quad k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c},$$

$$E_{hl} \quad k = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_{hl}},$$

$$E_{hh} \quad k = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_{hh}}.$$

где  $m'_{hh} = m_{hh}m_0/m_{hh} + m_0$ ,  $m_0$  – масса свободного электрона,  $m_{hh}$  – масса тяжелых дырок,  $m_{hl}$  – масса лёгких дырок,  $m_c$  – масса электронов.

$$A = \frac{2\hbar\omega - E_g}{2\hbar\omega + \frac{E_g m'_{hh}}{m_0}},$$

$$\gamma^2 = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{E_g}{\eta} \right),$$

$$\beta^2 = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \left( \frac{E_g}{\eta} \right)^2,$$

$$\eta^2 = E_g^2 + \frac{8}{3} P^2 k^2,$$

где  $P$  – матричный элемент оператора импульса в теории Кейна, равный  $P = 7,8 \cdot 10^{-8}$  эВ·см, а коэффициенты  $\gamma^2$ ,  $\beta^2$  определяют изменение матричных элементов с энергией.

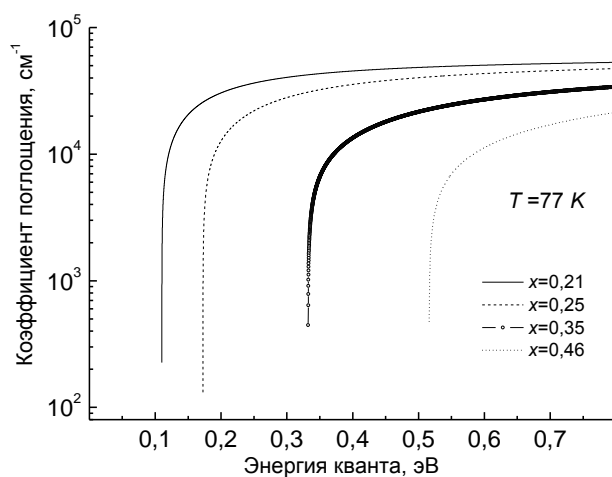


Рисунок 5.1 - Фундаментальное поглощение в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при различных значениях состава при температуре 77 К

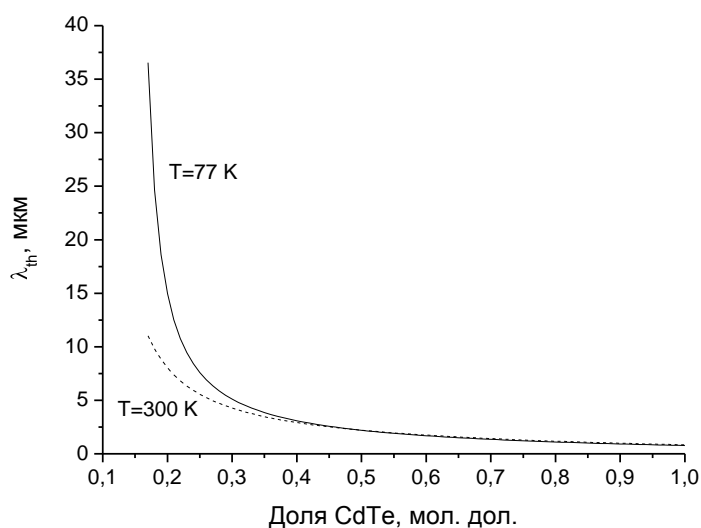


Рисунок 5.2 - Зависимость граничной длины волны  $\lambda_{th}$  от состава КРТ при температурах 77 и 300 К

На рисунке 5.1 приведены рассчитанные при помощи описанной модели спектральные зависимости коэффициента поглощения для объёмного  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при различных значениях состава материала.

Из представленных на рисунке 5.1 зависимостей видно, что использование материала КРТ различных составов позволяет управлять спектральной областью поглощения фотоприёмника в весьма широких пределах. В этом можно убедиться,



рассмотрев зависимость граничной длины волны фотоприёма от состава КРТ. На рисунке 5.2 представлены данные зависимости при температурах 77 и 300 К. Из рисунка видно, что потенциал твёрдого раствора КРТ, как фоточувствительного материала, весьма велик, и его использование может позволить почти полностью перекрыть практически значимую часть инфракрасного спектра – от 0,9 мкм вплоть до 20 мкм.

Другой особенностью КРТ является существенная зависимость ширины запрещённой зоны данного материала от рабочей температуры фотоприёмного устройства, следствием чего является значительное изменение граничной длины волны фотоприёма от температуры. Из зависимостей, представленных на рисунке 5.2, можно наблюдать, что влияние температуры на собственное поглощение материала в значительной степени сказывается для малых значений составов КРТ ( $x \leq 0,4$ ). Этот факт является одним из негативных факторов, затрудняющих создание и применение фотодетекторов на основе КРТ для длинноволновой части ИК-спектра.

На рисунке 5.3 представлены рассчитанные спектральные зависимости коэффициента поглощения для КРТ с составом  $x = 0,2$  при различных значениях температуры. Изменение температуры от азотной до комнатной приводит к сдвигу края фундаментального поглощения более чем на 0,5 эВ, что в единицах длин волн составляет приблизительно  $\Delta\lambda \approx 4$  мкм. С другой стороны, большинство современных ИК фотоприёмных устройств, в том числе и на основе КРТ, являются охлаждаемыми вплоть до азотных температур. Увеличение температуры устройства в процессе его работы контролируется охлаждающей системой путём отвода избыточного тепла.

Одной из основных тенденций современной инфракрасной оптоэлектроники в отношении фотоприёмных устройств является увеличение рабочей температуры детектора. Проблема сильной зависимости рабочей длины волны от температуры для КРТ может стать существенной проблемой фотоприёмных устройств работающих при комнатной температуре, причём не только на основе КРТ.

Это в меньшей степени касается коротковолновых фотоприёмных устройств на основе КРТ. Рисунок 5.4 демонстрирует рассчитанные спектральные зависимости коэффициента поглощения для  $\text{Hg}_{0,6}\text{Cd}_{0,4}\text{Te}$  при различных значениях температуры. Из сравнения зависимостей, представленных на рисунках 5.3 и 5.4, можно сделать вывод о том, что для КРТ с большими значениями стехиометрического состава  $x$  температура оказывает меньшее влияние на спектральные характеристики, а для составов в области  $x \geq 0,4$  влияние температуры практически незаметно (рисунок 5.5).

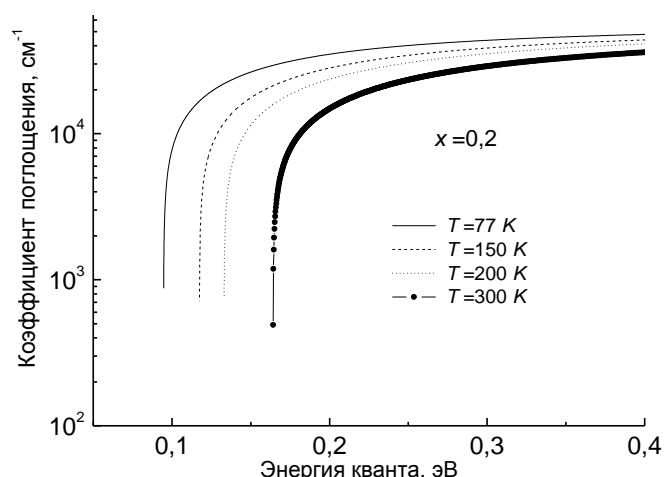


Рисунок 5.3 - Краевое поглощение в  $\text{Hg}_{0,8}\text{Cd}_{0,2}\text{Te}$  при различных значениях температуры

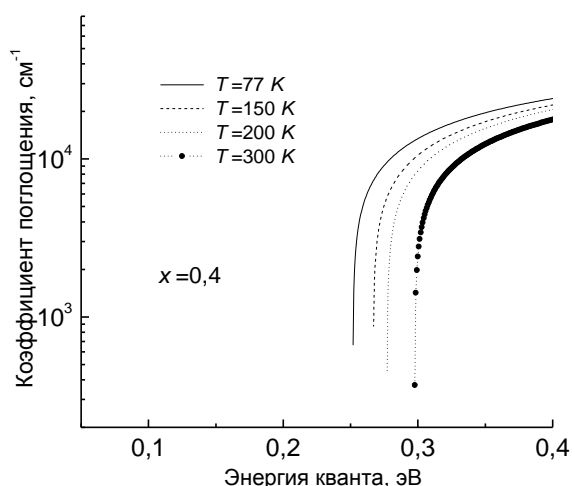


Рисунок 5.4 - Краевое поглощение в  $\text{Hg}_{0,6}\text{Cd}_{0,4}\text{Te}$  при различных значениях температуры

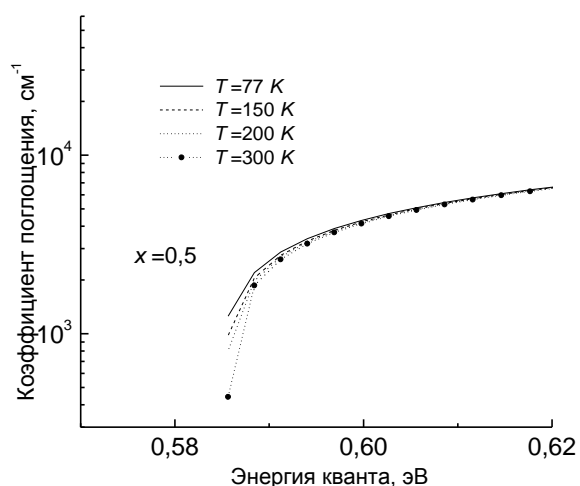


Рисунок 5.5 - Краевое поглощение в  $\text{Hg}_{0,5}\text{Cd}_{0,5}\text{Te}$  при различных значениях температуры

Твёрдый раствор КРТ является в первую очередь важнейшим материалом инфракрасной фотоэлектроники для спектральных областей 3—5 и особенно 8—14 мкм, которые соответствуют окнам прозрачности земной атмосферы. Сложилось так, что составы  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с широкой запрещённой зоной  $E_g \geq 0,4-0,5$  эВ оказались вне интересов исследователей оптоэлектронных приборов. Тем не менее, этот материал потенциально подходит для фотоприёмников, работающих в окнах прозрачности кварцевого оптического

волокон 1,3 и 1,55 мкм. Поскольку бинарные соединения образуют непрерывный ряд твёрдых растворов при любом соотношении компонентов, КРТ с повышенным содержанием CdTe может использоваться в диапазоне более коротких длин волн, вплоть до  $\lambda = 0,83$  мкм, соответствующей ширине запрещённой зоны CdTe.

На рисунке 5.6 представлены кривые оптического поглощения КРТ с высокими значениями состава ( $x = 0,64; 0,71$ ), демонстрирующие возможность использования данного материала для фотоприёмных элементов, работающих в ближней ИК-области на длинах волн  $\lambda = 1,3; 1,55$  мкм.

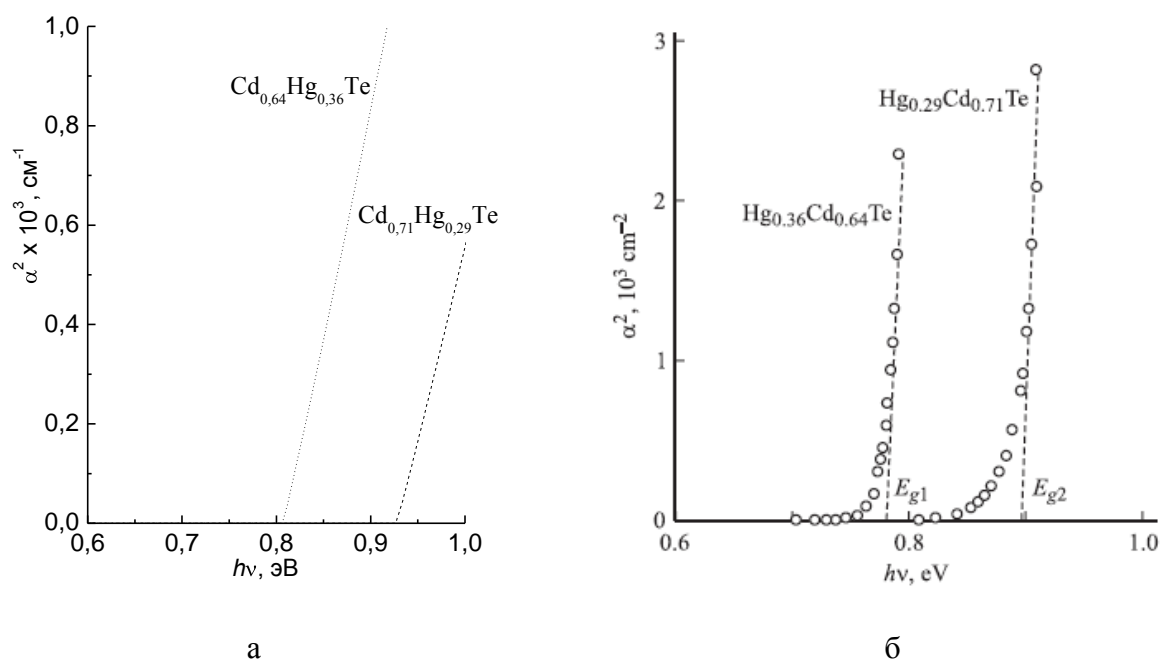


Рисунок 5.6. Кривые оптического поглощения кристаллов Cd<sub>0.64</sub>Hg<sub>0.36</sub>Te и Cd<sub>0.71</sub>Hg<sub>0.29</sub>Te при комнатной температуре; а – расчёт по модели Кейна,

б – экспериментальные данные [92]

## 5.2 Физико-математическая модель люминесценции из структур на основе объёмного КРТ

В настоящее время, несмотря на значительное развитие нанoeлектроники и нанофотоники, в том числе на основе структур КРТ, объёмный материал КРТ остаётся весьма перспективным для целей создания излучательных устройств среднего и дальнего ИК-диапазонов. Его существенными преимуществами по сравнению с квантово-размерными структурами на основе КРТ является простота конструкций приборов и отработанные

методики их изготовления. Однако существенной трудностью, останавливающей развитие твердотельных излучателей среднего ИК-диапазона на основе КРТ, является возрастающая доля безызлучательной Оже-рекомбинации в узкозонных полупроводниках по сравнению с излучательным механизмом. Одним из возможных путей преодоления этой трудности является использование квантово-размерных эффектов в структурах КРТ. При помощи размерного квантования в специальном образом спроектированных структурах возможно наложить ограничения на особые типы переходов, в том числе и на Оже-переходы. Тем не менее, в настоящее время продолжают исследования излучательных процессов в однородном КРТ, в некоторых из которых достигнуты весьма существенные результаты.

Существенного продвижения в длинноволновую область ИК-спектра достигнуто не было, что объясняется, в частности, и недостаточно высоким качеством образцов, а также использованием образцов, не являющихся оптимальными с точки зрения получения лазерной генерации. В литературе сообщалось в основном о проведении низкотемпературных экспериментов (при температуре не выше температуры жидкого азота). Так, в работе [93] сообщалось о создании лазеров с оптической накачкой, которые излучали в области длин волн от 1,25 до 2,97 мкм при температуре жидкого азота. Непрерывная генерация на длине волны 2,79 мкм была получена при температуре 12 К. Стимулированное излучение пленок КРТ для  $x = 0,5$  на длине волны 2,13 мкм наблюдалось в работе [94]. Стимулированное излучение из пленок КРТ с  $x = 0,46$  (при  $T = 12$  К, на длине волны 2,42 мкм), выращенных на подложке CdTe, наблюдалось в работе [95]. При температуре жидкого азота максимальная длина волны наблюдаемого стимулированного излучения в ранних работах составляла 2,97 мкм [93]. Ограничение длины волны сверху часто связывали при этом с проявлением Оже-рекомбинации для узкощелевых полупроводников.

Для расчёта спектров люминесценции, являющихся одними из основных характеристик полупроводниковых структур, используемых в качестве основы для светодиодных или лазерных структур, воспользуемся методикой, описанной на втором этапе выполнения НИР и основанной на модели люминесценции полупроводников Ван Русбрека-Шокли.

Согласно данной модели люминесценция однородной полупроводниковой структуры описывается следующим выражением:

$$I_{\omega} = \frac{8\pi k_B^2 T^3}{2\pi \hbar^3 c^2} \frac{\alpha_{\omega} n^2 \hbar \omega}{e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}} - 1} \tau_R, \quad (5.1)$$

где  $n$  – показатель преломления материала,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\tau_R$  – излучательное время жизни в КРТ.

Величина  $\alpha \omega$  в выражении (5.1) представляет собой полученную в предыдущем подразделе частотную зависимость коэффициента поглощения КРТ, рассчитанную в приближении модели Кейна.

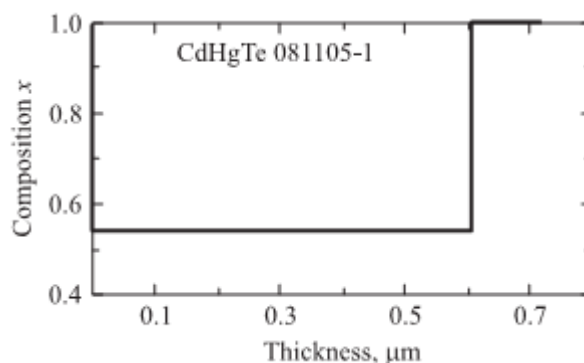


Рисунок 5.7 - Распределение состава по координате для структуры на основе объёмного КРТ № 1 [96]

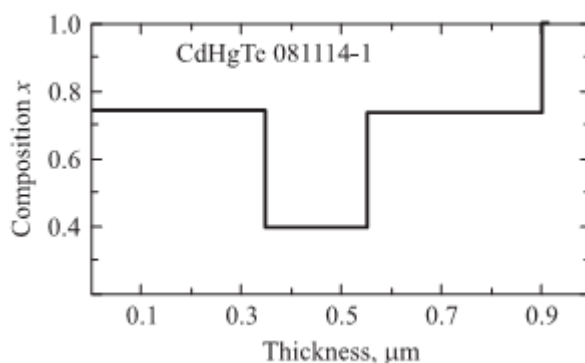


Рисунок 5.8 - Распределение состава по координате для структуры на основе объёмного КРТ № 2 [96]

Рассмотрим модель люминесценции из структур на основе объёмного КРТ. Проведём модельные расчёты спектров фотолюминесценции различных структур на основе однородного КРТ. Рассмотрим структуры, которые условно обозначим № 1 и № 2. Координатные профили распределения стехиометрического состава в данных структурах представлены на рисунках 5.7 и 5.8. Экспериментальные данные по представленным структурам взяты из [96]. При проведении экспериментальных исследований в работе [96] использовались образцы КРТ с профилем состава, изображённом на рисунке 5.7, после роста; после отжига в режиме  $260^\circ\text{C}$  в течение 3 ч; после отжига в режиме  $290^\circ\text{C}$  в течение 1 ч. Структуры, состав которых изображен на рисунке 5.8 также различались по параметрам роста: после роста, после отжига в

режиме  $250\text{ }^{\circ}\text{C}$  в течение 3 ч. Ширина запрещенной зоны для активного слоя КРТ (в центральной „яме“) в таких структурах соответствует длине волны излучения около  $2,81\text{ }\mu\text{m}$  (определено при комнатной температуре  $T = 300\text{ K}$  по границе фотопроводимости).

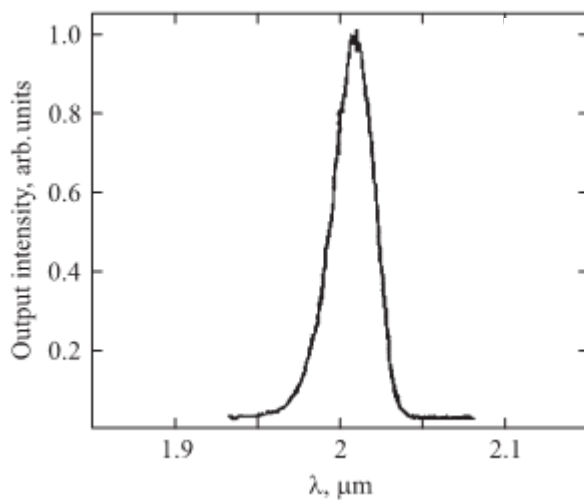


Рисунок 5.9 - Спектр стимулированного излучения структуры № 1 на основе однородного КРТ при оптической накачке на длине волны  $650,7\text{ nm}$  при комнатной температуре, полученный экспериментально [96]

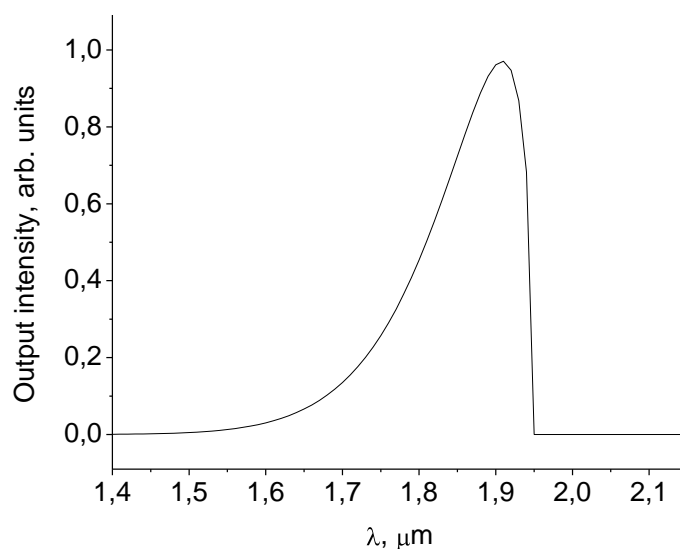


Рисунок 5.10 - Спектр фотолюминесценции структуры № 1 на основе однородного КРТ при комнатной температуре, рассчитанный из (5.1)

Отличительной особенностью последних структур оказалось то, что для них стимулированное излучение при комнатной температуре  $T = 300$  К наблюдалось на длине волны 2,5 мкм (а также на длинах волн, чуть меньших и несколько больших, в зависимости от интенсивности оптической накачки) только для структур после отжига в режиме  $250$  °С в течение 3 ч. В структурах же после роста (без отжига) при комнатной температуре наблюдалось только спонтанное излучение. Это показывает, что режим отжига гетероструктур может быть принципиально важен для создания лазерных структур.

На рисунке 5.9 представлена экспериментальная зависимость интенсивности фотолюминесценции из структуры № 1, взятая из [96]. Рисунок 5.10 демонстрирует результат численного моделирования спектральной зависимости фотолюминесценции для той же структуры, выполненный на основании описанной в данной работе методики (выражение (5.1)). Из сравнения представленных кривых можно видеть, что оба графика качественно имеют одинаковую форму. На теоретической кривой отчётливо виден резкий завал в длинноволновой части спектра, в значительной степени менее выраженный на экспериментальной кривой.

Более существенным моментом, отличающим теоретическую и экспериментальную кривые, является несовпадение пиков спектров люминесценции. Для расчёта ширины запрещённой зоны в однородном КРТ в рамках используемой расчётной модели было использовано следующее выражение [97]:

$$E_g(x, T) = -0,302 + 1,93x - 0,81x^2 + 0,832x^3 + 5,35 \cdot 10^{-4} (1 - 2x) T.$$

Как следует из представленного на рисунке 5.7 графика, демонстрирующего распределение состава  $x$  в структуре по координате, значение состава для активного слоя, в котором происходит процесс излучательной рекомбинации носителей заряда, составляет величину  $x = 0,55$ . Для температуры  $T = 300$  К согласно приведённому выше выражению для ширины запрещённой зоны граничная длина волны излучения при фотолюминесценции для рассматриваемой структуры составляет  $\lambda_g \cong 1,95$  мкм, что отчётливо можно наблюдать на теоретической кривой.

Сдвиг граничной длины волны излучения в эксперименте в длинноволновую область может быть связан с эффектом заполнения разрешённых энергетических состояний вблизи краёв энергетических зон, то есть с эффектом Бурштейна-Мосса. Оценить величину данного эффекта для структур, описанных в [96], не представляется возможным, поскольку авторы работы не приводят никаких данных по уровню легирования структур и концентрациям носителей заряда в них.

Аналогичные результаты можно получить и при сравнении теоретических и экспериментальных спектральных характеристик фотолюминесценции для структуры, представленной на рисунке 5.8.

Рисунок 5.11 демонстрирует экспериментальные спектры фотолюминесценции структуры № 2, снятые при различных уровнях оптической накачки. Можно заметить, положение пика люминесценции также зависит и от интенсивности накачки.

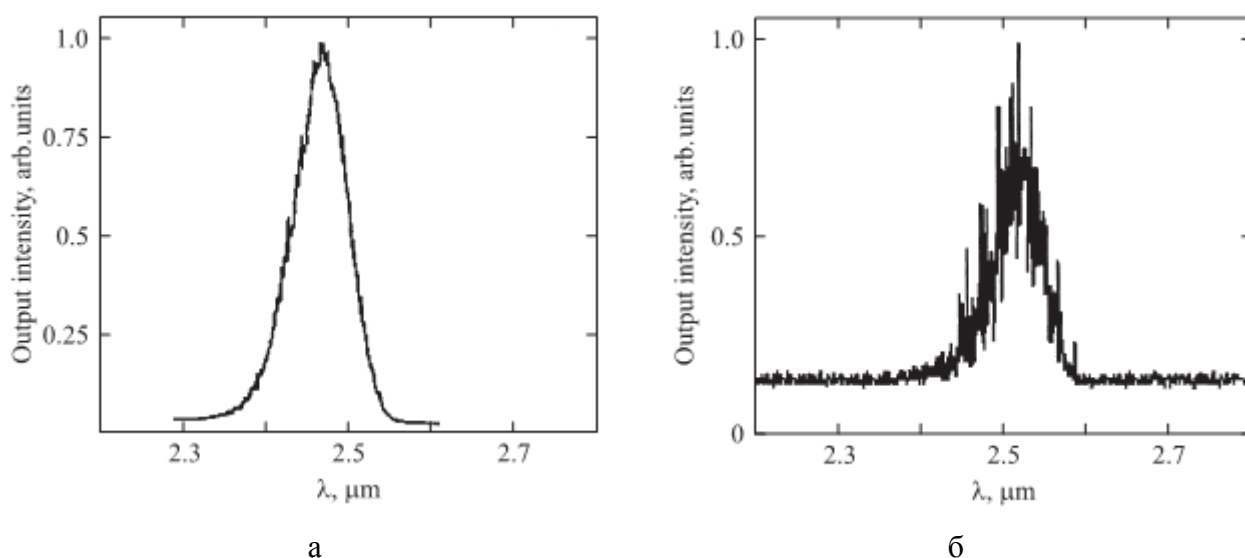


Рисунок 5.11. Спектры стимулированного излучения структуры № 2 на основе однородного КРТ при оптической накачке на длине волны 650,7 нм при комнатной температуре, полученные экспериментально в [36]. В случае б интенсивность накачки меньше, чем в случае а



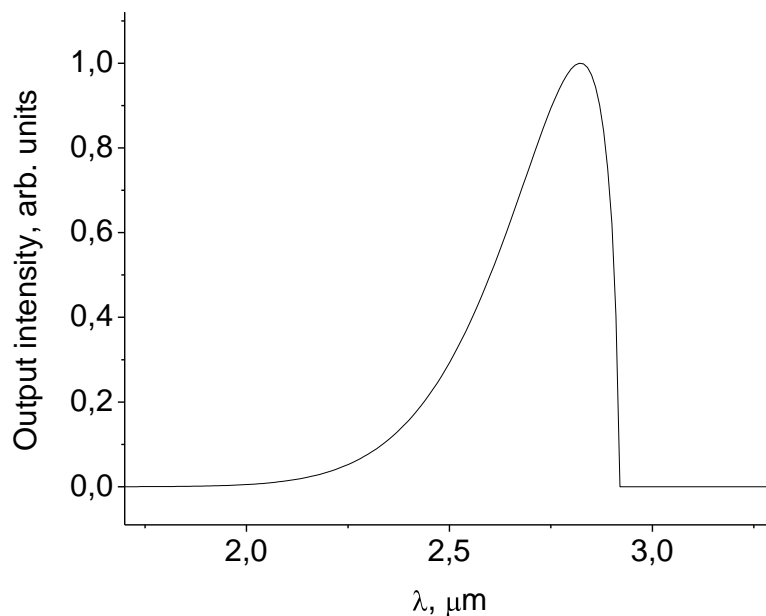


Рисунок 5.12. Спектр фотолюминесценции структуры № 2 на основе однородного КРТ при комнатной температуре, рассчитанный из (5.1)

В случае структуры № 2 также можно наблюдать существенное различие в положении пиков спектров фотолюминесценции теоретических и экспериментальных кривых. Сравнивая графики, представленные на рисунке 5.11, с теоретической кривой (рисунок 5.12) можно сделать вывод о том, что увеличение интенсивности оптической накачки оказывает существенное влияние на положение максимума интенсивности. Теоретическая кривая, полученная исходя из модели, в которой не было учтено влияние излучения накачки, сдвинута относительно экспериментальных кривых в длинноволновую область спектра.

Из сравнения трёх кривых на рисунках 5.11 и 5.12 также отчётливо видно влияние эффекта Бурштейна-Мосса на рабочую длину волны излучения в структуре. Увеличение уровня оптической накачки приводит к возрастанию скорости генерации электронно-дырочных пар в полупроводнике, следствием чего является заполнение уровней энергии вблизи краёв энергетических зон. В результате возможными становятся только переходы с большими энергиями квантов, чем в случае отсутствия накачки.

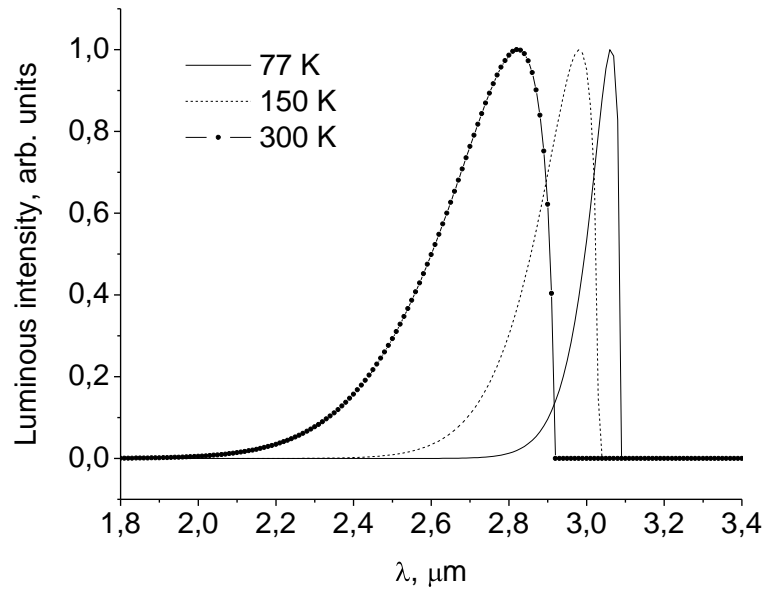


Рисунок 5.13 - Спектры люминесценции структур на основе объёмного  $\text{Cd}_{0,4}\text{Hg}_{0,6}\text{Te}$  при различных значениях температуры

По аналогии с рассмотрением коэффициента поглощения объёмного КРТ, проанализируем поведение спектров люминесценции при варьировании технологических параметров и условий работы потенциальных излучающих приборов на основе данного материала.

На рисунке 5.13 представлены спектральные зависимости интенсивности фотолюминесценции для объёмного КРТ состава  $x = 0,4$  при различных значениях температуры. Видно, что с ростом температуры максимум излучения смещается в коротковолновую область ИК-спектра, что определяется температурной зависимостью ширины запрещённой КРТ.

Состав КРТ в значительно большей степени влияет на спектральные характеристики структур, чем температура. Рисунок 5.14 демонстрирует существенную зависимость положения пика люминесценции от состава  $x$ . Как можно видеть из представленных кривых, применение КРТ позволяет перекрыть практически всю значимую часть ИК-спектра излучения, от коротковолновой области, включающей в себя окна прозрачности кварцевого стекла, используемого в волоконно-оптической связи, до дальнего ИК-диапазона, в котором лежат окна прозрачности атмосферы и частоты колебательно-вращательных переходов молекул и комплексов.

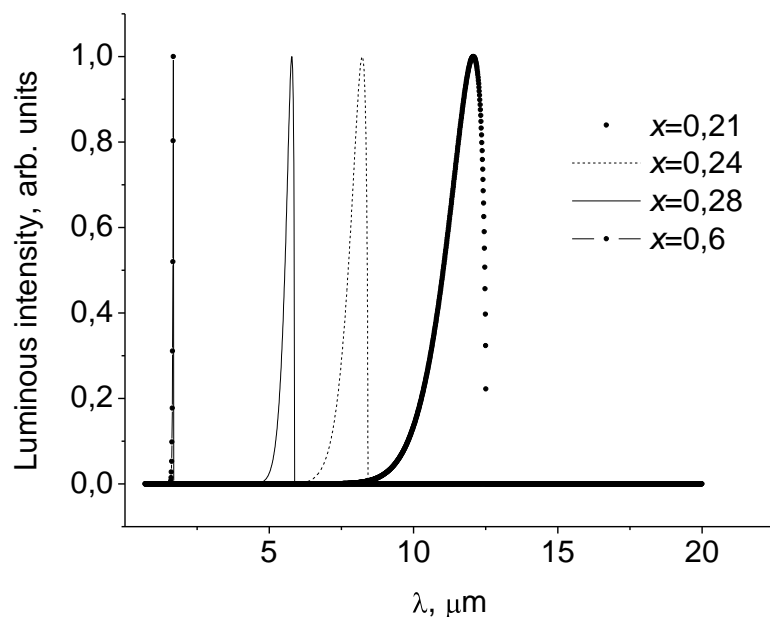


Рисунок 5.14 - Спектры люминесценции структур на основе объёмного КРТ и температуре  $T = 77$  К при различных значениях состава рабочего слоя

Однако, как упоминалось ранее, создание излучающих структур на основе узкозонного КРТ со значениями состава порядка  $x \approx 0,2$ , затруднено в силу значительного возрастания скорости безызлучательной Оже-рекомбинации по сравнению с излучательной рекомбинацией.

На рисунке 5.15 представлены графики, демонстрирующие зависимости времён жизни при излучательной и Оже-рекомбинации от температуры образца. Видно, что для материала КРТ состава  $x = 0,2$  время жизни при Оже-рекомбинации имеет меньшие значения, чем излучательное время жизни, что негативно влияет на квантовую эффективность люминесценции КРТ.

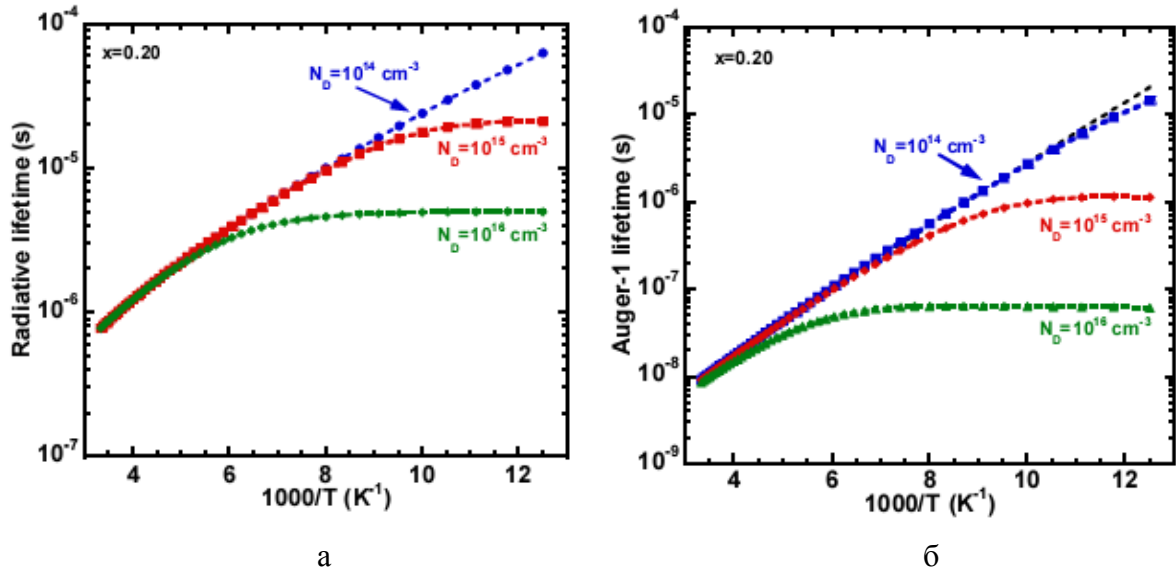


Рисунок 5.15. Времена жизни при излучательной (а) и Оже-рекомбинации (б) в однородном КРТ с  $x = 0,2$

Этот факт делает необходимым учёт процесса Оже-рекомбинации при проектировании излучающих устройств на основе объёмного КРТ.

При расчёте времени жизни при Оже-рекомбинации в рамках данной работы использована модель Бити и Ландсберга [98]. Бити и Ландсберг положили в основу своего расчёта простейшую модель, в которой зона проводимости и валентная зона имеют стандартный вид с квадратичным законом дисперсии, скалярными эффективными массами  $m_c$  и  $m_v$  и экстремумами, локализованными в одной точке зоны Бриллюэна. Кроме того, предполагается, что время жизни неравновесных носителей тока велико по сравнению со средним временем между соударениями, так что функции вероятности заполнения состояний для электронов и дырок описываются распределением Ферми-Дирака.

В рамках предложенной модели время жизни Оже определяется следующими соотношениями [98]:

$$\tau_A = \frac{n_i^2}{(n_0 + p_0) \left[ G_{mn} \left( \frac{n}{n_0} \right) + G_{pp} \left( \frac{p}{p_0} \right) \right]},$$

$$G_{mn} = 1.32 \cdot 10^{17} \frac{(m_c / m_0) |F_1 F_2|^2}{\varepsilon_\infty^2 (1 + \mu)^{1/2} (1 + 2\mu)} n_0 \left( \frac{kT}{E_g} \right)^{3/2} \exp \left[ - \left( \frac{1 + 2\mu}{1 + \mu} \right) \frac{E_g}{kT} \right],$$

$$G_{pp} = 1.32 \cdot 10^{17} \frac{(m_{hh} / m_0) |F_1 F_2|^2}{\varepsilon_\infty^2 (1 + 1/\mu)^{1/2} (1 + 2/\mu)} p_0 \left( \frac{kT}{E_g} \right)^{3/2} \exp \left[ - \left( \frac{2 + \mu}{1 + \mu} \right) \frac{E_g}{kT} \right],$$

где  $\mu = \frac{m_c}{m_{hh}}$ ;  $G_m$  и  $G_{pp}$  – скорости генерации носителей заряда при электронных и дырочных столкновениях, соответственно;  $n_0$ ,  $p_0$  – равновесные концентрации электронов и дырок;  $n$ ,  $p$  – неравновесные концентрации электронов и дырок;  $n_i$  – концентрация носителей в материале с собственной проводимостью, а  $|F_1 F_2|$  – интеграл перекрытия волновых функций, равный для КРТ 0,3.

На рисунках 66 и 67 представлены зависимости времени жизни при Оже-рекомбинации, носящей также наименование Оже-1 и являющейся основным механизмом Оже для донорных полупроводников, для случая КРТ с  $x = 0,3$  при различных значениях концентрации легирующей примеси в образце. Кривые на рисунке 5.16 рассчитаны в рамках описной модели, а экспериментальные зависимости на рисунке 67 взяты из литературы [99].

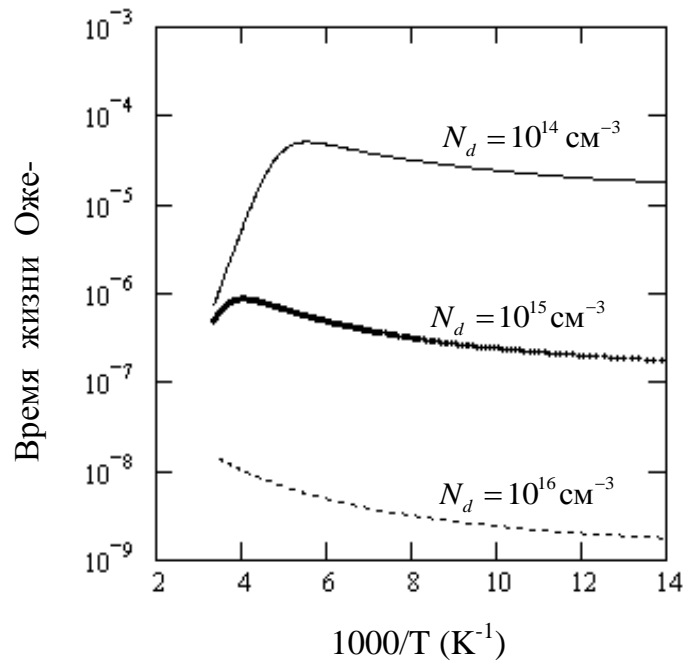


Рисунок 5.16. Время жизни при Оже-1 рекомбинации для  $n$ -КРТ состава  $x = 0,3$ , рассчитанное в рамках модели Бити и Ландсберга, при различных значениях концентрации основных носителей заряда

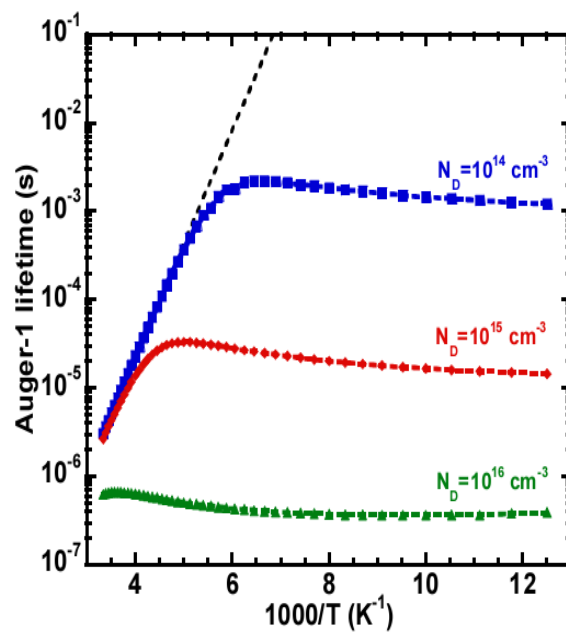


Рисунок 5.17. Температурная зависимость времени жизни при Оже-1 рекомбинации для  $n$ -КРТ состава  $x = 0,3$  при различных значениях концентрации основных носителей заряда [99]

Параметры структуры и условия работы светоизлучающего устройства, такие как температура, оказывают существенное влияние на скорость Оже-рекомбинации и в то же время не сильно влияют на излучательное время жизни вплоть до собственных температур. В связи с этим целесообразно проводить моделирование в первую очередь безызлучательных процессов рекомбинации в объёмном КРТ и оптимизировать структуры и условия эксплуатации с точки зрения увеличения времени жизни при Оже-рекомбинации.

### 5.3 Зонные диаграммы наногетероструктур КРТ МЛЭ

Для проведения теоретических исследований и расчётов, результаты которых могут составить основу для конструирования фотоприёмных и излучающих устройств на основе сложных НГЭС КРТ МЛЭ, необходима методика, позволяющая оперировать с произвольными распределениями составов по координате в структуре и дающая точность вычислений, обеспечивающую хорошее сопоставление с экспериментом.

Как показал литературный обзор по теме работы, вопрос, связанный с математическим описанием полупроводниковых гомоструктур и гетероструктур, в том числе с плавным изменением состава по координате, весьма полно освещён в зарубежной и отечественной научной литературе. Однако, в литературе подробно рассмотрены вопросы, связанные с описанием отдельных элементов полупроводниковых структур, таких как, резкий и плавный гетеропереход,  $p-n$ -переход и т.д. В классическом приближении резкого гомо- или гетероперехода профиль потенциальной энергии находится путём решения уравнения Пуассона с каждой стороны от перехода с последующим сшиванием полученных решений. В большинстве случаев, например при рассмотрении оптических и электрофизических свойств контактов металл-полупроводник,  $p-n$ -перехода, одиночного и, в большинстве случаев, двойного гетеропереходов, данного рассмотрения вполне достаточно. В случаях, когда существует потребность в исследовании таких явлений, как токоперенос в структуре, электролюминесценция, туннелирование, эффект поля и т.д., классическое рассмотрение применять недостаточно удобно.

При моделировании сложных многослойных НГЭС КРТ МЛЭ с учётом влияния на свойства структуры квантово-размерных эффектов необходима методика, позволяющая производить вычисления профиля потенциала сразу во всей структуре, а не отдельно на каждом гетеро- или гомопереходе. К тому же процесс моделирования многослойной наногетероструктуры не ограничивается нахождением только профиля потенциала в структуре и является весьма трудоёмкой задачей. Учёт в свойствах гетероструктур размером порядка десятков нанометров квантово-размерных эффектов заставляет

проводить квантово-механические вычисления и формулировать задачи нахождения самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шрёдингера для структуры. На этом фоне расчётная модель, требующая численного решения одного уравнения для нахождения профиля энергетических зон во всей структуре, представляется удобной и весьма перспективной.

Практическая значимость подобной методики заключается не только в упрощении процесса моделирования многослойных структур, но и в обеспечении ею возможности расчёта параметров структур, для которых сложно, а иногда невозможно сформулировать задачу нахождения потенциала в классическом приближении. Это имеет отношение, например, к структурам, имеющим близко расположенные гетеропереходы, или к структурам, находящимся во внешнем электрическом поле. В этом случае возникает сложность при формулировании граничных условий для тех гомо- и гетеропереходов, которые подвержены влиянию внешних электрических полей или полей, создаваемых соседними областями, иначе говоря, для тех случаев, в которых неприменимо приближение полубесконечного полупроводника. Пример подобной структуры приведён на рисунке 5.18. Здесь на гетеропереход ГП 1 оказывает влияние поле, создаваемое гетеропереходом ГП 2, что приводит к дополнительному изгибу энергетических зон. Это можно наблюдать, сравнивая распределения потенциала в данной структуре с распределением потенциала в структуре без второго перехода ГП 2.

Прогресс полупроводниковой оптоэлектроники в последние годы, тесно связанный с развитием нанотехнологий и определяемый состоянием в исследованиях физики полупроводниковых структур с квантово-размерными эффектами и технологии их выращивания, обуславливает высокую конструктивную сложность структур, лежащих в основе фотоприёмных и светоизлучающих устройств среднего и дальнего ИК-диапазонов. Пример распределения состава по координате в подобной структуре, изготовленной на основе КРТ, представлен на рисунке 5.19. Данная структура была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии в ИФП СО РАН г. Новосибирска с целью изготовления МДП-структур на её основе и исследования их электрофизических характеристик.



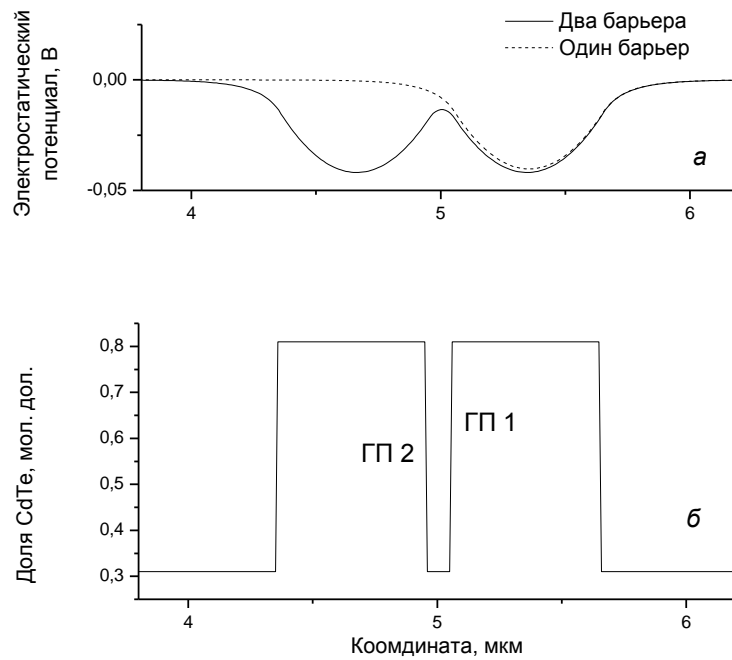


Рисунок 5.18. Пример распределения электростатического потенциала в структуре с близко расположенными гетеропереходами; *а* – профиль распределения потенциала; *б* – профиль распределения стехиометрического состава в структуре

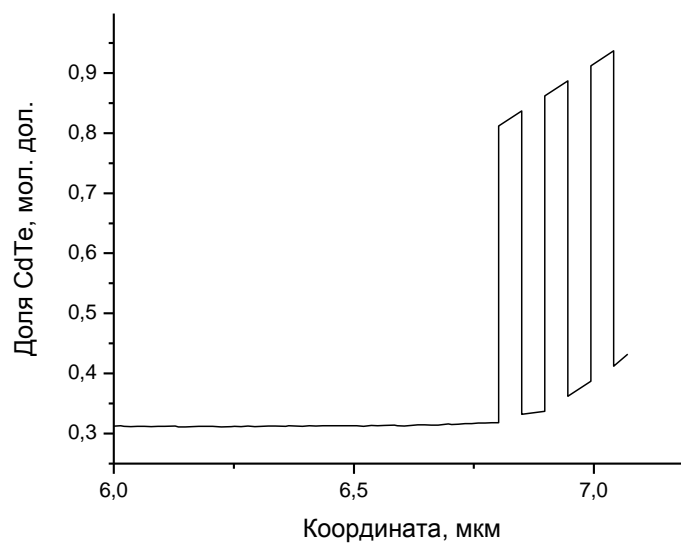


Рисунок 5.19. Пример профиля распределения стехиометрического состава  $x$  в структуре КРТ, включающей барьерные области в варизонном слое

Расчёт профиля энергетических зон в структуре, знание которого необходимо для определения таких параметров квантово-размерных структур КРТ, как форма квантовой ямы или высота потенциального барьера для электронов и дырок, найдём путём численного решения уравнения Пуассона для структуры с произвольным профилем распределения состава по координате (см. рисунок 5.20):

$$\frac{d^2\varphi(z)}{dz^2} = \frac{1,6 \cdot 10^{-7}}{8,85 \cdot \varepsilon(z)} \cdot \left[ n_0 \left\{ \exp\left(\frac{q \varphi(z) + \Delta\chi(z)}{kT}\right) - 1 \right\} - p_0 \left\{ \exp\left(-\frac{q[\varphi(z) + \Delta\chi(z) + \Delta E_g(z)]}{kT}\right) - 1 \right\} \right].$$

Здесь  $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ ,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ ,  $z \in z_0, z_9$ ,

$$\Delta\chi(z) = \chi(z) - \chi(z = d),$$

$$\Delta E_g(z) = E_g(z) - E_g(z = d),$$

а ширина запрещённой зоны, относительная диэлектрическая проницаемость и собственная концентрация носителей определяются выражениями [97]:

$$p_0 = \frac{n_i^2(z)}{n_0},$$

$$E_g(z) = -0,302 + 1,93x(z) - 0,81x^2(z) + 0,832x^3(z) + 5,35 \cdot 10^{-4} (1 - 2x(z)) T,$$

$$\varepsilon(z) = 20,5 - 15,6x(z) + 5,7x^2(z),$$

$$n_i(z) = \left( \frac{5,585 - 3,82 \cdot x(z) + 0,001753 \cdot T - 0,01364 \cdot x(z) \cdot T}{-0,01364 \cdot x(z) \cdot T} \right) \cdot 10^{14} \cdot E_g^{3/2}(z) \cdot T^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_g(z)}{2kT}\right).$$

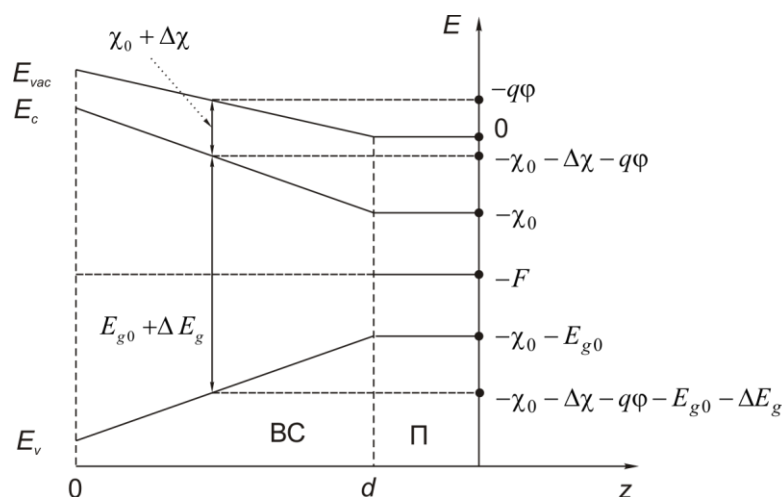


Рисунок 5.20 - Схематическая энергетическая диаграмма структуры варизонный слой / однородный полупроводник

Расчёт проводится методом конечных разностей с предварительным применением метода квазилинеаризации для преобразования правой части уравнения Пуассона. Уровни размерного квантования для электронов и дырок в КЯ на основе КРТ рассчитываются путём решения уравнения Шрёдингера в приближении эффективной массы для прямоугольной ямы с барьерами конечной высоты.

Пример применения описанной методики для расчёта зонной диаграммы одной из квантовых ям шириной 50 нм в барьерной структуре, изображённой на рисунке 5.19, представлен на рисунке 5.21.

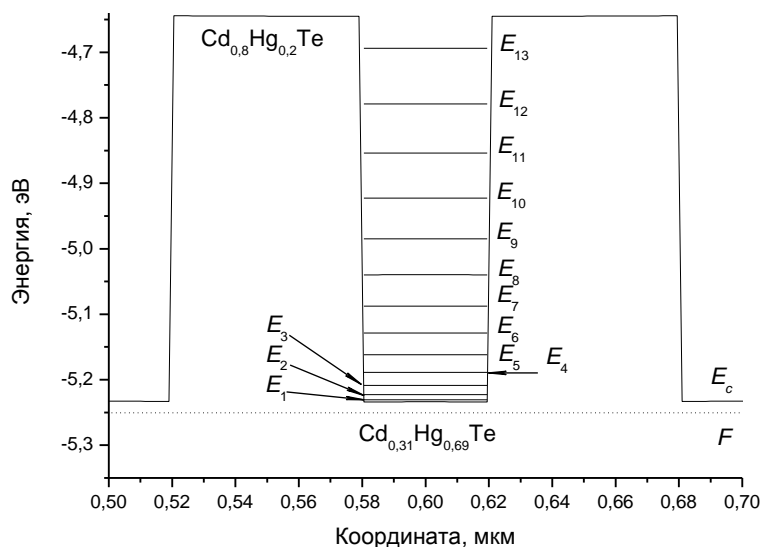


Рисунок 5.21 - Энергетическая зонная диаграмма потенциальной ямы  $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}/\text{Cd}_{0,31}\text{Hg}_{0,69}\text{Te}/\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$

Рассмотрим температурную зависимость параметров, характеризующих зонную структуру квантовых ям на основе КРТ.

На рисунке 5.22 представлены профили энергетических зон для структуры  $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}/\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}/\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$  шириной 12,5 нм при температурах 84 К и 300 К. При этом существенно меняет своё положение уровень Ферми в структуре, что может влиять на заселённости уровней размерного квантования в яме. Также изменяется ширина запрещённой зоны с  $E_g = 0,159$  эВ при  $T = 84$  К до  $E_g = 0,217$  эВ при  $T = 300$  К.

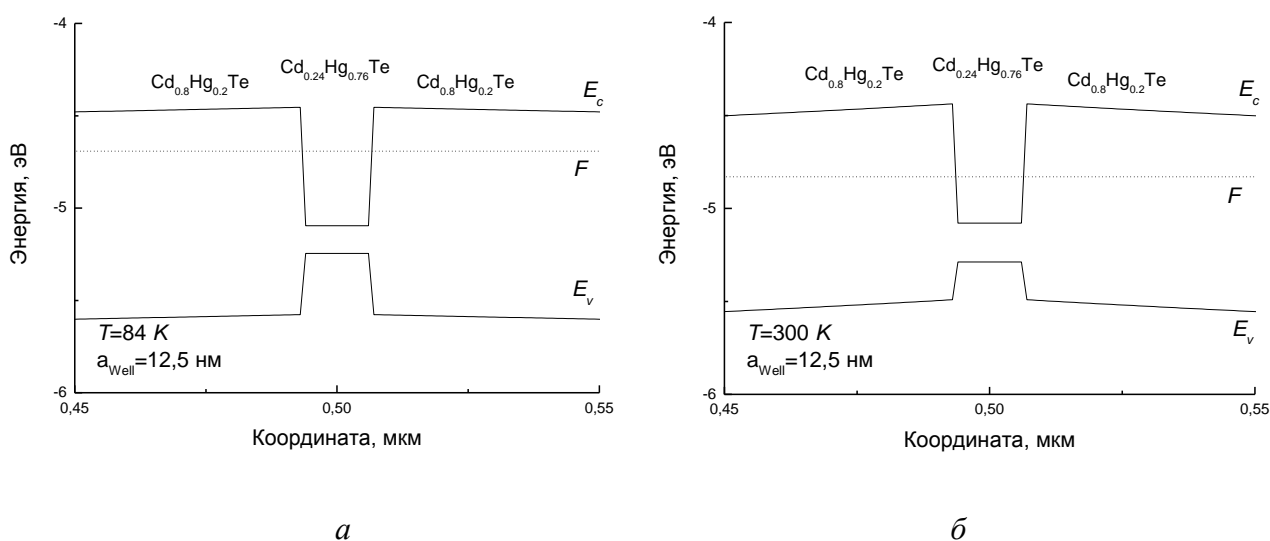


Рисунок 5.22 - Профили энергетических зон в структуре с КЯ  $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}/\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}/\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$  шириной 12,5 нм при температурах 84 К (а) и 300 К (б)

Величина барьера для электронов в зоне проводимости, равная  $V_e = 0,641$  эВ не изменяется при повышении температуры. Высота барьера для дырок изменяет свое значение с  $V_h = 0,331$  эВ при  $T = 84$  К до  $V_h = 0,203$  эВ при  $T = 300$  К. Изменение высот барьеров для электронов и дырок в квантовых ямах сказывается на их свойствах только в случае узких КЯ, когда уровни размерного квантования лежат на границе дискретный спектр/континуум. При этом изменение высоты барьера может повлиять на общее количество уровней в яме.

Изменения положений уровней размерного квантования и энергий оптических переходов приведены ниже:

Как видно из сравнения представленных ниже значений энергетические параметры квантовой ямы на основе КРТ и, следовательно, её оптические свойства существенным образом зависят от температуры.

Таблица 2 – Положения уровней размерного квантования и возможные типы переходов в зависимости от температуры

T, К	Положение уровней размерного квантования					
	$E_{c1}$ , эВ	$E_{c2}$ , эВ	$E_{hl1}$ , эВ	$E_{hl2}$ , эВ	$E_{hh1}$ , эВ	$E_{hh2}$ , эВ
84	0,028	0,185	0,017	0,151	0,0037	0,015
300	0,027	0,141	0,017	0,112	0,0037	0,015

T, К	Возможные типы переходов				
	Межподзонный	Межзонный	Межзонный	Межзонный	Межзонный
	$c_2 \rightarrow c_1$ , эВ	$c_1 \rightarrow hl_1$ , эВ	$c_2 \rightarrow hl_2$ , эВ	$c_1 \rightarrow hh_1$ , эВ	$c_2 \rightarrow hh_2$ , эВ
84	0,157	0,204	0,495	0,190	0,359
300	0,114	0,261	0,470	0,247	0,373

#### 5.4 Спектральный коэффициент поглощения квантово-размерных структур на основе КРТ МЛЭ

Развитие теории и технологий изготовления полупроводниковых квантово-размерных структур в последние годы открыло широкие возможности для расширения потенциала оптоэлектронных приборов, в том числе и на основе КРТ. В частности, с применением квантовых ям на основе КРТ связывают освоение среднего и дальнего инфракрасного диапазонов в оптоэлектронике, а также достижение комнатных температур работы приборов.

С точки зрения приёма фотосигнала основной характеристикой структуры на основе квантовой ямы является её спектральный коэффициент поглощения.

Общее выражение для коэффициентов поглощения света в полупроводнике имеет вид:

$$\alpha_{\omega} = \frac{4\pi^2 e^2}{ncm_0^2 \omega \Omega} \sum_{i,j} |\mathbf{e} \cdot \mathbf{p}_{fi}|^2 [f(E_i) - f(E_f)] \delta(E_f - E_i - \hbar\omega),$$

где  $\hbar\omega$  – энергия фотона;  $n$  – показатель преломления;  $m_0$  – масса свободного электрона;  $\Omega$  – нормировочный объем образца, суммирование ведется по всем начальным ( $i$ ) и конечным ( $f$ ) состояниям;  $f(E)$  – функция распределения носителей заряда по энергии, в равновесном

случае являющаяся функцией Ферми-Дирака,  $\mathbf{e}$  – единичный вектор поляризации световой волны;  $\mathbf{p}_{fi}$  – матричный элемент оператора импульса:

$$p_{fi} = \langle f | \hat{\mathbf{p}} | i \rangle = \int_{\Omega} F_f^* \mathbf{r} \hat{\mathbf{p}} F_i \mathbf{r} d\mathbf{r},$$

$F_i \mathbf{r}$ ,  $F_f \mathbf{r}$  – волновые функции начального и конечного состояний.

Как было показано ранее, за специфику размерного квантования при поглощении света в полупроводниковых структурах, отличающую его от поглощения в объёмных полупроводниках, по существу, отвечает значение матричного элемента оператора импульса, равное

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_{fi} &= \sum_{l=1}^N \Psi_f^* \Psi_{i_l} \int_{\Omega_0} u_{n_f}^* \mathbf{a}_l + \mathbf{r} \hat{\mathbf{p}} u_{n_i} \mathbf{a}_l + \mathbf{r} d\mathbf{r} + \\ &\quad + \sum_{l=1}^N \Psi_f^* \hat{\mathbf{p}} \Psi_{i_l} \int_{\Omega_0} u_{n_f}^* \mathbf{a}_l + \mathbf{r} u_{n_i} \mathbf{a}_l + \mathbf{r} d\mathbf{r} = \\ &= \langle u_{n_f} | \hat{\mathbf{p}} | u_{n_i} \rangle \int_{\Omega} \Psi_f^* \Psi_i d\mathbf{r} + \delta_{n_f, n_i} \int_{\Omega} \Psi_f^* \hat{\mathbf{p}} \Psi_i d\mathbf{r}, \end{aligned}$$

Данное выражение показывает, что разрешенные оптические переходы в квантовых ямах делятся на две группы: это так называемые внутрizonные переходы, которые идут в пределах одной зоны – проводимости или валентной ( $n_i = n_f$ ), и межзонные переходы с  $n_i \neq n_f$ .

Каждый из этих механизмов поглощения имеет свои особенности и может найти применение в приборах регистрации ИК-излучения на основе КРТ.

#### 5.4.1 Коэффициент оптического поглощения при межподзонных переходах в квантово-размерных структурах на основе КРТ МЛЭ

Рассмотрим поглощение света двумерными электронами в зоне проводимости в квантовой яме на основе КРТ. Анализируя выражение для матричного элемента оператора импульса в случае межподзонных переходов электронов в зоне проводимости, можно выделить следующие особенности, характеризующие межподзонное поглощение света в полупроводниковых КЯ.

1. Оно наблюдается только для света, вектор поляризации которого имеет отлично от нуля компонент вдоль оси роста структуры ( $e_z \neq 0$ );
2. Двумерные волновые векторы электрона в начальном и конечном состояниях должны совпадать ( $\mathbf{k}'_{\square} = \mathbf{k}_{\square}$ );

3. Огибающие волновой функции электрона в начальном и конечном состояниях (в симметричной квантовой яме) должны иметь разную четность.

Выражение для коэффициента поглощения в случае бесконечно глубокой квантовой ямы для перехода двумерного электрона с первого уровня размерного квантования на второй  $1 \rightarrow 2$  имеет вид:

$$\alpha_{21}(\omega) = \frac{256\pi^2 e^2 \hbar^2}{9n_b c a^2} \frac{N_1 - N_2}{a+b} \frac{e_z^2}{\omega m^2} \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{E_{e2}^0 - E_{e1}^0 - \hbar\omega + \Gamma^2}, \quad (5.5)$$

где  $E_{e1}^0$ ,  $E_{e2}^0$  – энергии уровней размерного квантования,  $N_1$  и  $N_2$  — двумерные концентрации электронов в 1-й и 2-й подзонах размерного квантования,  $S$  – площадь структуры,  $a$  и  $b$  – ширины ямы и барьера,  $n_b$  — показатель преломления в объемном материале, а параметр уширения  $\Gamma$  находят из эксперимента (он равен спектральной полуширине линии поглощения). Согласно [100] для КРТ  $\Gamma$  составляет величину порядка 11 мэВ.

Используя методику расчёта зонных диаграмм и уровней размерного квантования для структур с КЯ на основе КРТ проведём расчёт коэффициентов поглощения при межподзонных переходах электронов. Анализ проведём для структуры, зонные диаграммы которой приведены на рисунке 5.23.

Во всех расчётах мы предполагали, что концентрация двумерных электронов на первом уровне в яме имеет величину  $N_1 = 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , а уровень  $N_2$  пуст.

Как было показано в предыдущем разделе, энергии уровней размерного квантования для структуры  $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}/\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}/\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$  шириной 12,5 нм составляют  $E_{e1} = 0,028$  эВ,  $E_{e2} = 0,185$  эВ и  $E_{c1} = 0,027$  эВ,  $E_{c2} = 0,141$  эВ при температурах 84 К и 300 К, соответственно.

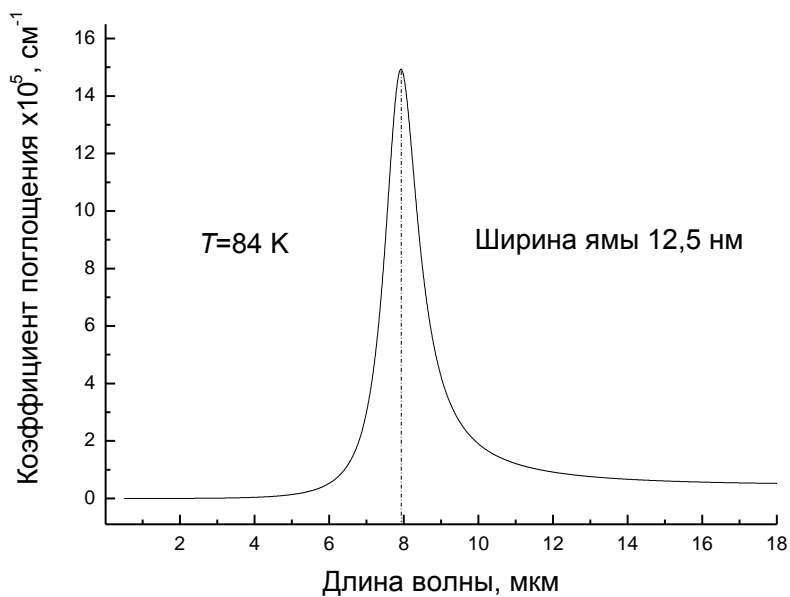


Рисунок 5.23 - Спектр межпозонного поглощения при переходе  $1 \rightarrow 2$  в структуре с КЯ  $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}/\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}/\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$  шириной 12,5 нм при температуре  $T = 84 \text{ K}$

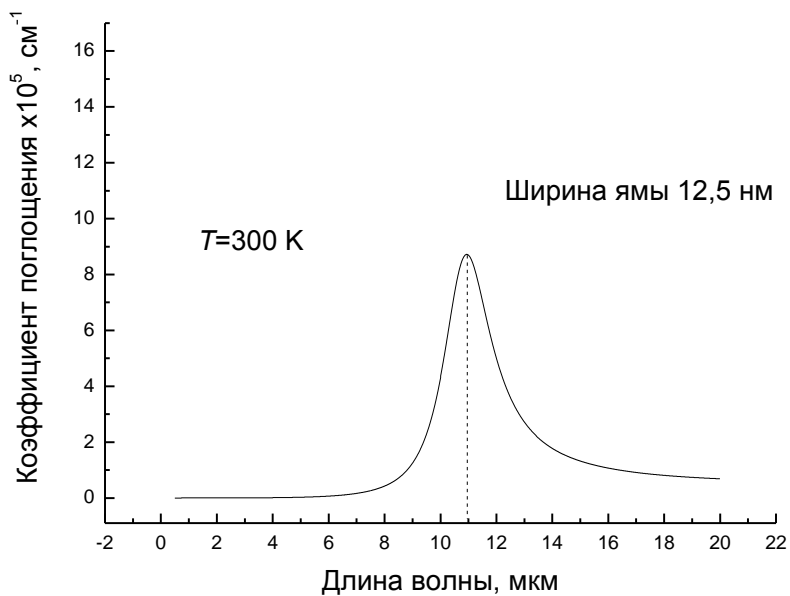


Рисунок 5.24 - Спектр межпозонного поглощения при переходе  $1 \rightarrow 2$  в структуре с КЯ  $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}/\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}/\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$  шириной 12,5 нм при температуре  $T = 300 \text{ K}$



Исходя из положения расчётных уровней размерного квантования в яме и оценив энергии межподзонных оптических переходов при заданных температурах –  $E_{c_2 \rightarrow c_1} \Big|_{T=84 \text{ К}} = 0,157 \text{ эВ}$  и  $E_{c_2 \rightarrow c_1} \Big|_{T=300 \text{ К}} = 0,114 \text{ эВ}$  – получим значения длин волн, на которых должен приходиться максимум поглощения – 7,9 мкм при 84 К и 10,9 мкм при 300 К, что можно отчётливо наблюдать на рисунках 5.23 и 5.24.

На рисунке 5.25 представлены спектры поглощения для структуры с КЯ шириной 12,5 нм с различными значениями состава активного узкозонного слоя при температуре 84 К.

Как можно видеть из представленных на графике кривых, использование квантовых ям на основе КРТ в небольшом интервале составов  $x$  от 0,24 до 0,3 позволяет только за счёт внутризонного перехода  $1 \rightarrow 2$  перекрыть большую часть практически значимого спектра ИК-диапазона. При этом дополнительной степенью свободы, позволяющей управлять частотой оптического перехода, является ширина КЯ, влияние которой на поглощение при межподзонных переходах показано на рисунке 5.26.

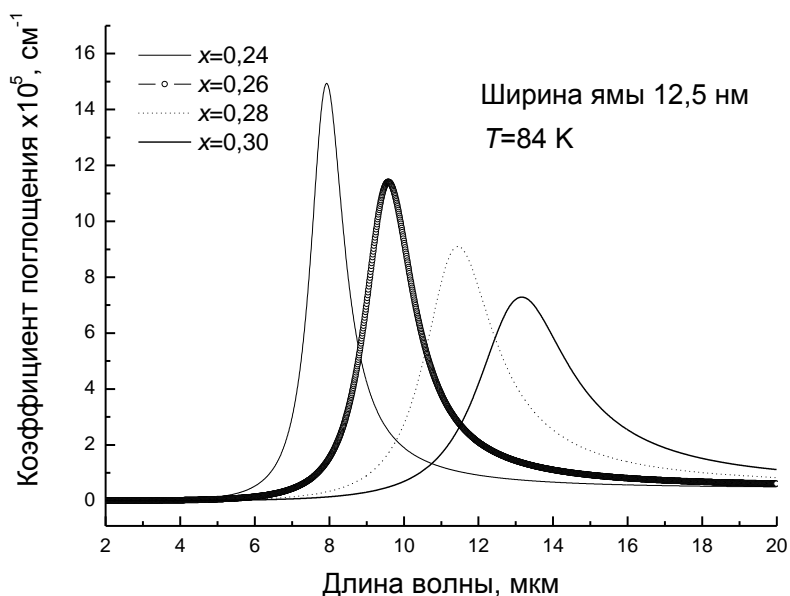


Рисунок 5.25 - Коэффициент поглощения для межподзонных переходов  $1 \rightarrow 2$  в  $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}/\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}/\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$  шириной 12,5 нм при различных значениях состава узкозонного слоя

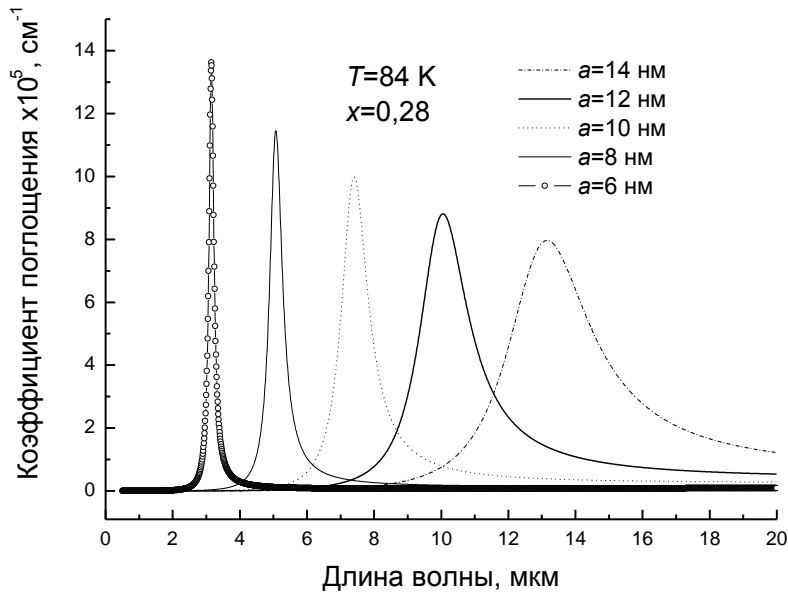


Рисунок 5.26 - Коэффициент поглощения для межподзонных переходов  $1 \rightarrow 2$  в  $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}/\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}/\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$  при температуре  $T = 84$  К и различных значениях ширины КЯ

Как можно видеть из рисунка 5.26, изменение ширины квантовой ямы при фиксированном составе также является мощным инструментом управления спектральной характеристикой фотоприёмного устройства на основе КРТ при азотных температурах, позволяющим получить чувствительную структуру практически для любого значения длины волны в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах.

#### 5.4.2 Коэффициент оптического поглощения при межзонных переходах в квантово-размерных структурах на основе КРТ МЛЭ

Расчёт коэффициентов оптического поглощения при межзонных переходах носителей заряда в квантовых ямах на основе КРТ будем проводить по формуле, полученной ранее при выполнении работы:

$$\alpha_{\omega} = \frac{4\pi^2 e^2}{ncm_0^2 \omega} \left| \langle u_{nf} | \mathbf{e} \cdot \bar{\mathbf{p}} | u_{ni} \rangle \right|^2 \times \frac{1}{a+b} \sum_{v,v'} \left[ \int \varphi_{ev'}^* z \varphi_{hv} z dz \right]^2 \frac{m_{eh}}{\pi \hbar^2} \Theta(\hbar\omega - E_{ev'}^0 + E_{hv}^0) \quad (5.6)$$

Здесь  $E_{ev'}^0$ ,  $E_{hv}^0$  – уровни размерного квантования электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне,  $v, v'$  – номера начального состояния в валентной зоне и конечного

состояния в зоне проводимости,  $m_{eh}$  – эффективная масса электрона,  $(a+b)$  – период структуры, интеграл перекрытия в силу ортонормированности каждого из наборов волновых функций равен

$$\int \varphi_{ev'}^* z \varphi_{hv} z dz = \delta_{v,v'},$$

в силу чего оптические переходы могут происходить только между подзонами валентной зоны и зоны проводимости с одинаковыми номерами.

Ступенчатая функция  $\Theta(x)$  определяется следующим образом:

$$\Theta_{vv'} \hbar\omega = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_g + E_{ev}^0 + E_{hv'}^0 - \hbar\omega}{\Gamma}}},$$

где  $\Gamma$  – полуширина линии излучения, определяющая, насколько резко произойдёт «включение» переходов от очередной пары подзон.

Другой особенностью межзонного поглощения в КЯ является то, что край межзонного поглощения  $\hbar\omega_{th}$  сдвинется по сравнению с краем поглощения в объемном материале в коротковолновую область спектра на энергию размерного квантования электронов и дырок:

$$\hbar\omega_{th} = E_g + E_{e1} + E_{h1}.$$

Алогично тому, как было проделано в случае с межподзонным поглощением света в КЯ КРТ, проанализируем влияние параметров структуры и условий работы на спектры межзонного поглощения в квантовых ямах.

На рисунках 5.27 и 5.28 представлены спектры межзонного оптического поглощения в тех же структурах с КЯ КРТ, для которых проводился анализ межподзонного поглощения. Проанализируем энергетическую зонную диаграмму данной структуры при температуре 84 К, представленную на рисунке 5.29. Помимо двух уровней размерного квантования электронов и двух пар уровней квантования дырок в яме имеются уровни с номерами  $n \geq 3$ . Это касается в первую очередь электронов и тяжёлых дырок. Однако в своём рассмотрении мы не берём в расчёт энергетические уровни с номерами, больше 2, поскольку вероятности оптических переходов сильно уменьшаются с ростом номера уровня.

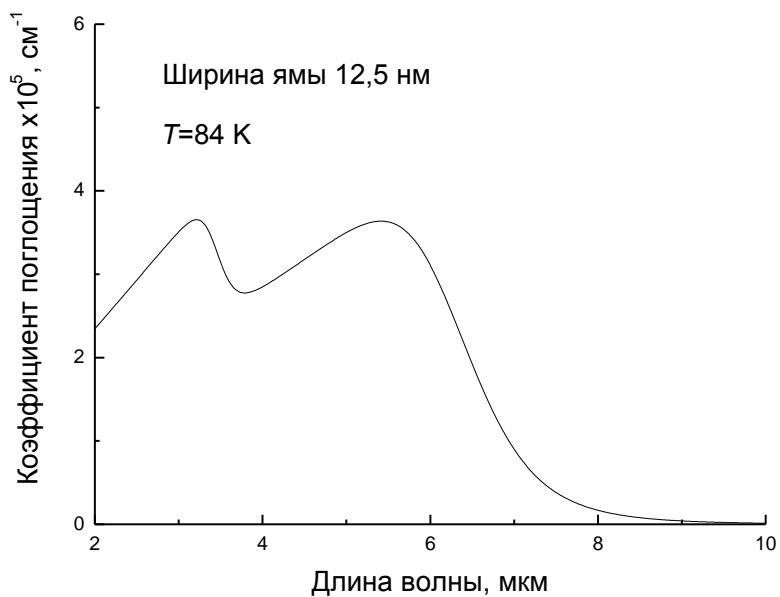


Рисунок 5.27 - Спектр межзонного поглощения в структуре с КЯ  $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}/\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}/\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$  шириной 12,5 нм при температуре  $T = 84$  К

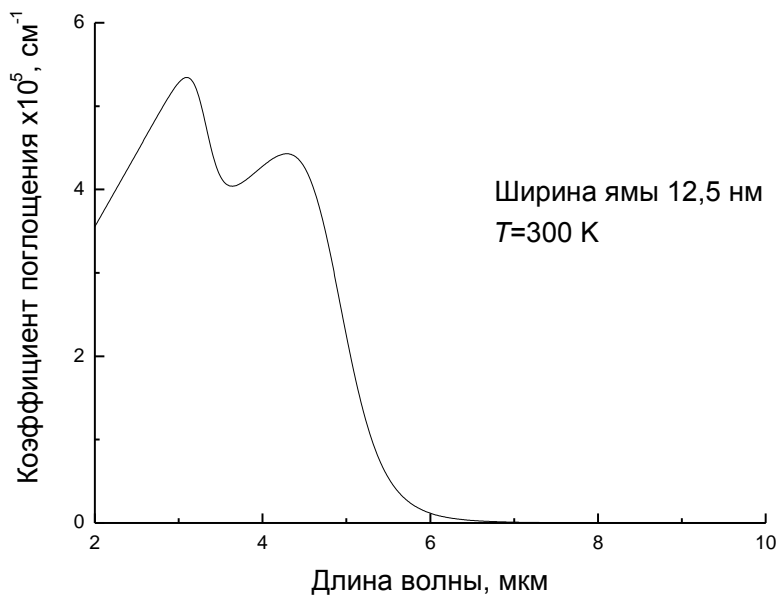


Рисунок 5.28 - Спектр межзонного поглощения в структуре с КЯ  $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}/\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}/\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$  шириной 12,5 нм при температуре  $T = 300$  К

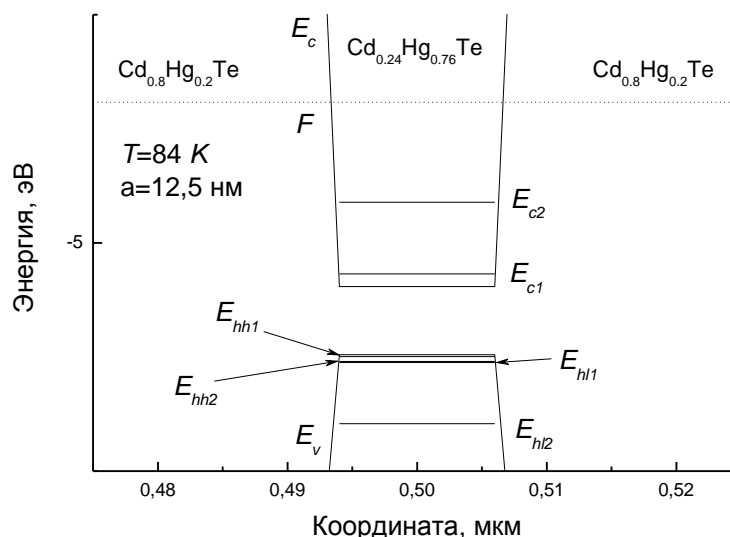


Рисунок 5.29 - Размерное квантование в структуре с КЯ

$\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}/\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}/\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$  шириной 12,5 нм при температуре 84 К

Энергии уровней размерного квантования в описанной структуре рассчитываются в рамках модели описанной в данной работе и составляют:

При расчётах спектров межзонного поглощения мы учитывали только переходы, обладающие наибольшей вероятностью, то есть переходы  $hl_1 \rightarrow c_1$ ,  $hh_2 \rightarrow c_2$ ,  $hh_1 \rightarrow c_1$ . Однако в рассчитанных спектрах как при комнатной, так и при азотной температурах наблюдается только 2 выраженных полосы поглощения. Согласно теоретической оценке в наиболее вероятными являются переходы с основного состояния дырок в основное состояние электронов. Энергии данных переходов для температуры 84 К в рассматриваемой структуре составляют 0,204 эВ для лёгких дырок и 0,1980 эВ для тяжёлых дырок, что составляет в длинах волн величины 5,8 мкм и 6,9 мкм. Анализируя отдельно каждый тип межзонного перехода, спектры которых приведены на рисунке 5.30, можно сделать вывод о том, что наибольший вклад в межзонное поглощение дают переходы  $hh_1 \rightarrow c_1$  с основного состояния тяжёлых дырок на основное состояние электронов. В дальнейшем будем считать этот тип переходов основным среди межзонных в КЯ на основе КРТ.

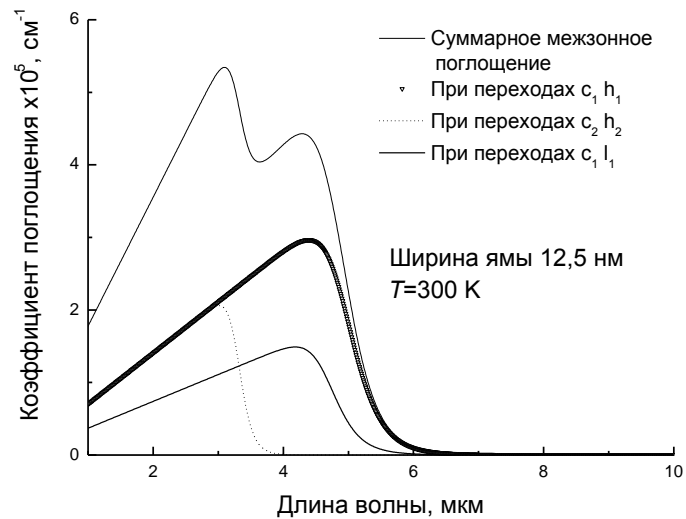


Рисунок 5.30 - Межзонное поглощение в структуре с КЯ  $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}/\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}/\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$  шириной 12,5 нм при температуре  $T = 84 \text{ К}$

Далее рассмотрим возможность управления спектром межзонного поглощения в квантовых ямах на основе КРТ посредством изменения ширины квантовой ямы. На Межзонные спектры поглощения с учётом трёх типов переходов при температуре 300 К представлены на рисунке 5.31.

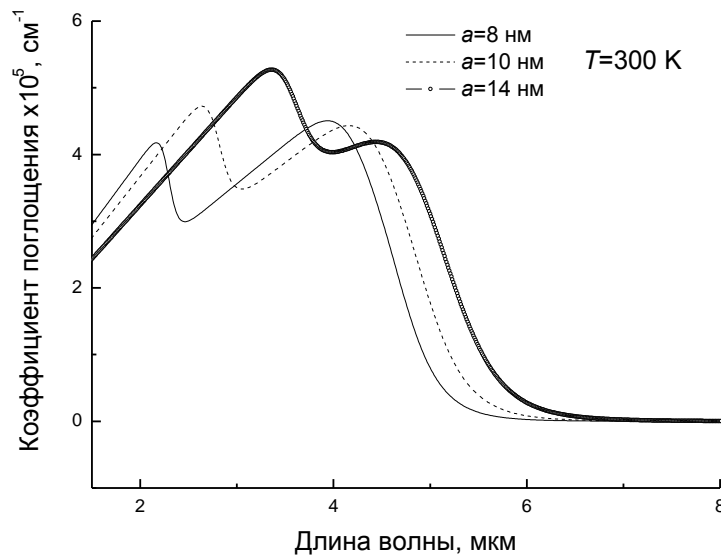


Рисунок 5.31 - Спектры межзонного поглощения в структуре с КЯ  $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}/\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}/\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$  с различной шириной КЯ при температуре  $T = 300 \text{ К}$

Из представленных на рисунке зависимостей видно, что в случае межзонного поглощения ширина КЯ не столь сильно сказывается на положении максимальной чувствительности структуры к ИК-излучению, как это было для внутризонных переходов. Это же можно отчётливо наблюдать и на спектрах поглощения при переходах  $hh_1 \rightarrow c_1$ , являющихся основным типом переходов в КЯ КРТ. На рисунке 5.32 представлены спектры межзонного поглощения при температуре 300 К для переходов электронов из первой подзоны тяжёлых дырок в первую подзону электронов.

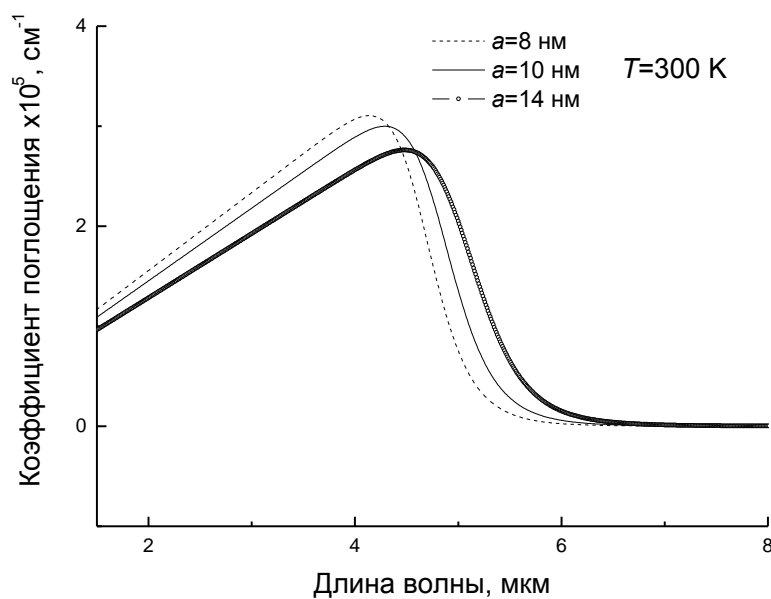


Рисунок 5.32 - Спектры межзонного поглощения в структуре с КЯ  $\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}/\text{Cd}_{0,24}\text{Hg}_{0,76}\text{Te}/\text{Cd}_{0,8}\text{Hg}_{0,2}\text{Te}$  для перехода  $hh_1 \rightarrow c_1$  с различной шириной КЯ при температуре  $T = 300 \text{ К}$

## 6 Разработка программы внедрения результатов НИР в образовательный процесс

Томский государственный университет реализует ООП ВПО подготовки бакалавров и магистров по направлению 200500 «Лазерная техника и лазерные технологии» и программу подготовки аспирантов по специальности 01.04.21 – «Лазерная физика». ООП ВПО входят в приоритетные направления модернизации и технологического развития экономики России (утверждены распоряжением Правительства Российской Федерации от 3 ноября 2011 г. № 1944-р).

Результаты данной НИР являются основой для переработки образовательных программ по всем приведенным выше программам высшего профессионального и послевузовского образования.

Предлагаются следующие направления модификации данных программ.

Таблица 3 – Модификации образовательных программ

Образовательная программа	Способ внедрения результатов НИР	Срок выполнения
200500.62 «Лазерная техника и лазерные технологии» (подготовка бакалавров)	Введение в программу дисциплины базовой части профессионального цикла «Приемники лазерного излучения» раздела «Приемники лазерного излучения на основе МЛЭ КРТ». Постановка лабораторной работы «Фотоприемное устройство ИК-диапазона на основе КРТ» в рамках данной дисциплины.	30.12.2012
	Введение в программу дисциплины вариативной части профессионального цикла «Фотонные приборы» разделов «Эксиламп и импульсные лазеры на плотных газах» и «Светоизлучающие структуры на основе МЛЭ КРТ». Подготовка и издание двух учебных пособий по данной дисциплине.	30.10.2013
	Введение в программу дисциплины базовой части профессионального цикла «Взаимодействие лазерного излучения с веществом» раздела «Применение эксилламп и импульсных лазеров на плотных газах в медицине и технике» и «Светоизлучающие структуры на основе МЛЭ КРТ». Подготовка и издание двух учебных пособий по данной дисциплине.	30.12.2012



Продолжение таблицы 3

200500.68 «Лазерная техника и лазерные технологии» (подготовка магистров)	Разработка ООП подготовки магистров «Лазерные системы», в которой НИР магистров будет направлена на развитие результатов, полученных в данной НИР.	30.10.2013
01.04.21 – «Лазерная физика»	Введение в программу дисциплины «Оптические квантовые генераторы» раздела «Импульсные лазеры на плотных газах».	30.12.2012
	Введение в программу дисциплины «Источники оптического излучения» разделов «Эксилампы и импульсные лазеры на плотных газах» и «Светоизлучающие структуры на основе МЛЭ КРТ».	30.12.2012
	Обеспечение подготовки аспирантов по данной специальности, темы диссертационной работы которых будут связаны с развитием тематики проведенной НИР	30.12.2015

Планируемое в ближайшее время количество обучающихся по данным программам:

- 200500.62 «Лазерная техника и лазерные технологии» (бакалавры) – 10 чел. (с 2012/2013 учебного года);
- 200500.62 «Лазерная техника и лазерные технологии» (магистры) – 2 чел. (с 2014/2015 учебного года);
- 01.04.21 – «Лазерная физика» - 2 чел.

## 7 Подготовка итогового научного отчета и рекомендаций по инновационному использованию результатов

Данный итоговый научный отчет включает результаты научных исследований, выполненных в последнее время, и содержит ссылки на работы 2012 года, опубликованные при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», на 2009-2013 гг., ГК № 02.740. 11.0562. По результатам проведения экспериментальных и теоретических исследований было подготовлено 5 комплексных отчетов по этапам, включая данный отчет за 5 этап. Отчет за 5 этап содержит результаты, полученных в последние два года и обобщенные на данном этапе. Результаты проведенных исследований опубликованы в российских и зарубежных научных журналах. В том числе в 2012 году опубликовано 10 статей, см. [11, 13, 14, 24, 55-60].

Из полученных результатов к инновационному использованию рекомендуются следующие результаты:

- Результаты разработки источников УФ и ВУФ излучения с возбуждением барьерным разрядом (эксиламп). Данные источники находят применение в разработке новых технологий для биологии, медицины и сельского хозяйства. Каждый год по контрактам и хозяйственным договорам разрабатываются и поставляются Заказчикам, в том числе иностранным, от 5 до 20 источников УФ и ВУФ излучения (эксиламп). В 2012 году японской фирме SEN ENGINEERING CO., LTD поставлено по контракту JP-4/12 пять ХеСl эксиламп и пять излучателей с длиной волны 172 нм. Для расширения рынка созданных эксиламп необходимо проведение сертификации созданных источников, в первую очередь источника для применения в медицине. На 2012–2012 гг. заключено соглашение с Федеральным государственным бюджетным образовательным учреждением высшего профессионального образования «Новосибирский государственный аграрный университет» (ФГБОУ ВПО «НГАУ») о проведении совместных научных работ НГАУ (кафедра ветеринарии, кафедра технологии производства и переработки сельскохозяйственной продукции агротехнологического факультета) и ИСЭ СО РАН (лаборатория оптических излучений) в области изучения перспектив применения излучения эксиламп в животноводстве и растениеводстве. Обсуждается возможность подачи заявки на патент «Устройство для облучения животных». Проводятся эксперименты по изучению влияния облучения на всхожесть сельскохозяйственных культур.

- Результаты по созданию импульсных источников спонтанного излучения в ВУФ и УФ областях спектра на основе ОРИПЭЛ. Применение для возбуждения ОРИПЭЛ позволяет увеличить импульсную мощность излучения, что должно расширить области их применения. Однако в настоящее время созданы только первые лабораторные образцы. Для внедрения данных результатов необходимо создать опытные образцы и провести маркетинговые исследования, а также рекламу созданных образцов, в том числе и на Международных выставках.
- Источники низкотемпературной плазмы на основе ОРИПЭЛ. При проведении данной работы показана возможность применения ОРИПЭЛ для модификации и очистки поверхностей металлов, полупроводников и диэлектриков. Необходимо продолжить исследования в этом направлении и определить наиболее перспективные области для применения ОРИПЭЛ. Данный режим разряда является диффузным и сохраняет свою однородность при повышенных давлениях различных газов. При использовании ОРИПЭЛ происходит комплексное воздействие на поверхность образца. Во-первых, оказывает воздействие плазма плотного наносекундного разряда с удельной мощностью энерговыклада в сотни мегаватт на кубический сантиметр. Во-вторых, на поверхность действует оптическое излучение различных спектральных диапазонов (в том числе УФ, ВУФ и рентгеновского) из плазмы разряда. В-третьих, воздействие оказывает сверхкороткий лавинный электронный пучок (СЛЭП) с широким энергетическим спектром. В-четвертых, продукты плазмохимических реакций, создаваемые в процессе воздействия диффузного разряда на окружающую атмосферу. Кроме того, ОРИПЭЛ формируется и при средних и низких давлениях. В этих условиях в плазме разряда увеличивается доля электронов с энергией более 1 кэВ. Для разработки конкретных технологических процессов необходимы дальнейшие исследования и поиск промышленных партнеров.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам выполнения НИР в целом по проекту были сформулированы нижеследующие выводы.

Исследованный диффузный разряд может быть использован при создании источников (эксилламп и лазеров) с высокой импульсной мощностью излучения, а так же для воздействия на различные материалы с целью модификации их физико-химических свойств, а также очистки поверхностей. Найденные физико-химические причины, влияющие на оптические среды и колбы эксилламп, позволят модернизировать эксилламп с целью получения больших сроков службы. Уникальные свойства полупроводниковых наногетероструктур КРТ МЛЭ с квантовыми ямами, позволяют получать заданные спектральные характеристики фоточувствительных и светоизлучающих элементов. На основе таких структур, открываются новые возможности по созданию нанофотонных полупроводниковых приборов. Использование предлагаемых элементов возможно в экологии, в энергетике, в ИК микрофотоэлектронике, тепловидение и определяется широким диапазоном применения фотоприемников и источников ИК диапазона в оптических системах. Генераторы с полупроводниковыми прерывателями тока могут быть использованы для создания лазеров работающих в оптимальном режиме на целом ряде газовых смесей без изменения конструкции лазера.

Реакторы на основе эксилламп могут быть использованы для создания устройств дезинфекции воды и воздуха, в технике очистки промышленных стоков.

Разработанные базовые технологические процессы и конструкции для изготовления фотодиодных фотоприемников по планарной технологии на основе НГЭС КРТ МЛЭ р-типа проводимости, а также технология и конструкция светоизлучающих структур по планарной технологии на основе НГЭС КРТ МЛЭ р- и п-типа проводимости открывают новые возможности к созданию нанофотонных полупроводниковых приборов. Использование предлагаемых элементов возможно в экологии, в энергетике, в ИК микрофотоэлектронике, тепловидение и определяется широким диапазоном применения фотоприемников и источников ИК диапазона в оптических системах.

Разработанные базовые технологические процессы и конструкции для изготовления фотодиодных фотоприемников по планарной технологии на основе НГЭС КРТ МЛЭ р-типа проводимости, а также технология и конструкция светоизлучающих структур по планарной технологии на основе НГЭС КРТ МЛЭ р- и п-типа проводимости открывают новые возможности к созданию нанофотонных полупроводниковых приборов. Использование предлагаемых элементов возможно в экологии, в энергетике, в ИК микрофотоэлектронике,

тепловидение и определяется широким диапазоном применения фотоприемников и источников ИК диапазона в оптических системах.

Современный альтернативный подход к решению задачи о создании новых фотоприемников и источников ИК-диапазона – использование квантово-размерных структур. По мере приближения размеров твердотельных структур к нанометровой области, а это образования из единиц и десятков атомов, все больше проявляются квантовые свойства электрона. Особенно актуальным видом наноструктур на основе КРТ МЛЭ являются квантовые ямы. Такие объекты могут служить для реализации процессов излучательной рекомбинации инжектированных электронов, что при достижении высокого качества позволит создавать инжекционные диоды и лазеры в инфракрасном спектре. Также такие тонкие слои КРТ могут быть использованы для создания фоточувствительных структур - лавинно-пролетных структур для регистрации импульсов излучения с малыми длительностями (на уровне долей наносекунд и менее) или других приборов с образованием лавинного размножения носителей за счет ударной ионизации.

На пятом этапе работы изготовлены фоточувствительные и светоизлучающие структуры ИК диапазона на основе КРТ МЛЭ с помощью предложенных ранее технологии и конструкций светоизлучающих структур по планарной технологии на основе НГЭС КРТ МЛЭ р- и п-типа проводимости.

Проведены исследования свойств наногетроструктур, фоточувствительных и светоизлучающих структур на основе КРТ МЛЭ. Представлено описание основных особенностей энергетического спектра носителей заряда в квантовых ямах на основе соединения HgTe. Приведены результаты экспериментов, позволяющие получить информацию о параметрах данного спектра. Обнаружен ряд особенностей в магнитотранспорте (положительное магнитосопротивление, знакопеременный эффект Холла, аномальное поведение в режиме квантового эффекта Холла), связанных с одновременным существованием двумерных электронов и дырок в структурах с квантовыми ямами на основе HgTe(HgTeTe).

Приведены экспериментальные данные, показывающие, что фотогальванические эффекты могут быть весьма отчетливо наблюдаемы в квантовых ямах на основе HgTe.

В работе экспериментально исследованы и теоретически проанализированы спектры фотолюминесценции структур КРТ с одиночной КЯ. Впервые в спектрах фотолюминесценции квантовой ямы  $Cd_xHg_{1-x}Te$  обнаружено существование двух полос люминесценции, связанных с межзонной излучательной рекомбинацией электронов между различными уровнями размерного квантования в яме. Отличительной особенностью полученных спектров фотолюминесценции является то, что интенсивность

коротковолнового пика ФЛ превышает интенсивность длинноволнового пика, что противоречит известному факту о существенно различной заселенности первого и второго уровней размерного квантования. Показано, что уменьшение интенсивности длинноволновой полосы ФЛ по сравнению с коротковолновой полосой ФЛ обусловлено различным темпом безызлучательной Оже-рекомбинации для переходов  $c_1 \rightarrow hh_1$  и  $c_2 \rightarrow hh_2$ .

С помощью модельных расчетов проводился анализ влияния технологических параметров как наногетроструктур КРТ, так и структур на основе объёмного КРТ на их спектральные характеристики. Приведены расчёты зонных диаграмм квантово-размерных структур КРТ, а также определены параметры наногетроструктур, ответственные за вид профиля распределения энергетических зон в структуре и за положение уровней размерного квантования.

Проанализированы температурные зависимости положений пиков люминесценции излучающих и граничных длин волн фоточувствительных структур. Показана существенная зависимость вида спектральных характеристик от рабочей температуры. Данный эффект в перспективе может быть развит в методику плавной частотной перестройки оптоэлектронного прибора путём изменения температуры, контролируемой термоэлектрическим криоэлементом. Развитие подобной технологии стало бы прорывным шагом в технике полупроводниковой оптоэлектроники.

Поставленные на итоговом пятом этапе задачи выполнены в полном объеме. Представлен обзор работ, выполненных в ИСЭ СО РАН по генерации убегающих электронов, а также по получению и применению для накачки лазеров и эксиламп диффузных разрядов, формируемых за счет предыонизации убегающими электронами. В воздухе атмосферного давления через коллиматор с диаметром отверстия 1 мм зарегистрирована минимальная длительность тока пучка убегающих электронов 25 пс. Показано, что длительность СЛЭП со всей площади анодной фольги газового диода составляет в этих условиях  $\sim 100$  пс. Получена и исследована генерация в смесях инертных газах с галогенами в УФ и видимой областях спектра. Создана ВУФ эксилампа на димерах аргона с длиной волны 126 нм. Показано, что существенный вклад в модификацию поверхности различных материалов вносят процессы взаимодействия вещества исследуемых материалов и продуктов плазмохимических реакций, создаваемых в процессе воздействия диффузного разряда на окружающую атмосферу. Изготовлены фоточувствительные и светоизлучающие структуры ИК диапазона на основе КРТ МЛЭ, проведены исследования свойств наногетроструктур, фоточувствительных и

светоизлучающих структур на основе КРТ МЛЭ и проведена корректировка физико-математической модели формирования спектральных характеристик фоточувствительных и светоизлучающих наноразмерных структур на основе КРТ МЛЭ. В шестом разделе представлена разработанная программа внедрения результатов НИР в образовательный процесс. В последнем разделе даны рекомендации по инновационному использованию результатов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Костыря И.Д., Ломаев Д.В. / Диффузные разряды в неоднородном электрическом поле при повышенных давлениях, инициируемые убегающими электронами // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 2. С. 51-59.
2. Хомич В.Ю., Ямщиков В.А. / Развитие методов получения пучков убегающих электронов для накачки газовых лазеров, генерирующих УФ-излучение // Прикладная физика. 2010. №6. С. 77-87.
3. Тарасенко В.Ф. / Параметры сверхкороткого лавинного электронного пучка, генерируемого в воздухе атмосферного давления, и их измерение // Физика плазмы. 2011. Т. 37. №5. С. 444-457.
4. Mesyats G.A., Reutova A.G., Sharypov K.A. et al. / On the Observed Energy of Runaway Electron Beams in Air // Laser and Particle Beams. 2011. V. 29. 425-435.
5. Shao T., Tarasenko V.F., Zhang C., Kostyrya I.D., Jiang H., Xu R., Rybka D.V., and Yan P. / Generation of Runaway Electrons and X-rays in Repetitive Nanosecond Pulse Corona Discharge in Atmospheric Pressure Air // Applied Physics Express. 2011. V. 4. 066001.
6. S. Yatom et al, Time-Resolved Investigation of Nanosecond Discharge in Dense Gas Sustained by Short and Long High-Voltage Pulse, Europhysics Letters 96 (2011), 65001.
7. Shao T., Zhang C., Niu Z., Yan P., Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Burachenko A.G., and Shut'ko Y.V. / Diffuse discharge, runaway electron, and x-ray in atmospheric pressure air in an inhomogeneous electrical field in repetitive pulsed modes // Applied Physics Letters. 2011. V. 98. 021503.
8. Орешкин Е.В., Баренгольц С.А., Орешкин В.И., Чайковский С.А. / Характерная длина и время усиления лавины убегающих электронов в сильных электрических полях // Письма в ЖТФ. 2012.Т. 38. №. 13. С. 17-26.
9. Shao T., Tarasenko V.F., Zhang C., Rybka D.V., Kostyrya I.D., Kozyrev A.V., Yan P. and Kozhevnikov V.Yu. / Runaway electrons and x-rays from a corona discharge in atmospheric pressure air // New Journal of Physics. 2011. V. 13. 113305.
10. Yatom S., Levko D., Vekselman V., Gleizer J.Z., et al. / X-ray Diagnostics of Runaway Electrons Generated During Nanosecond Discharge in Gas at Elevated Pressures // Appl. Phys. Letters. 2012. V. 100. 024101.
11. Алексеев С.Б., Бакшт Е.Х., Бойченко А.М., Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н. / Спектры рентгеновского излучения и пучка убегающих электронов при наносекундном



- разряде в воздухе атмосферного давления // ЖТФ. 2012. Т. 82. В. 9. С. 13-18.
12. Месяц Г.А., Яландин М.И., Реутова А.Г. и др./ Пикосекундные пучки убегающих электронов в воздухе атмосферного давления // Физика плазмы. 2012. Т. 38. №1. С. 34.
  13. Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф., Бураченко А.Г., Балзовский Е.В. / Временная структура пучка убегающих электронов, генерируемого в воздухе атмосферного давления // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. № 14. С. 32-40.
  14. Shao T., Tarasenko V.F., Zhang C., Lomaev M.I., Sorokin D. A., Yan P., Kozyrev A.V., and Baksht E.Kh. / Spark discharge formation in an inhomogeneous electric field under conditions of runaway electron generation// Journ. Appl. Phys. 2012. Vol. 111. 023304.
  15. Dwyer J.R., Rassoul H.K., Al-Dayeh M., Caraway L., Chrest A., Wright B., Kozak E., Jerauld J., Uman M.A., Rakov V.A., Jordan D.M., and Rambo K.J. / X-ray bursts associated with leader steps in cloud-to-ground lightning // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. L01803.
  16. Гуревич А.В., Караштин А.Н., Рябов В.А., Чубенко А.П., Щепетов А.Л. / Нелинейные явления в ионосферной плазме. Влияние космических лучей и пробой на убегающих электронах // УФН. 2009. Т. 179. № 7. С. 779-790.
  17. Hazelton B.J., Grefenstette B.W., Smith D.M., Dwyer J.R., Shao X.M., Cummer S.A., Chronis T., Lay E H., and Holzworth R.H. / Spectral dependence of terrestrial g-ray flashes on source distance // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. L01108.
  18. Dwyer J.R., Saleh Z., Rassoul H.K., Concha D., Rahman M., Cooray V., Jerauld J., Uman M.A., and Rakov V.A. / A study of X-ray emission from laboratory sparks in air at atmospheric pressure // J. Geophys. Res. 2008. V. 113, D23207.
  19. Репьев А.Г., Репин П.В. / Пространственно-временные параметры рентгеновского излучения диффузного атмосферного разряда // Журнал технической физики. 2008. Т. 78. Вып. 7. С. 78-85.
  20. Nguyen C.V., van Deursen A.P.J., and Elbert U.M. / Multiple x-ray bursts from long discharges in air // J. Phys. D Appl. Phys. 2008. V. 41. N 23, 234012.
  21. Rahman M., Cooray V., Ahmad N.A., Nyberg J., Rakov V.A., and Sharma S. / X rays from 80-cm long sparks in air // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. L06805.
  22. Pai D.Z., Stancu G.D., Lacoste D.A., and Laux C.O. / Nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure—the glow regime// Plasma Sources Sci. Technol. 2009. V. 18 045030.
  23. Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А. / Формирование пучка электронов в воздухе при атмосферном давлении // Известия ВУЗОВ. Физика. 2003. № 3. С. 94–95.

24. Костыря И.Д., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф. / Амплитуда и длительность импульса тока сверхкороткого лавинного электронного пучка при разряде в воздухе атмосферного давления // ПТЭ. 2012. № 1. С 80-85.
25. Бакшт Е.Х., Балзовский Е.В., Климов А.И., Куркан И.К., Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф. / Коллекторный узел для измерения тока пучка электронов субнаносекундной длительности / Приборы и техника эксперимента. 2007. №6. С.100–103.
26. Tarasenko V.F., Baksht E.K., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., and Rybka D.V. / Generation of supershort avalanche electron beams and formation of diffuse discharges in different gases at high pressure // Plasma Devices and Operation. 2008. Vol. 16. No. 4. P. 267–298.
27. Костыря И.Д., Бакшт Е.Х., Тарасенко В.Ф. / Эффективный катод для генерации сверхвысокого лавинного электронного пучка в воздухе атмосферного давления // ПТЭ. 2010. №4. С. 84-87.
28. Алексеев С.Б., Губанов В.П., Костыря И.Д., Орловский В.М., Скакун В.М., Тарасенко В.Ф. / Объемный импульсный разряд в неоднородном электрическом поле при высоком давлении и коротком фронте импульса напряжения // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. № 11. С. 1007–1010
29. Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Рыбка Д.В., Ломаев М.И., Тельминов А.Е. / Импульсные лазеры на плотных газах с накачкой объемным разрядом // Известия Вузов Физика. 2011. № 5/2. С. 5—8.
30. Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф. / УФ генерация в азоте при накачке объемным разрядом, инициируемым пучком электронов лавин // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. № 12. С. 1107-1111.
31. Тарасенко В.Ф., Тельминов А.Е., Бураченко А.Г., Рыбка Д.В., Бакшт Е.Х., Ломаев М.И., Панченко А.Н., Вильтовский П.О. / Генерация из области столкновения волн ионизации, формируемых за счет концентрации электрического поля на электродах с малым радиусом кривизны // Квантовая электроника. 2011, Т. 41. № 12. С. 1098-1103.
32. Орловский В.М., Алексеев С.Б., Тарасенко В.Ф. / Лазер на двуокиси углерода с разрядом, инициируемым пучком электронов в рабочей смеси лазера с давлением до 5 атм. // Квантовая электроника. 2011, Т. 41. № 11. С. 1033–1036.
33. Азаров А.В., Митько С.В., Очкин В.Н. / Хе-лазер с накачкой быстрыми электронами, генерируемыми в барьерном разряде // Квант. Электроника. 2002. Т. 32. № 8. 675–679.

34. Бельская Е.В., Бохан П.А., Закревский Д.Э. / Генерация электронного пучка в открытом разряде с катодной полостью и характеристики He — Xe-лазера на линии ксенона с  $\lambda = 2.026$  мкм // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. № 7. С. 599–603.
35. Бельская Е.В., Бохан П.А., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А. / Исследование механизма генерации столкновительного лазера на самоограниченном переходе  $2^1P_0^1 \rightarrow 2^1S_0$  в атоме гелия // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 2. 99–106.
36. Mesyats G.A., Osipov V.V., Tarasenko V.F. Pulsed gas lasers (Washington: SPIE Press, 1995).
37. Endo I., Walter R.F. Gas lasers (New York: CRC Press, Taylor and Francis Group, 2007).
38. Загулов Ф.Я., Котов А.С., Шпак В.Г., Юрике Я.Я., Яландин М.И. / РАДАН — малогабаритные сильноточные ускорители электронов импульсно-периодического действия // ПТЭ. 1989. № 2. С.146-149.
39. Ломаев М.И., Тарасенко В.Ф. / Генерация в инертных газах при накачке поперечным разрядом // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 10. С. 1978–1981.
40. Koprnikov I.G., Stamenov K.V., and Stankov. K.A. Intense laser generation from an atomic-fluorine laser // Applied Physics B: Photophysics and Laser Chemistry. – 1984. Vol.33. No.4. P.235-238.
41. Burnham R., Powell F.X., and Djeu N. / Efficient electric discharge lasers in XeF and KrF // Applied Physics Letters. 1976. Vol.29. No.1. P.30–32.
42. Ushio [Электронный ресурс] Lighting-Edge Technologies – Электрон. дан. – URL: [www.ushio.co.jp](http://www.ushio.co.jp) (дата обращения 15.05.2012)
43. Tode M., Takigawa Y., Iguchi T., Matsuura H., Ohmukai M., Sasaki W. / Removal of carbon contamination on Si wafers with an excimer lamp // Metallurgical and materials transactions A. 2007. V. 38A. No. 3. P. 596-598.
44. Mühlberger F., Wieser J., Ulrich A., Zimmermann R. / Single photon ionization (SPI) via incoherent VUV-excimer light: robust and compact time-of-flight mass spectrometer for on-line, real-time process gas analysis // Analytical Chemistry. 2002. V. 74. No. 15. P. 3790-3801.
45. Медведев Ю.В., Полыгалов Ю.И., Ерофеев В.И., Ерофеев М.В., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Истомин В.А. / Облучение метанольных растворов Хе<sub>2</sub>-и KrCl-эксилампами барьерного разряда // Газовая промышленность. 2005. № 2. С. 63–65.
46. Boyd I.W., Zhang J.Y., Kogelschatz U. // Photo-excited process, ed. by Peled A., Kluwer A.P. Boston, 2003.
47. Будович В.Л., Будович Д.В., Полотнюк Е.Б. / Новые лампы вакуумного ультрафиолета для газоаналитической техники // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 4. С. 140-142.

48. Волкова Г.А., Шишацкая Л.П., Яковлев С.А. Принципы построения и основные характеристики маломощных ламп для вакуумной ультрафиолетовой области спектра // Оптический журнал. 1995. Т. 62. №3 С. 66-69.
49. Шишацкая Л.П., Яковлев С.А., Волкова Г.А., ВУФ лампы с большой излучающей поверхностью // Оптический журнал. 1998. Т.65. №12. С.93-97.
50. Ломаев М.И., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В., Лисенко А.А. / Безоконная эксилампа вакуумного ультрафиолетового диапазона // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 13 С. 74–79.
51. Бакшт Е.Х., Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф. / Излучение димеров ксенона, криптона и аргона в послесвечении объемного наносекундного разряда при повышенных давлениях // Письма в ЖТФ. 2006. Т.32. Вып.19 С.52–57.
52. М.А. Шулепов, Ю.Х. Ахмадеев, В.Ф. Тарасенко, Ю.А. Колубаева, О.В. Крысина, И.Д. Костыря / Модификация поверхностных слоев меди при воздействии объемным разрядом, инициируемым пучком электронов лавин в азоте и  $\text{CO}_2$  атмосферного давления // Известия вузов. Физика. 2010. 53. № 12. С. 63—66.
53. Войцеховский А.В., Григорьев Д.В., Коротаев А.Г., Коханенко А.П., Тарасенко в.Ф., Шулепов М.А. / Измерение электрофизических свойств узкозонных твердых растворов  $\text{CdHgTe}$  под воздействием объемного разряда инициируемого пучком электронов лавин в воздухе атмосферного давления // Известия вузов. Физика. 2011. №10. С. 88-90.
54. E.A. Sosnin, S.M. Avdeev, V.A. Panarin, V.F. Tarasenko, A.A. Pikulev, and V.M. Tsvetkov / The radiative and thermodynamic processes in DBD driven  $\text{XeBr}$  and  $\text{KrBr}$  exciplex lamps // Eur. Phys. J. D. 2011. Vol. 62, pp.405-411. DOI: 10.1140/epjd/e2011-10665-7.
55. Ломаев М.И., Нечаев Б.А., Падалко В.Н., Кузнецов С.И., Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф., Яловец А.П. / Эмиссия электронов при наносекундном разряде в дейтерии в неоднородном электрическом поле // ЖТФ. 2012. Т. 82. В. 1. С. 126-132.
56. Соснин Э.А., Панарин В.А., Тарасенко В.Ф. / Акустические характеристики  $\text{XeCl}$  – эксилампы барьерного разряда // ЖТФ. 2012. Т. 82. В. 7. С. 126-132.
57. Бакшт Е.Х., Тарасенко В.Ф., Шутько Ю.В., Ерофеев М.В. / Точечный источник УФ излучения с малой длительностью импульса // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. №2, 153-156.
58. Тарасенко В.Ф., Костыря И.Д., Рыбка Д.В. / Пробой в воздухе атмосферного давления при наносекундной длительности импульса напряжения за счет убегających электронов // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25. №1. С.103-108.
59. V.F. Tarasenko, E.A. Sosnin, O.S. Zhdanova, and E.P. Krasnozhenov Applications of excilamps in microbiological and medical investigations // In Book “Plasma for Bio –

- Decontamination, Medicine and Food Security” (NATO Science for Peace and Security Series A: Chemistry and Biology. Chapter 19.) (Eds. By Z. Machala, K. Hensel, Yu. Akishev). Springer, 2012. – P. 251–263 (496 p.) (ISBN-10: 940072909X | ISBN-13: 978-9400729094). / DOI 10. 1007/978-94-007-2852-3\_19 Springer science +Business Media B. V. 2012.
60. V.F. Tarasenko, E. Kh. Baksht, A. G. Burachenko // In Book “Calcite: Formation, Properties and Applications, Chapter 8, Ed.: Joana Dobrev and Petra Markovic, ISBN 978-1-61470—782-0. Nova Science Publishers, Inc. 2012.
  61. Пат. США № 4885619, U.S. class: 357/24, МПК: H01L 29/78; заявл.16.05.1989, опубл. 05.12.1989.
  62. Yuan S., He L., Yu J., Yu M., Qiao Y., Zhu J. Infrared photoconductor fabricated with a molecular beam epitaxially grown CdTe/HgCdTe heterostructure, Appl. Phys. Lett., 1991, V.58(9), P. 914 – 916.
  63. Пат. США № H894, U.S. class: 257/78, МПК: H01L 31/18; заявл.13.07.1989, опубл. 05.03.1991 – прототип.
  64. Pfeuffer–Jeschke, thesis, University of Wurzburg (2000).
  65. E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C.R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, and L.W. Molenkamp, Phys. Rev. B72, 035321 (2005)
  66. B. Andrei Bernevig, Taylor L. Hughes, and Shou-Cheng Zhang, Science 314, 1757 (2006).
  67. Markus Konig, Steffen Wiedmann, Christoph Brune, Andreas Roth, Hartmut Buhmann, Laurens W. Molenkamp, Xiao-Liang Qi, and Shou-Cheng Zhang, Science 318, 766 (2007).
  68. X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, V. Hock, H. Buhmann, C.R. Becker, and G. Landwehr, Phys. Rev. B63, 245305 (2001).
  69. Pfeuffer-Jeschke, F. Goschenhofer, S.J. Cheng, V. Latussek, J. Gerschutz, C.R. Becker, R.R. Gerhardts, and G. Landwehr, Physica B256–258, 486 (1998).
  70. Z.D. Kvon, S.N. Danilov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, and S.D. Ganichev, Physica E40, 1885 (2008).
  71. E.B. Olshanetsky, V. Renard, Z.D. Kvon, J.C. Portal, N.J. Woods, J. Zhang, and J.J. Harris, Phys. Rev. B68, 085304 (2003).
  72. V. Renard, Z.D. Kvon, G.M. Gusev, and J.C. Portal, Phys. Rev. B70, 033303 (2004).
  73. E.E. Mendez, L.L. Chang, C.-A. Chang, L.F. Alexander, and L. Esaki, Surf. Sci. 142, 215 (1984).
  74. E.E. Mendez, L. Esaki, and L.L. Chang, Phys. Rev. Lett. 55, 2216 (1985).
  75. В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников, Физика полупроводников, Наука, Москва (1990).
  76. K. Ortner, X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, C.R. Becker, G. Landweh, and L.W. Molenkamp, Phys. Rev. B66, 075322 (2002).

77. S.D. Ganichev and W. Prettl, *Intense Terahertz Excitation of Semiconductors*. Oxford University Press, 2006.
78. S.D. Ganichev, J. Kiermaier, W. Weber, S.N. Danilov, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, D. Bougeard, G. Abstreiter, and W. Prettl, *Appl. Phys. Lett.* 91, 091101 (2007).
79. S.D. Ganichev, W. Weber, J. Kiermaier, S.N. Danilov, D. Schuh, W. Wegscheider, Ch. Gerl, D. Bougeard, G. Abstreiter and W. Prettl. All-electric detectors of the polarization state of terahertz laser radiation. *J. Appl. Physics* 103, 114504 (2008).
80. Haakenaasen R., Selvig E., Tonheim C.R., Kongshaug K.O., Trsdahl-Iversen L., Andersen J.B., Gundersen P. HgCdTe research at FFI: Molecular beam epitaxy growth and characterization // *J. Electron. Mater.* – 2010. – DOI: 10.1077/s11664-010-1211-7 (10 p.).
81. Tonheim C.R., Selvig E., Nicolas S., Gunnaes A.E., Breivik M., Haakenaasen R. Excitation density dependence of the photoluminescence from Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te multiple quantum wells // *J. Physics: Conference Series*. – 2008. – Vol. 100. – 042024 (5 p.).
82. Андронов А.А., Ноздрин Ю.Н., Окомельков А.В., Бабенко А.А., Варавин В.С., Икусов Д.Г., Смирнов Р.Н. // *Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского*. – 2007. – № 1. – С. 57-64.
83. Bleuse J., Magnea N., Pautrat J-L., Mariette H. Cavity structure effects on CdHgTe photopumped heterostructure laser // *Semicond. Sci. Technol.* – 1993. – Vol. 8. – P. S286-S288.
84. Roux C., Hadji E., Pautrat J-L. 2.6 μm optically pumped vertical-cavity surface-emitting laser in the CdHgTe system // *Appl. Phys. Letters*. – 1999. – Vol. 75, N 24. – P. 3763-3765.
85. Bewley W.W., Lindle J.R., Canedy C.L., Kim M., Larrabee D.C., Vurgaftman I., Meyer J.R. Gain, loss, and efficiency in interband cascade lasers emitting at λ = 3.6–4.1 μm // *J. Appl. Phys.* – 2008. – Vol. 103. – 013114 (4 p.)
86. Jiang Y., Teich M.C., Wang W.I., Carrier Lifetimes and Threshold Currents in HgCdTe Double Heterostructure and Multiquantum-Well Lasers, *J. Appl. Phys.* – 1991. – Vol. 69. – P. 6869-6875.
87. Воробьёв Л.Е., Ивченко Е.Л. *Оптические свойства наноструктур: Учеб. пособие / Под ред. Е.Л. Ивченко и Л.Е. Воробьёва*. Спб.: Наука, 2001. – 188 с.
88. Bogoboyashchiy V. Interconsistent band structure of narrow-gap Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te alloys obtained with taking into account far band influence // *Proc. SPIE*. – 1997. – Vol. 3482. – P. 325–335.
89. Y.S. Gui, C.R. Becker, N. Dai, J. Liu, Z.J. Qiu, E.G. Novik, M. Schufer, X.Z. Shu, J.H. Chu, H. Buhmann, and L.W. Molenkamp, *Phys. Rev. B* 70, 115328 (2004)

90. V.A. Shalygin, H. Diehl, Ch. Hoffmann, S.N. Danilov, T. Herrle, S.A. Tarasenko, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl and S.D. Ganichev, Spin photocurrents and circular photon drag effect in (110)-grown quantum well structures, JETP Lett. 84, 570 (2006).
91. S.D. Ganichev, U. Rössler, W. Prettl, E. L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, R. Neumann, K. Brunner, and G. Abstreiter, Removal of spin degeneracy in p-SiGe quantum wells proved by spin photocurrents, Phys. Rev. B. 66, 075328 (2002).
92. Л.А. Косяченко, В.В. Кульчинский, С.Ю. Паранчич, В.М. Склярчук. Электрические характеристики CdHgTe-фотодиодов для длин волн 1.3 и 1.55  $\mu\text{m}$  // ЖТФ, 2006, Т. 76, вып. 9. С. 88—93.
93. T.C. Hartman. J. Electron. Mater., 8(2), 191 (1979).
94. В.И. Иванов-Омский, К.Е. Миронов, Р.Б. Рустамов, В.А. Смирнов. Письма ЖТФ, 10(16), 1021 (1984).
95. K.K. Mahavadi, J. Bleuse, X. Chu, J.P. Faurie. Appl. Phys. Lett., 55(13), 1285 (1989).
96. А.А. Андронов, Ю.Н. Ноздрин, А.В. Окомельков, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, Г.Ю. Сидоров. Стимулированное излучение на длине волны 2.5 мкм, при комнатной температуре, из оптически возбужденных структур на основе  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  // ФТП, 2010, Т. 44, вып. 4. С. 476—481.
97. Рогальский А. Инфракрасные детекторы / пер. с англ. под ред. А.В. Войцеховского. Нвсб: Наука, 2003. 636 с.
98. Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. – М.: Мир, 1962. – 392 с.
99. Y. Jiang, M.C. Teich, W. I. Wang. Carrier lifetimes and threshold currents in HgCdTe double heterostructure and multiple quantum-well lasers // J. Appl. Phys. 69 (10), 15 May 1991.
100. A.M. de Paula, C.R.M. de Oliveira. Interband and intersubband absorption in HgCdTe multiple quantum wells // Physical Review B, vol. 59, num. 15 (1999), 10158-10164

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Метрологическое обеспечение НИР

Таблица А.1 – Перечень средств измерений и основного оборудования

Наименование	Тип
1	2
Спектральное регистрирующее оборудование	
Спектрофотометр	UV-Vis Spectrometry UNICAM (Thermo Evolution 600, США)
Спектрометр	EPP2000C-25 (StellarNet-Inc)
Спектрофлуориметр	Cary Eclipse (Varian, Австралия)
Хромато-масс-спектрометр	Finnigan, модель Trace DSQ (фирма Thermo Electron Chromatography and Mass Spectrometry Division, США)
Фурье спектрометр	модель «ФТ-801»
Широкодиапазонный инфракрасный микроскоп	МИКРАН-2
спектрофотометр	ИКС-22
Измерители энергии и приемники излучения	
фотоэлектрический приемник	ФЭК22СПУ
Измерители средней мощности спонтанного излучения	C8026 (Hamamatsu, япония)
фотоприемные головки	H8025-222, H8025-172 (Hamamatsu, япония)
измерителем мощности	Newport 1830-C Picowatt Digital Optical Power Meter
Измеритель энергии и мощности	OPHIR
Фотоаппараты	
Зеркальный цифровой фотоаппарат	A-100 (Sony, япония)
Ультразвуковые ванны	
Ультразвуковая ванна	Сапфир 35 кГц, 120 Вт
Дозиметры	
Дозиметр	Arrow-Tech, Inc (Model 138)
Осциллографы	
Осциллограф	DPO70604 (Tektronix , США)
Генераторы	
генератор	СЛЭП-150
генератор	РАДАН-220