

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Филатов Евгений Васильевич

**Кинетика релаксации носителей
в фотовозбужденных
гетероструктурах 2-го типа**

01.04.07 - физика конденсированного состояния

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
И. И. Тартаковский

Черноголовка 2014

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. Литературный обзор	13
§ 1.1. Гетероструктуры 1-го и 2-го типа	13
§ 1.2. Надбарьерные состояния в гетероструктурах.....	15
§ 1.2.1. Модель периодического потенциала.....	15
§ 1.2.2. Экспериментальные исследования надбарьерных состояний	20
§ 1.3. Зонная структура ZnSe/BeTe	22
§ 1.4. Изгиб зон в гетероструктурах 2-го типа	25
§ 1.5. Межслойная релаксация носителей в гетероструктурах 2-го типа	30
§ 1.5.1. Времена релаксации надбарьерных носителей заряда.....	31
§ 1.5.2. Эффект ширины барьера в гетероструктурах 2-го типа	33
§ 1.5.3. Начальная заселенность надбарьерных состояний	38
§ 1.6. Влияние изгиба зон на релаксацию носителей.....	39
§ 1.7. Влияние внешнего электрического поля на релаксацию носителей	41
§ 1.7.1. Случай гетероструктуры первого типа	41
§ 1.7.2. Случай гетероструктуры второго типа	42
§ 1.7.2.1. Влияние на пространственно не прямые переходы.....	43
ГЛАВА 2. Образцы и экспериментальная техника	46
§ 2.1. Исследуемые образцы	46
§ 2.2. Методика регистрации фотолюминесценции	49
§ 2.2.1. Параметры оптического возбуждения	49
§ 2.2.2. Методика измерений с временным разрешением	51
§ 2.3. Экспериментальная установка.....	56
§ 2.3.1. Время-разрешенные измерения.....	56
§ 2.3.2. Время-интегрированные измерения.....	58

ГЛАВА 3. Кинетика релаксации фотовозбужденных носителей в условиях изгиба зон	60
§ 3.1. Введение	60
§ 3.2. Измерения времени жизни фотовозбужденных дырок в слое ZnSe.....	62
§ 3.3. Численный расчет зонных схем.....	70
§ 3.3.1. Резонансные условия туннелирования надбарьерных дырок.....	73
§ 3.4. Образование метастабильного состояния для дырок в слое ZnSe в структуре S10 (10/5 нм).....	77
§ 3.5. Удлинение времени излучательной рекомбинации носителей в слое ZnSe в структурах S15 (15/7.5 нм) и S20 (20/10 нм).....	80
§ 3.6. Нагрев марганцевой подсистемы в гетероструктурах (Zn,Mn)Se / (Be,Mn)Te	84
§ 3.7. Выводы.....	93
ГЛАВА 4. Процессы формирования изгиба зон при высокой плотности оптического возбуждения.....	96
§ 4.1. Введение	96
§ 4.2. Быстрая релаксация фотовозбужденных дырок.....	96
§ 4.3. Кинетика пространственного разделения дырок.....	98
§ 4.3.1. Модельный расчет для структуры S10 (10/5 нм).....	102
§ 4.4. Особенности кинетики ФЛ при высокой плотности разделенных носителей.....	105
§ 4.5. Выводы.....	113
ГЛАВА 5. Особенности спектров фотолюминесценции при приложении внешнего электрического поля	115
§ 5.1. Введение	115
§ 5.2. Кинетика релаксации фотовозбужденных носителей при приложении внешнего электрического поля	116
§ 5.2.1. Постановка задачи.....	116

§ 5.2.2. Экспериментальные данные	119
§ 5.2.3. Расчеты времен релаксации	125
§ 5.2.4. Обсуждение	127
§ 5.3. Определение величины разрыва валентной зоны в ZnSe/BeTe	128
§ 5.3.1. Постановка задачи	129
§ 5.3.2. Результаты эксперимента	131
§ 5.3.3. Сравнение величины фиолетового сдвига с расчетами	133
§ 5.4. Выводы	135
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	137
Список публикаций	139
Литература	142

ВВЕДЕНИЕ

Развитие технологий эпитаксиального роста в последние десятилетия позволило выращивать полупроводниковые структуры высокого качества, характерные размеры которых имеют масштаб нанометров в одном, двух или трех пространственных измерениях. Уменьшение размеров структуры приводит к пространственному квантованию энергетического спектра носителей заряда (электронов и дырок), что выражается в существенном изменении физических свойств таких систем по сравнению с объемными полупроводниками. Выделяют следующие классы наноструктур: в квантовых ямах (КЯ) движение носителей заряда ограничено в одном направлении, в квантовых проволоках — в двух, и, наконец, в квантовых точках (КТ) носители заряда локализованы сразу в трех пространственных измерениях.

Интерес к физике наноструктур во многом обусловлен возможностью их практического применения. Так, использование КЯ либо КТ в качестве активной среды лазерного диода позволяет снизить пороговую плотность тока и обеспечить работу лазера при комнатной температуре [1]. Широкая область поглощения и узкие полосы фотолюминесценции (ФЛ), а также возможность варьировать энергию ФЛ за счет изменения размера ядра КТ вместе с высокими значениями квантового выхода сделали КТ удобной заменой люминесцентных красителей в биологических исследованиях [2]. Фотоприемники на основе КТ обладают преимуществами низких значений темнового тока, работы при нормальном падении света и высокой рабочей температуры [3].

В зависимости от схемы зон наноструктуры относят к 1-му или 2-му типу. В КЯ, являющихся гетероструктурами 1-го типа, электрон и дырка локализованы внутри ямы, ограниченной барьером. Это приводит к хорошему перекрытию их волновых функций и высоким значениям квантового выхода, что позволяет эффективно использовать КЯ в лазерах и светодиодах. Устройства на основе полупроводников A^3B^5 применяются наиболее широко. Так, лазеры на основе

гетероструктур GaAs/(Al,Ga)As [1], GaInP/AlGaInP [4] и GaN/(In,Al)GaN [5] позволяют генерировать излучение с длиной волны 780 нм, 650 нм и 405 нм, соответственно. Однако для лазерных диодов в области длин волн 520 нм перспективными считаются гетероструктуры на основе полупроводников A^2B^6 [6].

В гетероструктурах 2-го типа основные состояния электрона и дырки расположены в различных слоях, т.е., яма для электрона является барьером для дырки (и наоборот). Такая схема зон приводит к тому, что электрон и дырка в основном состоянии рекомбинируют в оптическом переходе, который является непрямым в пространстве. Это позволяет генерировать излучение с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны каждого из полупроводников, составляющих гетероструктуру 2-го типа [7]. Однако низкое перекрытие волновых функций электрона и дырки в основном состоянии затрудняет использование таких структур в качестве источников излучения. С другой стороны, длительные времена жизни носителей в основном состоянии делают гетероструктуры 2-го типа перспективными в качестве элементов оптической памяти [8], включая устройства спиновой памяти [9]. Основное применение гетероструктур 2-го типа связано с использованием этих структур в качестве фотоприемников и фотоэлементов [10].

При оптическом возбуждении гетероструктур 2-го типа последующая релаксация электронов и дырок по энергии приводит к их пространственному разделению. При разделении носителей заряда разного знака в пространстве в структуре возникают электрические поля, которые при высокой концентрации разделенных носителей вызывают изгиб зон. В свою очередь, изгиб зон приводит к сдвигу уровней энергии электронов и дырок в основном состоянии, увеличивающему энергию пространственно непрямого оптического перехода. Эффект фиолетового сдвига непрямого перехода при увеличении мощности оптической накачки является характерным свойством всех гетероструктур 2-го типа.

В гетероструктуре 2-го типа ZnSe/BeTe глубокие потенциальные ямы для электронов и для дырок в основном состоянии (2.2 и 0.9 эВ, соответственно) [11] приводят к длительным временам пространственно непрямого оптического перехода, позволяющим накапливать значительные концентрации разделенных электронов и дырок (до $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$). Поэтому эффект фиолетового сдвига непрямого перехода в этой структуре ярко выражен — величина сдвига достигает рекордных значений $\sim 0.5 \text{ эВ}$ [12, 13].

Помимо пространственно непрямых оптических переходов между носителями в основном состоянии, в гетероструктурах 2-го типа наблюдаются пространственно прямые оптические переходы. При этом один из пары рекомбинирующих носителей заряда находится в основном состоянии, а другой — в надбарьерном состоянии [14-16]. Время жизни носителя заряда в надбарьерном состоянии определяется двумя процессами — излучательной рекомбинацией в пространственно прямом переходе и межслойной релаксацией носителя в основное состояние в соседнем слое. Доминирующий процесс определяется шириной барьера для носителя заряда в надбарьерном состоянии. В структурах с узкими барьерами наиболее быстрым процессом является межслойная релаксация носителей. Увеличение толщины барьера приводит к удлинению времени жизни носителя заряда в надбарьерном состоянии, т.е., к увеличению вероятности его релаксации по каналу излучательной рекомбинации [17-20].

Естественно ожидать, что эффект изгиба зон в структурах 2-го типа, вызванный ростом концентрации разделенных носителей при увеличении мощности оптической накачки, оказывает влияние на кинетику релаксации носителей в надбарьерном состоянии. Этот вопрос подробно рассматривается в данной диссертации на примере гетероструктуры ZnSe/BeTe, в которой эффекты изгиба зон проявляются особенно ярко.

Оптическое возбуждение структуры 2-го типа ZnSe/BeTe позволяет генерировать пары электронов и дырок в слое ZnSe, который является ямой для электронов и барьером для дырок. ФЛ пространственно прямого перехода, в

котором участвуют носители в слое ZnSe, служит «маркером» наличия надбарьерных дырок в слое ZnSe. В системе ZnSe/BeTe наблюдается сверхлинейный рост интенсивности ФЛ пространственно прямого перехода при увеличении мощности оптической накачки [18, 19]. Этот эффект объясняется замедлением темпов релаксации надбарьерных дырок в основное состояние в слое BeTe за счет формирования барьера для дырок в слое ZnSe при изгибе зон [19]. В настоящей диссертации прямые измерения длительности свечения пространственно прямого перехода в структуре ZnSe/BeTe были впервые проведены в широком диапазоне плотности мощности оптической накачки, что позволило исследовать влияние изгиба зон на времена релаксации фотовозбужденных дырок в надбарьерном состоянии.

Помимо эффекта изгиба зон, на зонную структуру ZnSe/BeTe можно повлиять с помощью приложения поперечного электрического поля. Влияние приложенного электрического поля на кинетику релаксации надбарьерных дырок также изучено в данной диссертации.

Другим вопросом, рассмотренным в настоящей диссертации, является уточнение величины разрыва валентной зоны в гетероструктуре ZnSe/BeTe, что важно для разработки эффективных оптоэлектронных устройств.

Отметим, что исторически исследования гетероструктур мотивировались новыми возможностями конструирования схемы зон полупроводниковых структур, которые давало использование разрывов зон на гетеропереходах [21]. Данная диссертация развивает эту традицию, исследуя эффекты, связанные со значительными модификациями схемы зон, которые можно реализовать в гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe.

Целью данной диссертационной работы является изучение процессов релаксации фотовозбужденных носителей в гетероструктурах 2-го типа на примере системы ZnSe/BeTe при различных сценариях модификации зонной структуры. Изменение зонной структуры может быть вызвано сильными

внутренними электрическими полями за счет эффекта изгиба зон, или приложением к структуре внешних электрических полей.

Научная новизна работы заключается в том, что впервые в полупроводниковых гетероструктурах 2-го типа с большой величиной разрыва зон исследована кинетика пространственно прямого перехода при различных значениях концентрации пространственно разделенных носителей, а также напряженности приложенного внешнего электрического поля, на примере системы ZnSe/BeTe. Сопоставление полученных экспериментальных данных с расчетами позволило описать кинетику релаксации надбарьерной дырки.

Уточнена также величина разрыва валентной зоны ZnSe/BeTe при гелиевых температурах.

Практическая ценность работы состоит в том, что в ней изучены процессы релаксации фотовозбужденных носителей в гетероструктурах 2-го типа при различных модификациях зонной структуры. На основании полученных зависимостей времен жизни надбарьерных дырок от концентрации разделенных носителей появилась возможность контроля за временем жизни фотовозбужденных дырок в надбарьерном состоянии путем изменения мощности оптической накачки. Это позволило определить время разогрева подсистемы спинов марганца при оптическом возбуждении полумагнитных гетероструктур (Zn,Mn)Se/(Be,Mn)Te [A4]. Исследованная зависимость времени жизни надбарьерной дырки от величины напряженности приложенного внешнего электрического поля открывает возможность управлять намагниченностью оптически возбуждаемых полумагнитных гетероструктур за счет изменения напряженности прикладываемого электрического поля.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Проведены измерения время-разрешенных спектров фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур ZnSe/BeTe с различными

толщинами слоев при импульсном возбуждении фемтосекундным лазером. Обнаружено существенное (более чем на порядок) увеличение длительности свечения пространственно прямого перехода с увеличением мощности оптической накачки. Проведенные расчеты позволили объяснить наблюдаемый эффект двумя основными факторами:

- а) Во-первых, изгиб зон, возникающий при концентрации разделенных носителей $n \sim 10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-2}$, приводит к существенному замедлению скорости ухода фотовозбужденной дырки из локализованного в слое ZnSe состояния в основное состояние в BeTe — фактически, к превращению надбарьерного дырочного состояния в состояние, ограниченное барьером.
 - б) Во-вторых, при высоких концентрациях разделенных носителей изгиб зон приводит к уменьшению перекрытия волновых функций электрона в основном и дырки в локализованном в слое ZnSe состоянии, а, следовательно, к удлинению времени излучательной рекомбинации носителей.
2. Проведены модельные расчеты кинетики релаксации фотовозбужденных дырок при импульсном нерезонансном возбуждении. Показано, что при низкой начальной концентрации дырок концентрация разделенных носителей увеличивается со временем за счет процесса ухода надбарьерных дырок в основное состояние в слое BeTe. При высокой начальной концентрации дырок концентрация разделенных носителей не увеличивается после начального периода быстрого расселения носителей заряда. Однако в структурах с широкими слоями высокая начальная концентрация дырок приводит к существенному вкладу кулоновского взаимодействия электронов и дырок в слое ZnSe в формирование изгиба зон. Моделирование кинетики релаксации дырок позволяет качественно объяснить наблюдаемую в эксперименте

немоноэкспоненциальность зависимости интенсивности ФЛ пространственно прямого перехода от времени.

3. Проведены измерения зависимости интенсивности пространственного прямого перехода от приложенного внешнего электрического поля для структуры ZnSe/BeTe при возбуждении непрерывным лазером и измерения длительности свечения пространственно прямого перехода при возбуждении импульсным лазером в зависимости от приложенного поля. Установлено, что приложение электрического поля к ZnSe/BeTe приводит к уменьшению интенсивности пространственно прямого перехода и к уменьшению длительности его свечения. Наблюдаемый эффект связан с двумя факторами:
 - во-первых, с увеличением времени излучательной рекомбинации для электрона и дырки в надбарьерном состоянии,
 - во-вторых, с уменьшением времени ухода дырки из надбарьерного состояния в основное состояние в BeTe. Проведены расчеты, которые показывают хорошее согласие с данными эксперимента.
4. Исследованы спектры ФЛ гетероструктур ZnSe/BeTe с широкими слоями в зависимости от мощности оптического возбуждения, что позволило уточнить величину разрыва валентной зоны гетероструктуры ZnSe/BeTe.

Личный вклад автора. Автор непосредственно участвовал в постановке исследовательской задачи, проведении измерений и обсуждении результатов. Работа была выполнена в лаборатории неравновесных электронных процессов ИФТТ РАН в период с 2007 по 2014 г.

Апробация работы. Результаты работы докладывались конференциях "Новые материалы и структуры" (Черноголовка, 2007), VIII Российской конференции по физике полупроводников (Екатеринбург, 2007), "14th International Conference on II-VI Compounds" (St. Peterburg, Russia), X Российской

конференции по физике полупроводников (Н. Новгород, 2011), XI Российской конференции по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2013).

Публикации. Результаты исследований, проведенных в диссертации, отражены в 4 работах [А1-А4].

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, пяти глав, Заключения и списка литературы.

В **первой главе** диссертации приведен обзор работ, в которых изучаются процессы релаксации носителей в гетероструктурах 2-го типа.

Во **второй главе** диссертации приведено описание структур образцов и схемы экспериментальной установки, которые использовались для получения результатов, освещенных в данной работе.

В **третьей главе** диссертации представлены основные результаты, связанные с исследованием процессов релаксации фотовозбужденных дырок в пикосекундном масштабе времен при высокой концентрации разделенных носителей для структур ZnSe/BeTe с различной толщиной слоев.

В **четвертой главе** диссертации приведены результаты расчетов и их сопоставления с экспериментальными данными, позволяющие описать временные зависимости величины изгиба зон после импульсного оптического возбуждения.

В **пятой главе** диссертации рассмотрены результаты, связанные с исследованием процессов релаксации фотовозбужденных дырок при приложении внешнего электрического поля к структуре ZnSe/BeTe, а также приведены данные, позволяющие уточнить величину разрыва валентной зоны в гетероструктуре ZnSe/BeTe.

В **Заключении** кратко сформулированы основные результаты исследований, изложенных в данной работе.

ГЛАВА 1. Литературный обзор

§ 1.1. Гетероструктуры 1-го и 2-го типа

Метод молекулярно-лучевой эпитаксии, предложенный А. Чо в 1971 г. [22], позволил выращивать полупроводниковые гетероструктуры, состоящие из чередующихся слоев различных композиционных материалов, с высоким структурным совершенством.

Область контакта двух слоев, состоящих из различных материалов, называется гетеропереходом. В зависимости от взаимного расположения зон контактирующих материалов выделяют следующие типы гетеропереходов. В гетеропереходе 1-го типа потолок валентной зоны и дно зоны проводимости одного из материалов находятся внутри запрещенной зоны другого материала (рис. 1а). В гетеропереходе 2-го типа внутри запрещенной зоны каждого из пары материалов находится либо потолок валентной зоны, либо дно зоны проводимости другого материала (рис. 1б). Наконец, в гетеропереходе 3-го типа запрещенная зона одного материала находится вне запрещенной зоны другого материала (рис. 1с).

Гетеропереход 1-го типа формируют, к примеру, пары материалов InAs/GaAs и ZnS/CdSe, 2-го типа — InAs/AlSb и ZnSe/BeTe, и, наконец, к гетеропереходам 3-го типа относятся InAs/GaSb и HgTe/CdTe.

Если толщины слоев, из которых состоит гетероструктура, соизмеримы с длиной волны де Бройля электрона или дырки, существенную роль начинает играть размерное квантование. Примером такого объекта служит квантовая яма — гетероструктура 1-го типа, один из слоев которой является потенциальной ямой как для электрона, так и для дырки. В этом случае квантование движения носителей заряда в направлении оси роста приводит к возникновению изолированных уровней энергии, которые за счет свободного движения носителей заряда в двух других направлениях образуют квазидвумерные подзоны.

Данная диссертация посвящена гетероструктурам 2-го типа — это значит, что гетеропереходы в исследуемых структурах относятся ко 2-му типу. Минимумы потенциальной энергии для электронов и для дырок в структурах 2-го типа находятся в различных слоях.

В 1970 г. Есаки и Тсу предложили термин «сверхрешетка» для гетероструктуры с периодическим потенциалом, слои которой достаточно тонкие для возникновения заметного интеграла перекрытия волновых функций носителей, локализованных в соседних ямах. В таких структурах размерное квантование в направлении оси роста приводит к образованию минизон, а не изолированных уровней энергии [23].

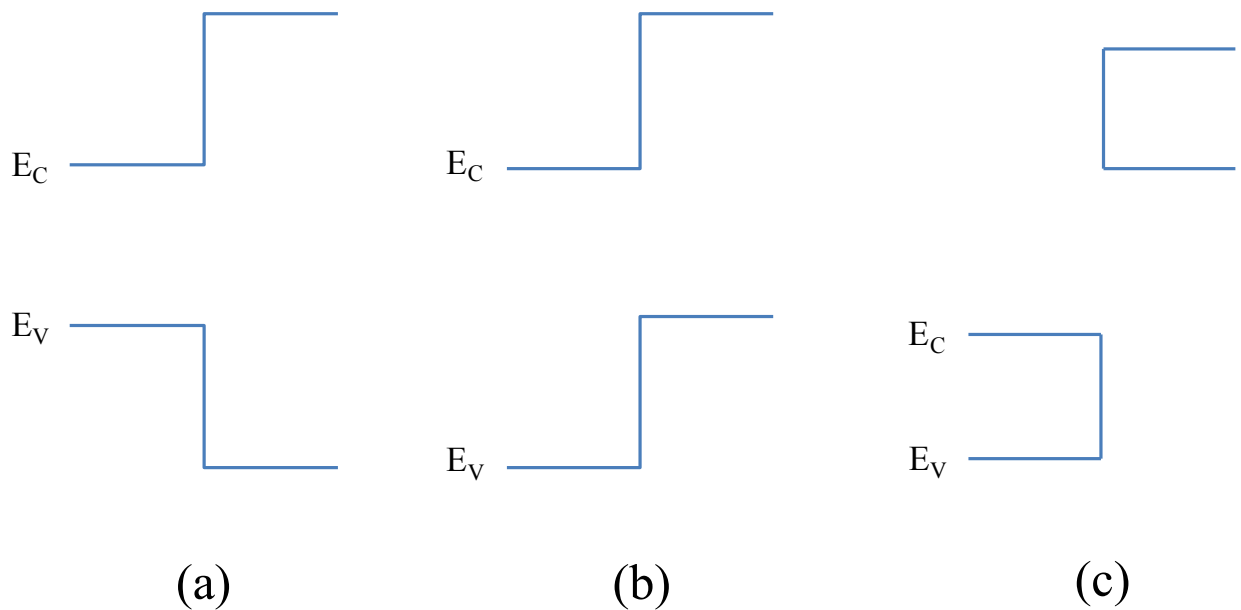


Рисунок 1. Зонная структура гетеропереходов (a) — 1-го типа, (b) — 2-го типа, (c) — 3-го типа. Горизонтальное направление отвечает оси роста структуры. В каждом из случаев для материала слева от гетероперехода символом E_C отмечено дно зоны проводимости, а символом E_V — потолок валентной зоны

§ 1.2. Надбарьерные состояния в гетероструктурах

§ 1.2.1. Модель периодического потенциала

Основные состояния носителей заряда в сверхрешетках локализованы в слоях, которые представляют собой потенциальную яму, ограниченную барьером. Однако, существуют возбужденные состояния, локализованные над барьером. Для периодического потенциала задача сводится к широко известной модели Кронига-Пенни. Напомним основные выводы, связанные с надбарьерными состояниями, следуя изложению в монографии [24].

На рис. 2 приведен профиль потенциальной энергии для носителей одного знака в сверхрешетке вдоль оси z роста структуры.

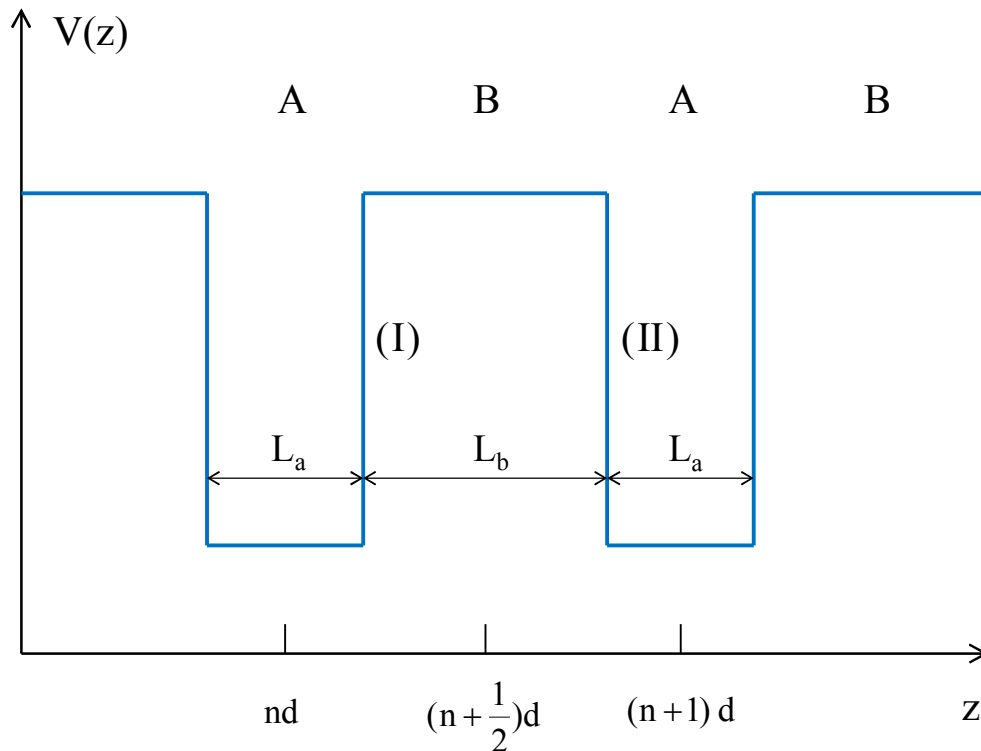


Рисунок 2. Профиль потенциальной энергии сегмента сверхрешетки, состоящей из бесконечного количества прямоугольных ям (A), разделенных барьерами (B) [24]

Период рассматриваемой сверхрешетки составляет $d = L_a + L_b$, где L_a — толщина ям, а L_b — толщина барьеров (рис. 2). Максимум потенциальной энергии принят за 0, а минимум обозначен величиной $-V_b$, масса частицы равна m^* .

Поскольку нас интересуют надбарьерные состояния, мы ограничимся случаем положительных энергий $\varepsilon > 0$. В этом случае решение одномерного уравнения Шредингера в слоях А, являющихся ямами, и в слоях В, являющихся барьерами, представляет собой алгебраическую сумму комплексных экспонент.

Для энергий $\varepsilon > 0$ волновая функция $\Psi(z)$ в слоях А (ямы) записывается в виде:

$$\Psi(z) = \alpha e^{ik_a(z-nd)} + \beta e^{-ik_a(z-nd)}, \quad \text{при } |z - nd| \leq \frac{L_a}{2}, \quad (1)$$

а волновая функция $\Psi(z)$ в слоях В (барьеры) имеет следующий вид:

$$\Psi(z) = \gamma e^{ik_b(z-nd-\frac{d}{2})} + \delta e^{-ik_b(z-nd-\frac{d}{2})}, \quad \text{при } \left|z - nd - \frac{d}{2}\right| \leq \frac{L_b}{2}, \quad (2)$$

где k_a и k_b — волновые числа функции $\Psi(z)$ внутри слоев А и В, соответственно.

Энергия носителя ε связана с волновыми числами следующим образом:

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k_b^2}{2m^*} = -V_b + \frac{\hbar^2 k_a^2}{2m^*}, \quad (3)$$

Поскольку гамильтониан коммутирует с оператором трансляции (на период d сверхрешетки), применима теорема Блоха, т.е., все собственные функции гамильтониана можно представить в виде

$$\Psi(z) = u_q(z) e^{iqz}, \quad u_q(z + d) = u_q(z), \quad (4)$$

где q — волновое число. Без потери общности можно ограничить значения q интервалом $\left[-\frac{\pi}{d}, +\frac{\pi}{d}\right]$, т.е. первой зоной Бриллюэна.

Используя условия непрерывности самой волновой функции и ее производной на интерфейсах I и II (см. рис. 2), и применяя теорему Блоха, получаем систему из четырех линейных уравнений, связывающих коэффициенты α , β , γ и δ . Нетривиальные решения этой системы существуют лишь при условии:

$$\cos(qd) = \cos(k_a L) \cos(k_b h) - \frac{1}{2} \left(\xi + \frac{1}{\xi} \right) \sin(k_a L) \sin(k_b h), \quad (5)$$

где

$$\xi \stackrel{\text{def}}{=} \frac{k_b}{k_a}. \quad (6)$$

Уравнение (5) содержит в неявном виде закон дисперсии $\varepsilon(q)$, связывающий энергию ε и волновое число q для положительных энергий, $\varepsilon > 0$. Для каждого значения q уравнение допускает бесконечное число решений, которые можно пронумеровать, введя квантовое число n . Для каждого фиксированного n диапазон энергий ε_{qn} образует разрешенную подзону. Эти подзоны разделены запрещенными зонами, ширина которых убывает с возрастанием n .

Мы провели расчет уровней энергии и волновых функций дырок для гетероструктуры 2-го типа ZnSe/BeTe с шириной слоев ZnSe и BeTe 10 нм и 5 нм, соответственно (рис. 3). На рис. 3 приведены нижние восемь состояний дырки — т.е., состояния с квантовыми числами n в диапазоне от 1 до 8. Для определенности мы рассматривали только состояния с волновым числом $q=0$ (состояния в центре зоны Бриллюэна). Такое приближение оправданно, так как в рассматриваемой структуре толщина барьера достаточна для того, чтобы ширина минизон была незначительной.

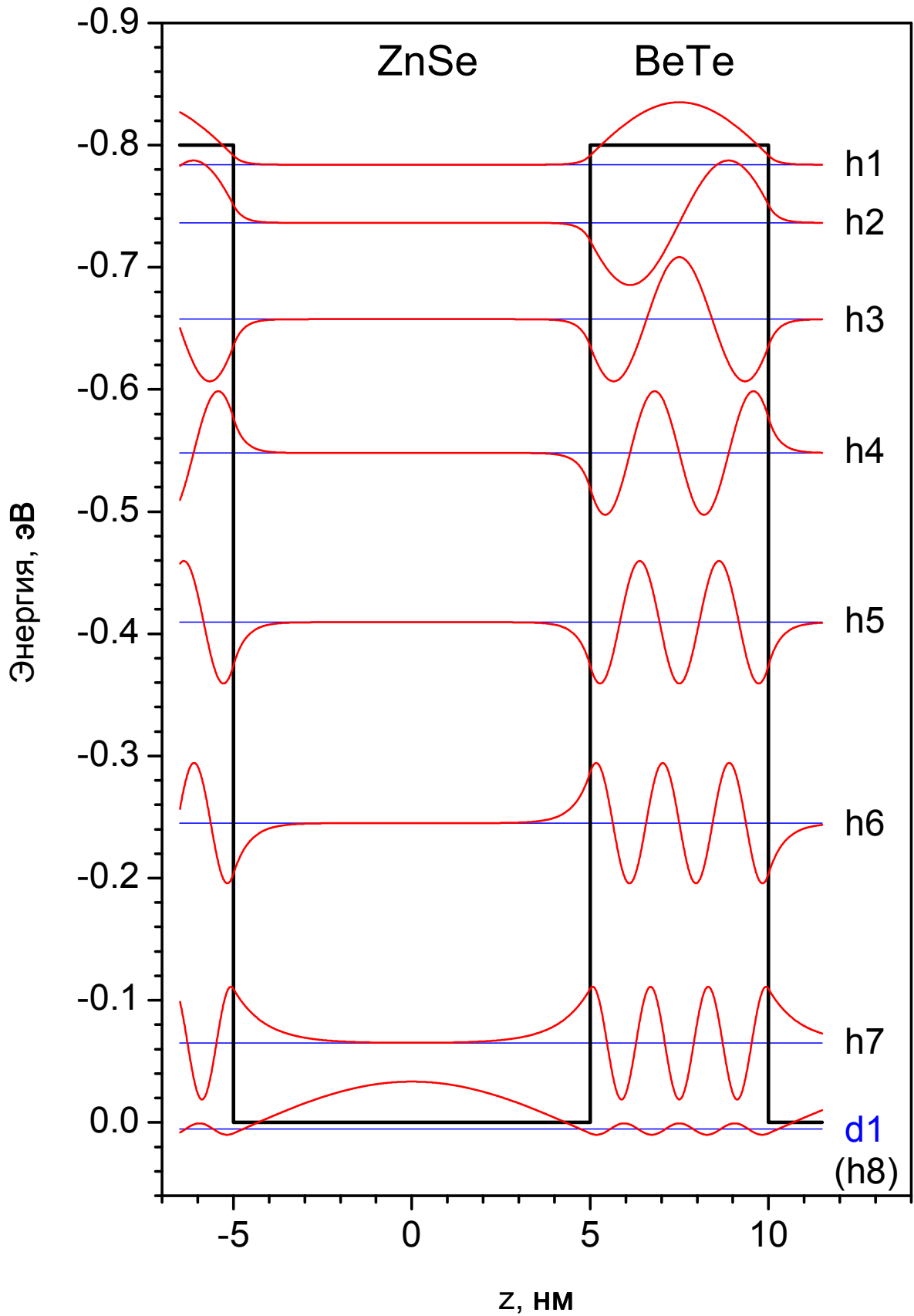


Рисунок 3. Профиль валентной зоны сверхрешетки ZnSe/BeTe (черная линия), уровни энергии (синие линии) и волновые функции дырок (красные линии) в центре зоны Бриллюэна

Волновые функции дырочных состояний $h_1 \dots h_7$ на рис. 3 похожи на волновые функции состояний частицы в потенциальной яме с бесконечными стенками, с тем отличием, что $\Psi_{h_1}(z) \dots \Psi_{h_7}(z)$ принимают ненулевые значения внутри барьера. Однако следующее состояние, h_8 , оказывается в основном сосредоточенным внутри барьера. Это состояние является нижайшим надбарьерным и обозначается d_1 . Заметим, что волновая функция $\Psi_{d_1}(z)$ напоминает волновую функцию основного состояния в потенциальной яме.

Интуитивное представление о механизме локализации носителя над барьером можно получить, считая, что распространяющаяся над барьером волна отражается от границы барьера — подобно тому, как, в случае частицы в потенциальной яме, распространяющаяся волна отражается от стенки ямы [25]. Локализация носителя в надбарьерном состоянии отвечает случаю конструктивной интерференции для волны, распространяющейся над барьером [25]:

$$k_b L_b = \pi p, \quad \text{где } p \in \mathbb{N}. \quad (7)$$

Нетрудно видеть, что уравнение (7) эквивалентно условию, задающему уровни энергии частицы в потенциальной яме с бесконечными стенками.

В действительности, степень локализации надбарьерного носителя внутри барьера, которую можно определить как вероятность нахождения носителя внутри барьера, может быть сравнима со степенью локализации носителя в основном состоянии внутри ямы, и в определенных условиях даже превосходить ее [25]. Для приведенной на рис. 3 структуры ZnSe/BeTe вероятность нахождения дырки в надбарьерном состоянии d_1 внутри барьера составляет ≈ 0.992 , что очень близко к вероятности найти дырку в основном состоянии внутри ямы, которая равна ≈ 0.998 .

§ 1.2.2. Экспериментальные исследования надбарьерных состояний

Оптические переходы, отвечающие надбарьерным состояниям, были впервые исследованы в середине 1980-х годов в сверхрешетках GaAs/(Al,Ga)As путем измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) [26] и комбинационного рассеяния [27]. Однако в то время предполагалось, что надбарьерные состояния делокализованы [27].

Лишь в начале 1990-х появился ряд экспериментальных работ, показавших, что надбарьерные состояния в сверхрешетках могут быть, в действительности, локализованы внутри барьеров.

В работе [25] исследовались сверхрешетки 1-го типа $Zn_{0.86}Cd_{0.14}Se/Zn_{0.75}Mn_{0.25}Se$. Приложение магнитного поля приводит к гигантскому зеемановскому расщеплению спиновых подзон в полумагнитных слоях $Zn_{0.75}Mn_{0.25}Se$, являющихся барьерами. Измерения спектров пропускания сверхрешеток в зависимости от величины магнитного поля показали, что величина зеемановского сдвига экситонного перехода, отвечающего электрону и дырке в надбарьерном состоянии, с хорошей точностью совпадает с величиной зеемановского сдвига экситона в эпитаксиальном слое $Zn_{0.75}Mn_{0.25}Se$. Таким образом, было показано, что носители в надбарьерном состоянии локализованы внутри слоев $Zn_{0.75}Mn_{0.25}Se$, т.е., внутри барьеров.

Аналогичная методика использовалась для доказательства существования локализованных надбарьерных состояний в сверхрешетках 2-го типа $ZnTe/Cd_{1-x}Mn_xSe$ [14, 15].

Иной подход использовался в работе [16] при изучении структур, содержащих одиночные барьеры с гетероинтерфейсами 2-го типа — $CdSe/ZnTe$, и 1-го типа — $ZnSe/Zn_{0.85}Mn_{0.15}Se$. Работа основывается на том, что, как и в случае основного состояния частицы в потенциальной яме, энергия нижайшего надбарьерного состояния увеличивается при уменьшении толщины барьера. На рис. 4 приведены спектры поглощения для структур с различными толщинами

слоя CdSe. Эффекты размерного квантования отсутствуют в случае эпитаксиального слоя CdSe. Но в спектрах структур CdSe/ZnTe с различными толщинами барьера наблюдается сдвиг пика полосы поглощения, отвечающего пространственно прямому оптическому переходу в слое CdSe, между электроном в основном состоянии и дыркой в надбарьерном состоянии. Хорошее совпадение с теорией для величины сдвига пика поглощения послужило подтверждением того, что надбарьерное состояние дырки локализовано внутри барьера.

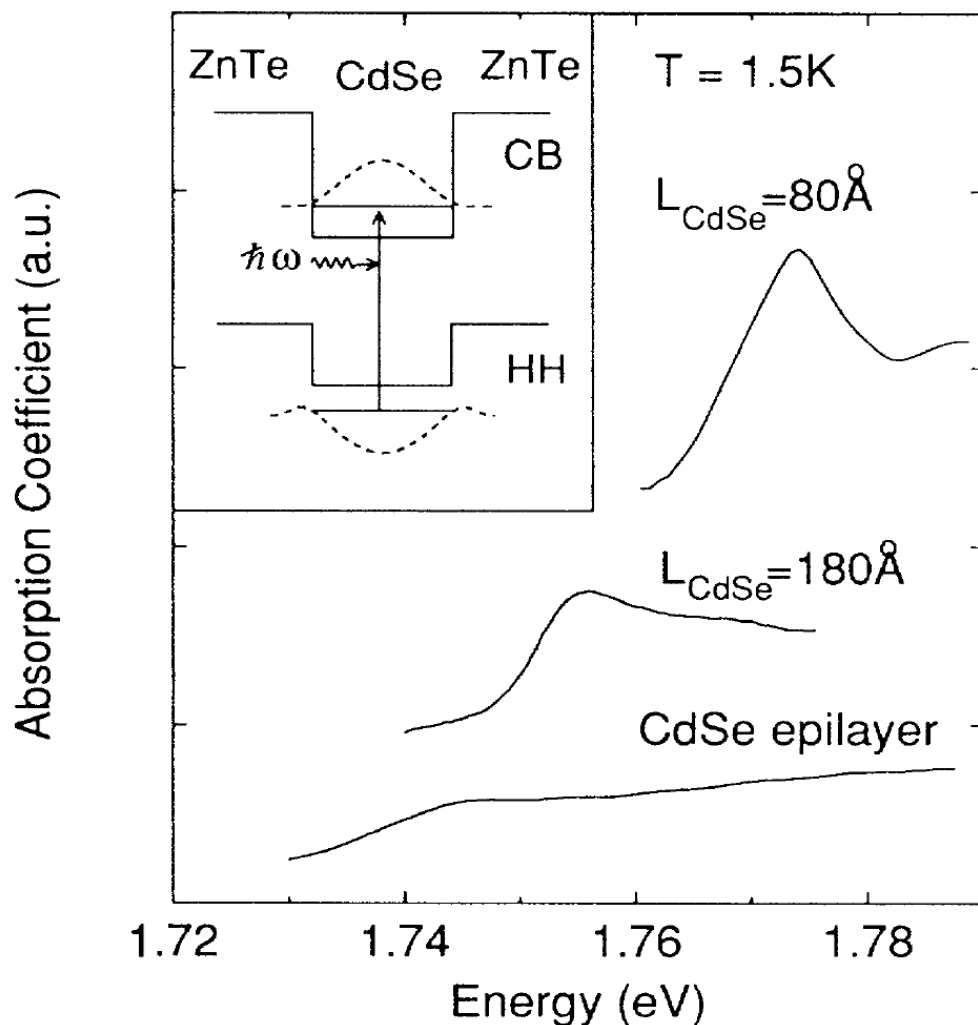


Рисунок 4. Спектры поглощения эпитаксиального слоя CdSe и двух образцов, содержащих одиночные слои CdSe, заключенные между слоями ZnTe. На вставке приведена схема зон гетероструктуры CdSe/ZnTe, содержащей одиночный барьер [16]

Надбарьерные состояния в гетероструктурах изучались также в структурах с малыми величинами разрывов зон. Такие исследования проводились в сверхрешетках с полумагнитными слоями — $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ [28] и $\text{ZnSe}/\text{Zn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Se}$ [29, 30], в которых приложение магнитного поля позволяет управлять величинами разрывов зон. В таких системах реализуются спиновые сверхрешетки, в которых один и тот же слой может быть ямой или барьером для носителей заряда одного знака с разными спиновыми состояниями. Малость разрывов зон приводит к большей роли, которую играют экситонные эффекты, в частности, проявляющиеся в замедлении процессов межслойной релаксации носителей [30].

§ 1.3. Зонная структура ZnSe/BeTe

Среди гетероструктур 2-го типа структура ZnSe/BeTe выделяется большими значениями разрывов зон, что делает эту систему крайне интересной для изучения процессов релаксации фотовозбужденных носителей.

На рис. 5а приведена зонная схема ZnSe/BeTe при низких температурах. Значения локализуемого потенциала в ZnSe/BeTe превышают 2.2 эВ для электронов и 0.9 эВ для дырок [11]. Сильное различие в величине запрещенной зоны для разных слоев (2.8 эВ для ZnSe и 4.5 эВ для BeTe) позволяет при оптическом возбуждении избирательно генерировать электронно-дырочные пары в слоях ZnSe . При последующей релаксации по энергии происходит рассеяние дырок из слоя ZnSe в слой BeTe .

В структурах ZnSe/BeTe реализуются два типа межзонных оптических переходов, которые также показаны на рис. 5а: пространственно прямой (стрелка DT) и пространственно не прямой (стрелка IT).

Прямые переходы происходят между носителями в слое ZnSe , при этом электрон находится в нижайшем состоянии своей ямы, а дырка находится на

нижнем надбарьерном уровне. Существование дырки на нижайшем надбарьерном уровне проявляется в наличии полосы в спектре люминесценции в области 2.8 эВ (рис. 5b). Таким образом, измерения длительности свечения прямого перехода позволяют установить время жизни дырки в надбарьерном состоянии.

Непрямые в пространстве оптические переходы, отвечающие рекомбинации дырок в слое BeTe и электронов в слое ZnSe, находятся (в пределе плоских зон) в спектральной области ≈ 2.0 эВ (рис. 5b).

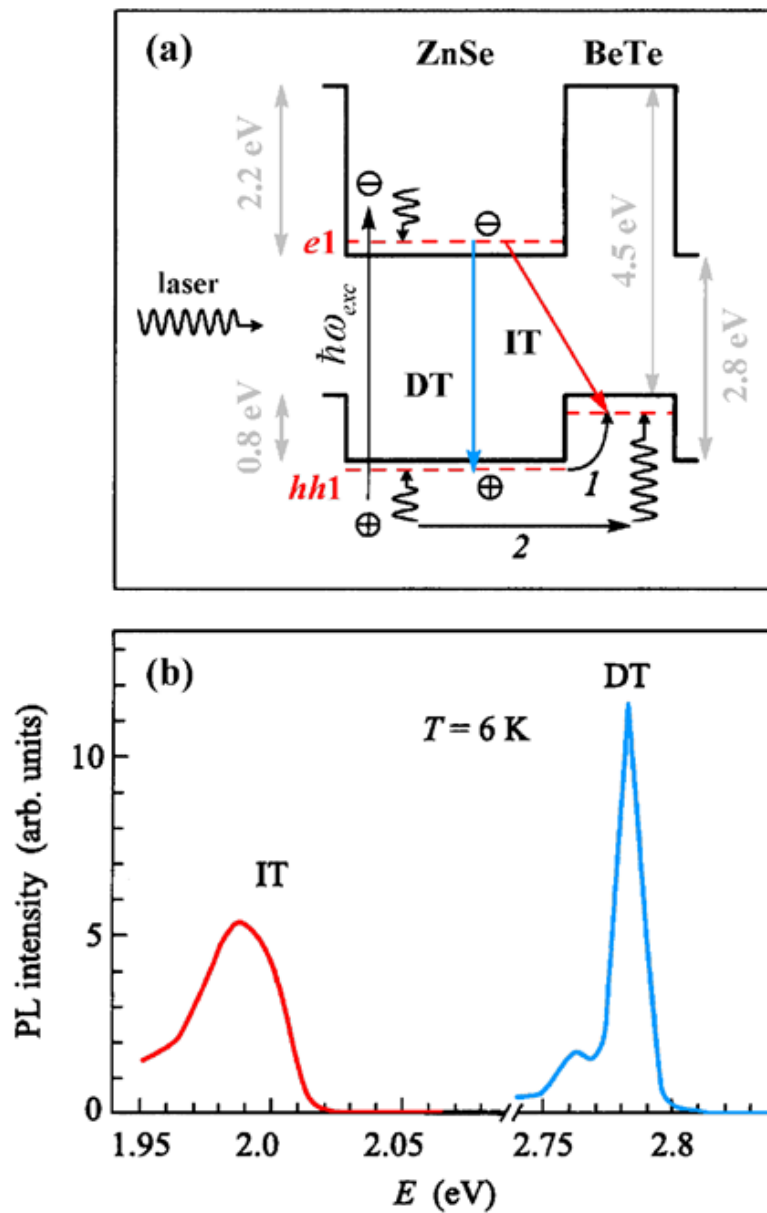


Рисунок 5. (a) — зонная структура гетероструктур 2-го типа ZnSe/BeTe, (b) — спектры фотолюминесценции при возбуждении структуры (7.2 / 4.0 нм) непрерывным He-Cd лазером [20]

Любопытно, что хотя гетероструктура ZnSe/BeTe относится к структурам 2-го типа, при некотором специфическом выборе толщин слоев основное состояние электрона оказывается локализованным не в слое ZnSe, а в слое BeTe. Необходимые для этого условия возникают при толщинах слоя ZnSe $L_{\text{ZnSe}} < 2\div 3$ монослоя и сравнительно широких слоях BeTe. Размерное квантование приводит к выталкиванию основного состояния Γ -электрона в слое ZnSe. При малых значениях ширины L_{ZnSe} слоя ZnSe это приводит к тому, что энергия нижайшего Γ -электрона в слое ZnSe начинает превышать энергию X-электрона в слое BeTe, т.е., основное состояние электрона находится в слое BeTe. При этом наблюдается резкое уменьшение интенсивности ФЛ пространственно прямого перехода в слое ZnSe [31].

Интересным эффектом, который долгое время не удавалось обнаружить в объемных полупроводниках, но который проявляется в различных гетероструктурах, включая ZnSe/BeTe, является возможность наблюдать в эксперименте заряженные экситонные комплексы, трионы [32]. Энергия связи трионов мала в объемных полупроводниках, но может достигать 20÷40% энергии связи экситона в гетероструктурах. В спектрах ФЛ пространственно прямого перехода трионы в ZnSe/BeTe проявляются в виде отдельной полосы с энергией, меньшей энергии экситонной полосы. При этом трионы изучались как в допированных структурах ZnSe/BeTe [33], так и в нейтральных (недопированных) структурах с несимметричными ямами [34,35]. Характерная энергия связи трионов в ZnSe/BeTe составляет 3.1÷5.5 мэВ [33] при том, что энергия связи экситона в ZnSe составляет ≈ 20 мэВ.

В данной диссертации мы будем игнорировать многие эффекты, связанные с многочастичными взаимодействиями, поскольку в диссертации исследуются сравнительно сильные эффекты, связанные со значительными перестройками зонной структуры с масштабом в сотни мэВ, что значительно превышает энергию связи экситона в ZnSe. Это позволяет ограничиться рассмотрением одночастичной задачи для электрона в зоне проводимости и для дырки в валентной зоне.

§ 1.4. Изгиб зон в гетероструктурах 2-го типа

В пионерской работе 1983 г. Крёмер и Гриффитс предсказали эффект изгиба зон в одиночном гетеропереходе 2-го типа [7]. В гетеропереходах 2-го типа пространственное разделение электронов и дырок в основном состоянии (см. рис. 6а) приводит к тому, что носители заряда одного знака находятся в электрическом поле, создаваемом носителями заряда другого знака.

Приближенно потенциал, в котором находятся электроны (или дырки), можно считать треугольным — в одном направлении движение носителей заряда ограничено разрывом зон на гетероинтерфейсе, а в противоположном направлении потенциал возрастает по линейному закону (рис. 6б). При увеличении концентрации разделенных носителей возрастает напряженность электрического поля, действующего на электроны и дырки, т.е. увеличивается градиент линейной части потенциала треугольных ям, в которых находятся носители заряда. Это приводит к «выталкиванию» основного уровня энергии электронов и дырок и, как следствие, к увеличению энергии полосы ФЛ пространственно непрямого оптического перехода. В работе [7] приведена оценка, показавшая, что величина сдвига полосы ФЛ в фиолетовую область спектра может достигать 0.2 эВ.

Вскоре после теоретической работы [7] эффект фиолетового сдвига был обнаружен экспериментально в одиночном гетеропереходе (p)(Al,In)As/(n)InP [36]. Эффект не ограничен одиночными гетеропереходами — он присутствует и в сверхрешетках 2-го типа, а также в более низкоразмерных структурах со схемой зон 2-го типа.

В одиночном гетеропереходе форма изгиба зон, по-видимому, наиболее адекватно описывается случаем треугольных ям для носителей, что приводит к степенной зависимости сдвига ΔE энергии полосы ФЛ непрямого перехода от мощности P накачки: $\Delta E \propto P^{2/9}$ [37, 38].

В настоящее время фиолетовый сдвиг энергии пространственно непрямого перехода обнаружен в одиночных гетеропереходах 2-го типа InGaP/AlxGa1-xAs [39] и CdSe/ZnTe [38], и в гетероструктурах 2-го типа GaSb/GaAs [40], InGaAs/AlAsSb [41], InP/InAlAs [42], GaAsSb/GaAs [43], CdS/ZnSe [44], ZnSe_{0.8}Te_{0.2}/ZnSe [45].

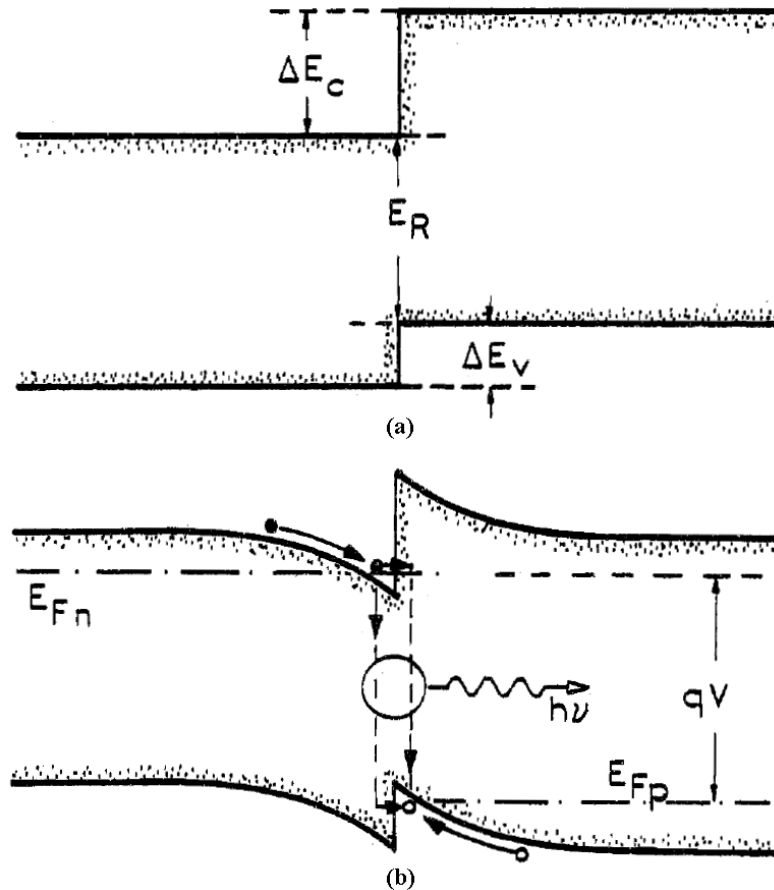


Рисунок 6. (а) Схема зон гетероперехода 2-го типа в случае плоских зон, в которой показаны разрывы ΔE_C зоны проводимости и ΔE_V валентной зоны, а также величина E_R , характеризующая перекрытие запрещенных зон на гетероинтерфейсе.

(б) Гетеропереход с легированием n (слева) и p (справа) при приложенном внешнем напряжении, которое приводит к формированию ям для дырок и электронов по разные стороны гетероинтерфейса. Излучательная рекомбинация возможна за счет туннелирования носителей [7]

Эффект фиолетового сдвига также изучался в низкоразмерных структурах, а именно, в квантовых точках со схемой зон 2-го типа (In,Al,Ga)Sb/GaAs [46-48], InAs/GaAsSb [49, 50], Si/Ge [51], ZnTe/ZnSe [52] и CdTe/CdSe [53], и в квантовых кольцах GaSb/GaAs [54]. Эффект изучен настолько подробно, что в современных работах он зачастую применяется для характеристики схемы зон изучаемой структуры.

Для возникновения фиолетового сдвига достаточным условием является пространственное разделение электронов и дырок. Такие условия могут быть созданы и в гетеропереходе 1-го типа. В гетеропереходе 1-го типа p-InAs/P-InAsPSb, зонная схема которого приведена на рис. 7, наличие квазистационарного состояния для электронов в области пространственного обеднения, которое возникает из-за эффекта надбарьерного отражения, приводит к пространственному разделению электронов и дырок [37, 55].

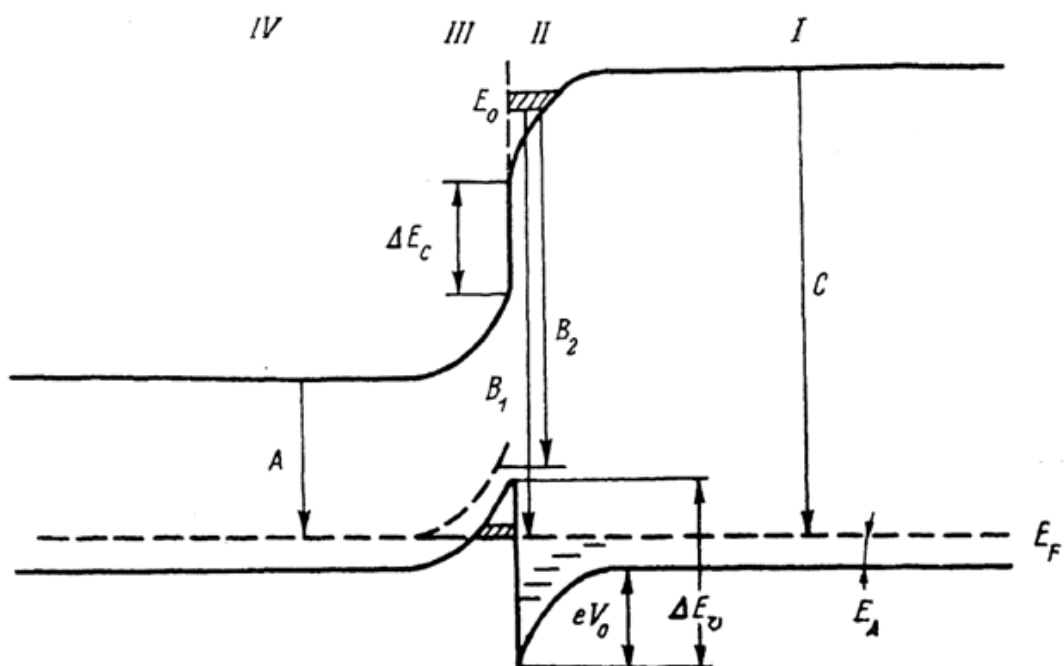


Рисунок 7. Схема зон гетероперехода p-InAs / P-InAs_{0.63}Pb_{0.25}Sb_{0.12}. E_F — уровень Ферми дырок, ΔE_c , ΔE_v — разрывы зоны проводимости и валентной зоны, соответственно.

I — эпитаксиальный слой P-InAsPSb, II — обедненный слой, III — слой пространственного заряда, IV — подложка p-InAs [37]

Эффект изгиба зон может наиболее ярко проявляться в широкозонных гетероструктурах с большими величинами разрывов зон. На рис. 8 приведены результаты расчетов, показывающие влияние изгиба зон на уровни энергии и волновые функции электронов и дырок в гетероструктуре 2-го типа ZnSe/BeTe [56].

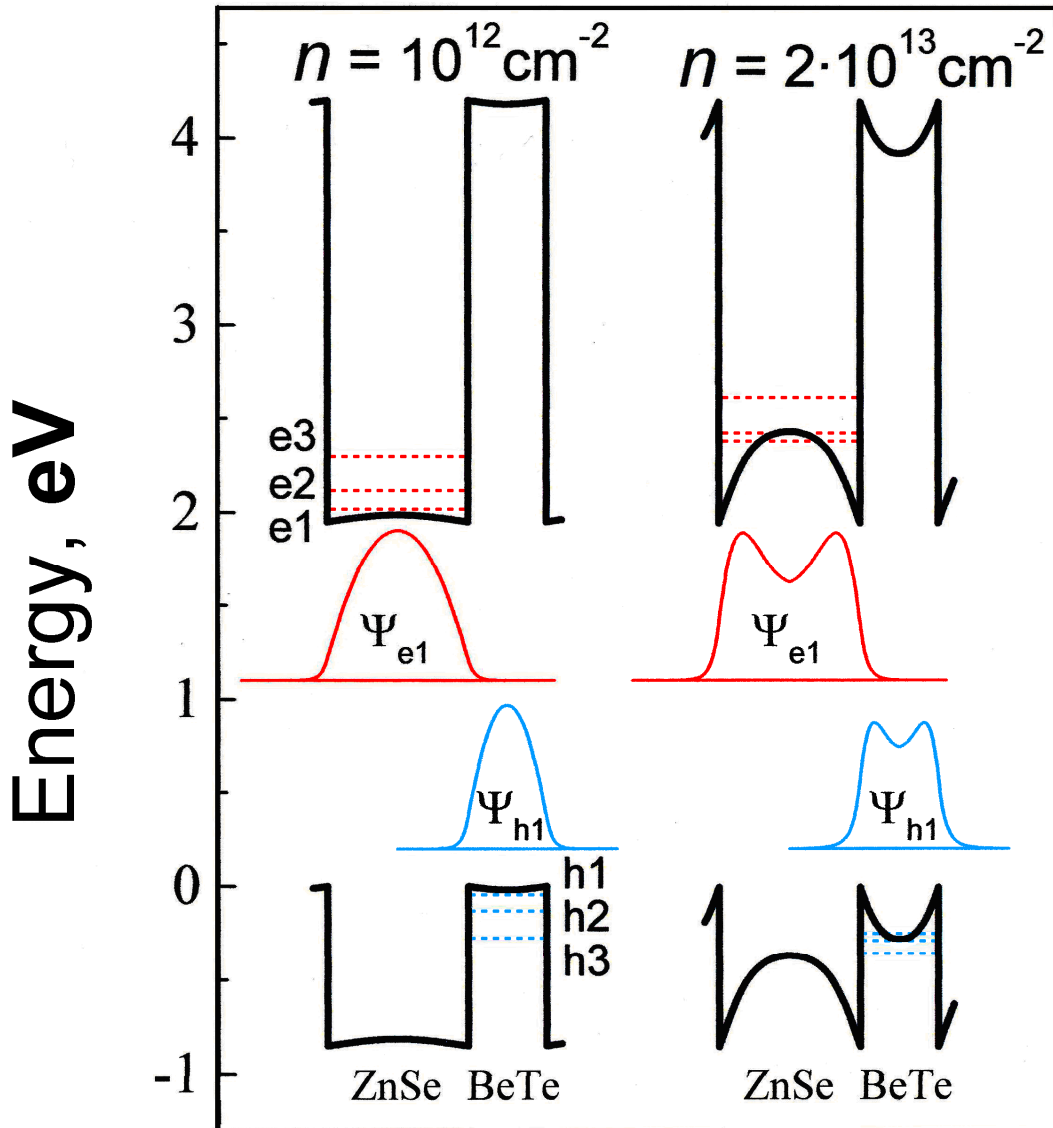


Рисунок 8. Зонная структура, уровни энергии и волновые функции нижайших уровней электронов и дырок в ZnSe/BeTe (7.2/4.0 нм) для случаев средней ($n = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) и высокой ($n = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) концентрации разделенных носителей [56]

В структуре ZnSe/BeTe высокие потенциальные барьеры для электронов и дырок в основном состоянии приводят к низкому перекрытию их волновых функций. Это приводит к длинным временам непрямого перехода и позволяет накапливать значительные концентрации разделенных носителей, превышающие $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ [13]. Именно в гетероструктурах ZnSe/BeTe достигнуты рекордные значения фиолетового сдвига пространственно непрямого перехода, на уровне 0.5 эВ (см. рис. 9) [12].

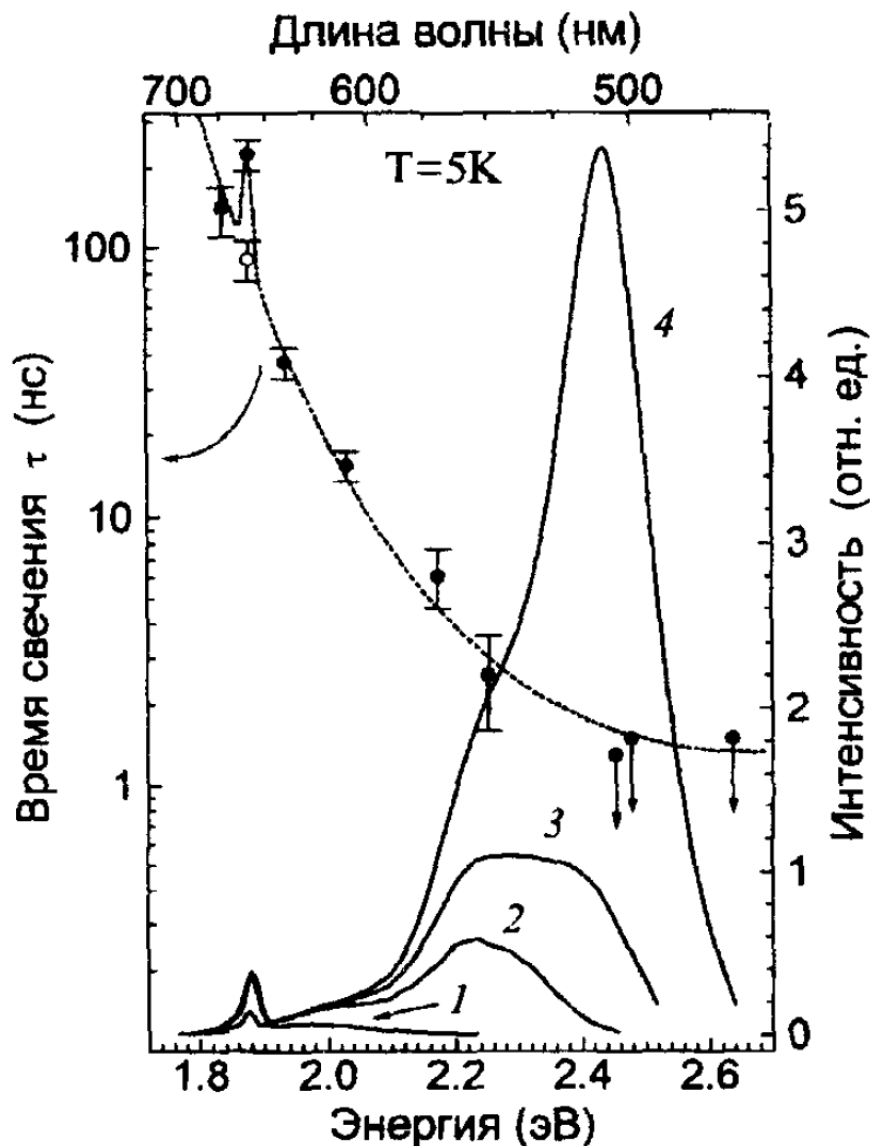


Рисунок 9. Интегрированные по времени спектры ФЛ сверхрешетки ZnSe/BeTe 7.2/4.0 нм при различных мощностях оптической накачки: 1 — 40, 2 — 160, 3 — 460, 4 — 1000 кВт/см². Точками показана спектральная зависимость времени свечения ФЛ при максимальной накачке [12]

На рис. 9 показаны спектры ФЛ в области непрямого перехода для структуры ZnSe/BeTe с толщинами слоев 7.2/4.0 нм при различных мощностях оптической накачки. Полоса ФЛ в области 1.87 эВ связана с дефектами, тогда как межзонный пространственно не прямой переход наблюдается в области энергий выше 1.9 эВ и сдвигается в фиолетовую область спектра на ~ 0.5 эВ при увеличении мощности накачки.

Помимо уже обсуждавшегося эффекта фиолетового сдвига, изгиб зон приводит к увеличению интеграла перекрытия волновых функций электрона и дырки в основном состоянии (см. рис. 8). Вследствие этого, при изгибе зон уменьшается время излучательной рекомбинации носителей в пространственно не прямом переходе [56]. Для структуры ZnSe/BeTe с толщиной слоев 10/5 нм диапазон изменения излучательного времени пространственно непрямого перехода составляет от $\tau_R \approx 30$ нс в пределе нулевых накачек до $\tau_R \approx 0.1$ нс при высоких уровнях возбуждения, соответствующих концентрации разделенных носителей $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ [13].

§ 1.5. Межслойная релаксация носителей в гетероструктурах 2-го типа

При оптическом возбуждении гетероструктур 2-го типа пары носителей заряда генерируются в слое, который является ямой для носителя заряда одного знака и барьером для носителя заряда другого знака. В процессе релаксации носителей по энергии носители заряда, сгенерированные над барьером, уходят в основное состояние в другом слое структуры. При этом существенная часть носителей вначале релаксирует до нижайшего надбарьерного уровня и лишь затем релаксирует в основное состояние.

Зависимость времени ухода носителей заряда, находящихся в нижайшем надбарьерном состоянии, в основное состояние в соседнем слое от толщины

барьера исследовалась экспериментально как в узкозонных гетероструктурах 2-го типа — GaAs/Al(Ga)As и InGaAs/AlAsSb — так и в широкозонных структурах CdSe/ZnTe и ZnSe/BeTe. Для всех этих структур характерным эффектом является возрастание времени τ жизни надбарьерного носителя заряда при увеличении ширины барьеров.

Прежде чем перейти к рассмотрению экспериментальных данных, обсудим подробнее процессы релаксации носителей в надбарьерном состоянии.

§ 1.5.1. Времена релаксации надбарьерных носителей заряда

Существуют различные каналы релаксации носителя заряда в надбарьерном состоянии. Время жизни τ носителя в надбарьерном состоянии определяется временем τ_{rel} ухода носителя в основное состояние в соседнем слое структуры, временем τ_{rad} излучательной рекомбинации носителей в пространственно прямом переходе и временем τ_{nr} безызлучательной рекомбинации носителей [20]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{rel}} + \frac{1}{\tau_{nr}} . \quad (8)$$

При низкой плотности оптического возбуждения в ряде гетероструктур 2-го типа выполняется условие $\tau_{rel} \ll \tau_{rad}, \tau_{nr}$, т.е., основным процессом, определяющим время жизни носителя в надбарьерном состоянии, является межслойная релаксация в основное состояние в соседнем слое. Поскольку процессы безызлучательной рекомбинации, как правило, связаны с дефектами, в качественных структурах временем τ_{nr} можно пренебречь.

Характерные времена излучательной рекомбинации электрона и дырки в квантовых ямах составляют $\tau_{rad} \gtrsim 40$ пс [57].

Для одиночного барьера время τ_{rel} ухода частицы из локализованного надбарьером состояния выражается аналитически через параметры барьера и массу частицы. В работе [20] приведены выкладки, позволяющие получить функциональную зависимость времени τ_{rel} от толщины одиночного барьера d , а именно,

$$\tau_{rel} \propto d^3 . \quad (9)$$

Как показывают численные расчеты, в сверхрешетках зависимость времени τ_{rel} от толщины барьера d имеет более сложный вид [20].

Для определения функционального вида зависимости времени τ_{rel} ухода надбарьерного носителя заряда в основное состояние от параметров гетероструктуры часто достаточно измерений интенсивности свечения ФЛ пространственно прямого перехода. При непрерывной оптической накачке изменение концентрации надбарьерных носителей n со временем описывается следующим уравнением:

$$\frac{dn}{dt} = P - \frac{n}{\tau_{rad}} - \frac{n}{\tau_{rel}} , \quad (10)$$

где P — плотность мощность оптической накачки, а τ_{rad} — время излучательной рекомбинации для носителя в надбарьерном состоянии.

В условиях равновесия концентрация носителей постоянна: $dn/dt = 0$. Отсюда следует

$$n = P\tau , \quad (11)$$

где τ — время жизни носителя заряда в надбарьерном состоянии:

$$\tau = \frac{\tau_{\text{rel}}\tau_{\text{rad}}}{\tau_{\text{rel}} + \tau_{\text{rad}}} . \quad (12)$$

Поскольку ФЛ прямого перехода обусловлена процессами излучательной рекомбинации, интенсивность I_D ФЛ прямого перехода определяется вторым членом правой части уравнения (10):

$$I_D \propto \frac{n}{\tau_{\text{rad}}} = P \frac{\tau}{\tau_{\text{rad}}} . \quad (13)$$

Как видно из уравнения (12), в случае, когда время τ_{rel} ухода носителя из надбарьерного состояния много меньше времени τ_{rad} излучательной рекомбинации ($\tau_{\text{rel}} \ll \tau_{\text{rad}}$), справедливо соотношение $\tau \approx \tau_{\text{rel}}$, т.е., время жизни носителя определяется процессом межслойной релаксации. При этом из уравнения (13) следует, что интенсивность I_D прямого перехода пропорциональна времени τ_{rel} ухода носителя из надбарьерного состояния, $I_D \sim \tau_{\text{rel}}$. Поэтому в ряде работ для изучения зависимостей времени межслойной релаксации τ_{rel} от параметров гетероструктуры использовались измерения интенсивности ФЛ прямого перехода [41, 58].

§ 1.5.2. Эффект ширины барьера в гетероструктурах 2-го типа

Времена межслойной релаксации электронов были измерены в гетероструктурах 2-го типа GaAs/AlAs [59,17] и GaAs/Al_xGa_{1-x}As [17] с различными ширинами слоев. В структурах GaAs/AlAs схема зон 2-го типа реализуется лишь при достаточно малых толщинах слоев GaAs (≤ 12 монослоев), за счет того, что энергия электрона в основном состоянии в долине Γ в слоях GaAs за счет размерного квантования начинает превышать энергию электрона в

основном состоянии в долине X в слоях AlAs. При толщинах барьера для электрона, превышающих 12 монослоев, схема зон 2-го типа реализована заменой слоев GaAs на $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с содержанием алюминия $x \approx 0.36 \div 0.4$ (рис. 10).

При увеличении толщины барьера от 7.6 до 68 монослоев время межслойной релаксации фотовозбужденных электронов τ_{rel} возрастает от 0.17 пс до 22 пс при $T = 10$ К. При этом при фиксированной толщине барьера не наблюдается зависимости τ_{rel} от ширины ямы при изменении ширины ямы в 2÷4 раза [17].

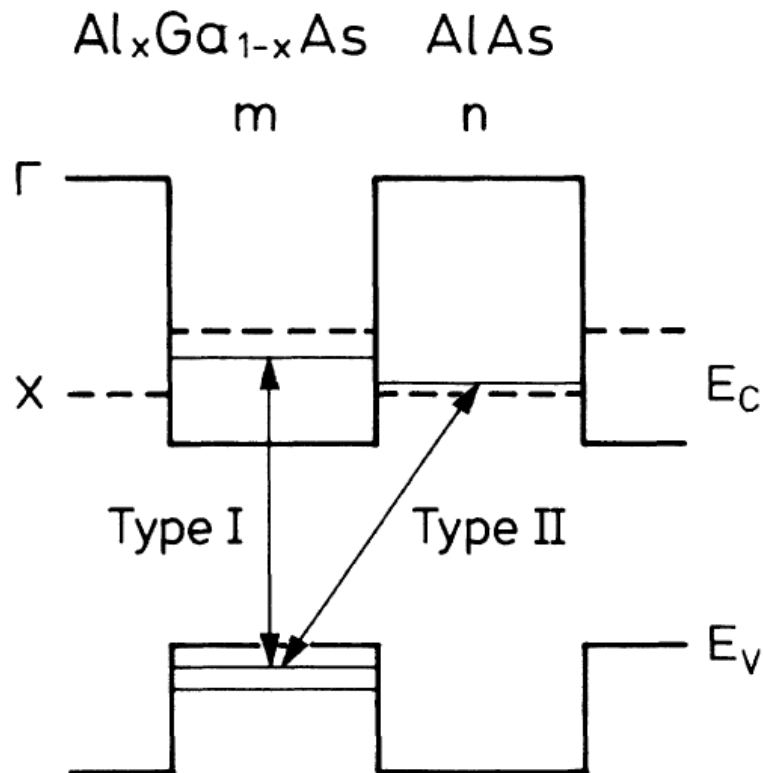


Рисунок 10. Схема зон сверхрешетки 2-го типа $(\text{Al,Ga})\text{As}/\text{AlAs}$ в направлении оси роста. Стрелками показаны пространственно прямые оптические переходы (1-го типа) между основным состоянием для дырок и Γ -электроном в слое $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и пространственно не прямые переходы (2-го типа) между дырками в основном состоянии и X-электронами в слое AlAs [17]

Аналогичная зависимость времени межслойной релаксации надбарьерных дырок от ширины барьера обнаружена в гетероструктурах 2-го типа CdSe/ZnTe [58] и ZnSe/BeTe [20].

В гетероструктурах ZnSe/BeTe с толщинами слоев ZnSe и BeTe 10/5 нм, 15/7.5 нм и 20/10 нм времена межслойной релаксации надбарьерной дырки τ_{rel} при гелиевых температурах определены как 2.5 ± 1 пс, 7.5 пс и 23 пс, соответственно [20].

В структурах CdSe/ZnTe слой CdSe является барьером для дырок, а основное состояние дырок находится в слое ZnTe. При возбуждении лазером $\lambda_{exc} \approx 632.8$ нм пары электронов и дырок генерируются в слое CdSe. При увеличении толщины барьера для дырки L_{CdSe} от 7 до 19 нм интенсивность ФЛ пространственно прямого перехода увеличивается более чем на порядок, а интенсивность ФЛ пространственно непрямого перехода падает (рис. 11). Основным эффектом, приводящим к увеличению интенсивности ФЛ прямого перехода в структурах с более широкими барьерами для дырок, является увеличение времени межслойной релаксации τ_{rel} [58]. При этом в структурах CdSe/ZnTe с одинаковой шириной барьера для дырок $L_{CdSe} = 9$ нм, но различными ширинами ям $L_{ZnTe} = 12 \div 18$ нм изменения интенсивности ФЛ не отмечено.

В гетероструктурах с большими разрывами зон эффектом первого порядка, обуславливающим возрастание τ_{rel} при увеличении ширины барьеров, является высокая степень локализации волновой функции носителя заряда над барьером. Однако в работе [58] рассмотрена уточненная модель, учитывающая двухчастичное кулоновское взаимодействие для электрона и дырки в слое CdSe, которая приводит к дополнительной локализации дырки над барьером. Таким образом, предложенная модель [29] учитывает формирование экситона в слое, являющемся барьером для дырки. Экситонная поправка к степени локализации дырки понижается при уменьшении толщины слоя CdSe за счет большей вероятности туннелирования дырки в слое CdSe через потенциальный барьер, возникающий из-за кулоновского взаимодействия с электроном в слое CdSe (рис. 12).

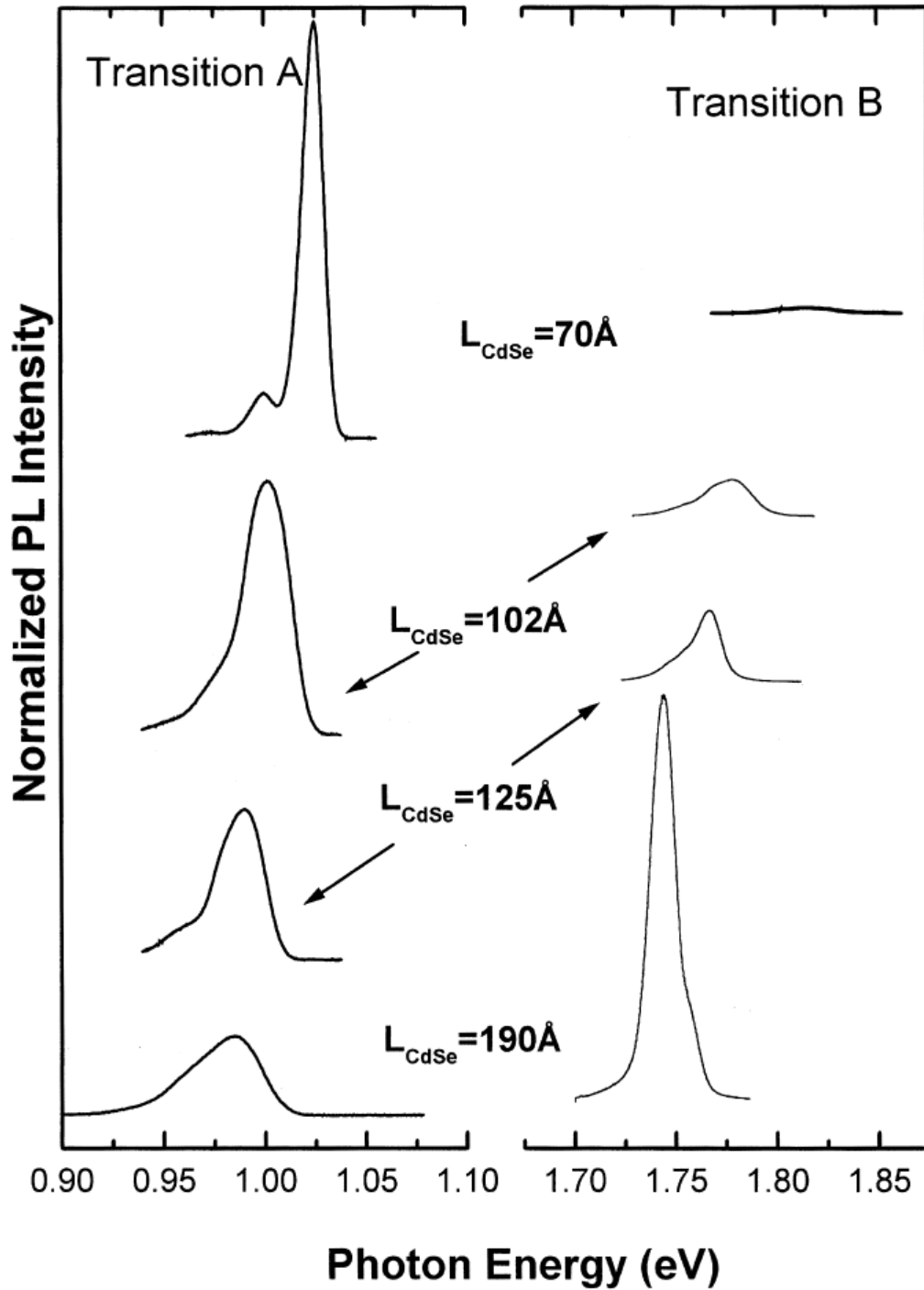


Рисунок 11. Спектры ФЛ для образцов CdSe/ZnTe с толщинами слоев $L_{\text{CdSe}} = 70 \div 190$ нм и $L_{\text{ZnTe}} = 15$ нм: слева приведены спектры ФЛ для пространственно непрямого перехода (A), справа — для пространственно прямого перехода (B). Интенсивность спектров нормирована по отношению к максимальной интенсивности сигнала для каждого из переходов [58]

Несмотря на то, что формирование экситона в барьере для электрона или дырки не является определяющим фактором в структурах с большими разрывами зон, этот эффект оказывает существенное влияние на кинетику межслойного разделения в гетероструктурах с разрывами зон, сравнимыми с энергией связи экситона. Такие условия реализуются в гетероструктуре 2-го типа $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As} / \text{AlAs}_{0.56}\text{Sb}_{0.44}$, где разрыв валентной зоны составляет лишь ≈ 70 мэВ. Маленькая величина разрыва валентной зоны приводит к слабой степени локализации дырки в надбарьерном состоянии. Тем не менее, в этой структуре наблюдается значительное увеличение интенсивности прямого перехода и ослабление интенсивности непрямого перехода при увеличении ширины барьера, что связывается с эффектом локализации надбарьерной дырки за счет формирования экситона [41].

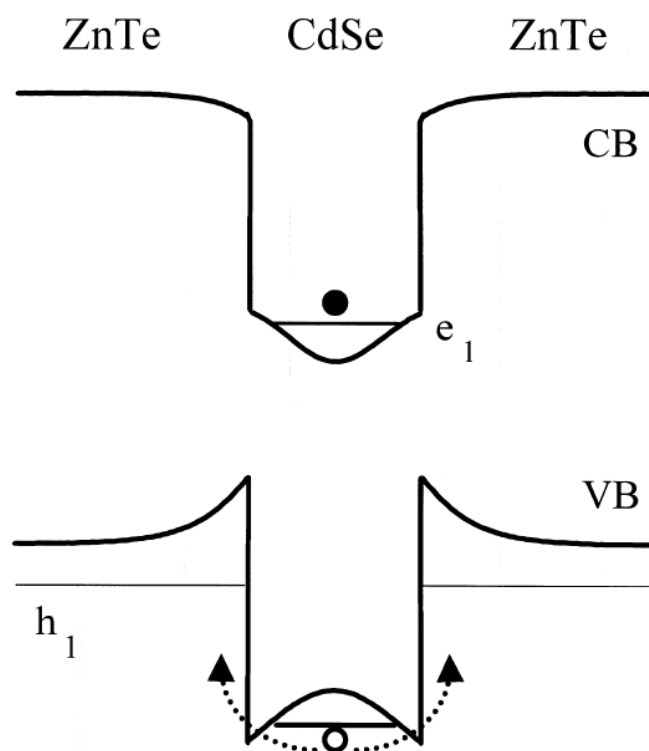


Рисунок 12. Потенциальная энергия для электрона и для дырки в CdSe/ZnTe, учитывающая двухчастичное кулоновское взаимодействие электрона и дырки в слое CdSe. Величина изгиба потенциальной энергии преувеличена для ясности [58]

В заключение отметим, что существующие экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в различных сверхрешетках 2-го типа увеличение ширины барьера сопровождается ростом времени τ_{rel} ухода носителя заряда в надбарьерном состоянии в основное состояние в соседнем слое, в то время как изменение ширины ямы слабо влияет на τ_{rel} .

§ 1.5.3. Начальная заселенность надбарьерных состояний

При нерезонансном оптическом возбуждении гетероструктур 2-го типа начальные процессы релаксации носителей по энергии связаны с межподзонами и внутриподзонами переходами, которые обусловлены взаимодействием с LO-фононами и характеризуются субпикосекундными временами [60, 61].

В структурах ZnSe/BeTe с ширинами слоев ZnSe $L_{ZnSe} \gtrsim 10$ нм время жизни надбарьерных дырок значительно превышает характерные времена переходов между подзонами [20, 61]. При этом вероятно существование процесса релаксации фотовозбужденной дырки в основное состояние, при котором дырка минует нижайшее надбарьерное состояние. Таким образом, в ходе быстрой релаксации по энергии фотовозбужденные дырки могут релаксировать либо в основное состояние в слое BeTe, либо в надбарьерное состояние в слое ZnSe. Что известно о соотношении начальных заселенностей основного и нижайшего надбарьерного дырочных состояний, возникающих в течение ~ 1 пс после возбуждающего импульса?

В работе [20] измерены времена затухания горячей ФЛ (ГФЛ) в области ~ 100 мэВ выше полосы пространственно непрямого перехода для структур ZnSe/BeTe с ширинами слоев 15/7.5 нм и 20/10 нм. Горячая ФЛ связана с фотовозбужденными дырками, локализованными в слое BeTe, но находящимися на возбужденных уровнях энергии. Измеренные времена затухания ГФЛ оказались немного короче времени жизни надбарьерной дырки. Это

свидетельствует о том, что значительная часть фотовозбужденных дырок попадает вначале в надбарьерное состояние и лишь затем релаксирует в основное состояние [20].

§ 1.6. Влияние изгиба зон на релаксацию носителей

При высокой плотности оптического возбуждения гетероструктур 2-го типа электрическое поле, генерируемое пространственно разделенными электронами и дырками, приводит к изгибу как валентной зоны, так и зоны проводимости. Ранее мы уже видели, что времена релаксации надбарьерных дырок существенно зависят от ширины барьера. Хотя изгиб зон не меняет ширину барьера, он меняет его форму, что также влияет на кинетику релаксации надбарьерных носителей.

В образцах сверхрешеток ZnSe/BeTe с узкими толщинами слоев (7.2/4.0 нм, 10/5 нм) время τ жизни надбарьерных дырок определяется процессом их ухода в основное состояние в слое BeTe со временем τ_{rel} : $\tau \approx \tau_{rel}$. Как следует из уравнений (12) и (13), интенсивность ФЛ пространственно прямого перехода I_D при непрерывном возбуждении в этих образцах прямо пропорциональна мощности P накачки и времени τ_{rel} ухода дырок из надбарьерного состояния в основное состояние в слое BeTe:

$$I_D \propto P \frac{\tau_{rel}}{\tau_{rad} + \tau_{rel}} . \quad (14)$$

Измерения, проведенные на образцах структур ZnSe/BeTe с тонкими слоями (7.2/4.0 нм и 10/5 нм), показали, что интенсивность I_D пространственно прямого перехода возрастает сверхлинейным образом при увеличении мощности накачки P (см. рис. 13) [18, 19]. В соответствии с уравнением (14) это означает, что при

увеличении мощности накачки P должно возрасть время τ_{rel} межслойной релаксации надбарьерной дырки в основное состояние в слое BeTe.

Эффект увеличения времени τ_{rel} межслойной релаксации надбарьерной дырки при повышении мощности накачки связан с возникновением изгиба зон. Изгиб валентной зоны приводит к тому, что надбарьерное состояние для дырки превращается в состояние, ограниченное барьером. Для того, чтобы релаксировать в основное состояние в слое BeTe, надбарьерная дырка должна протуннелировать через барьер, высота и ширина которого возрастают при увеличении мощности накачки [19].

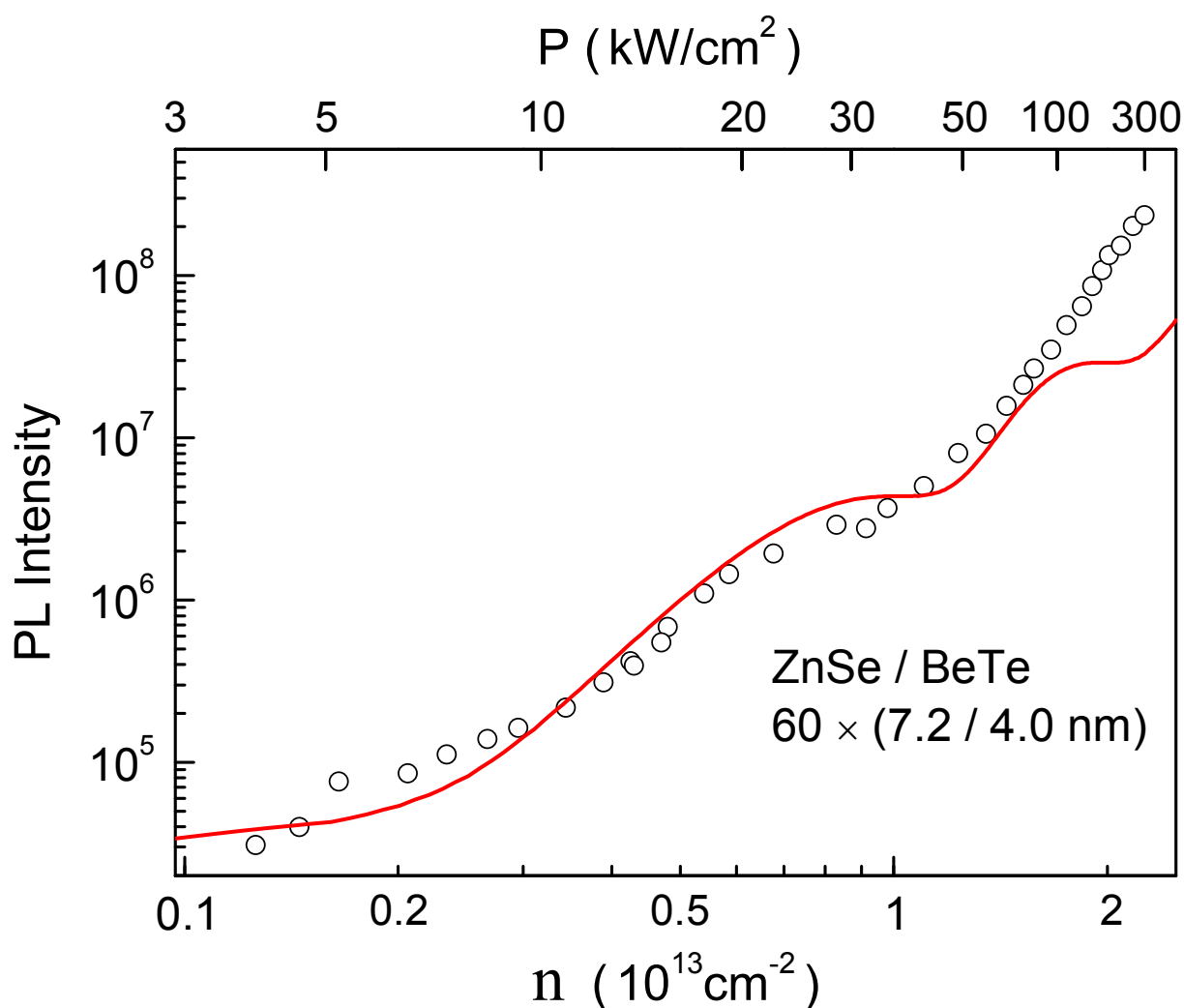


Рисунок 13. Измеренная (символы) и расчетная (линия) зависимость интенсивности ФЛ в области пространственно прямого перехода от концентрации фотовозбужденных носителей n и плотности мощности оптической накачки P для структуры ZnSe/BeTe 7.2/4.0 нм при $T = 300\text{K}$ [18]

Численные расчеты показали, что еще одним следствием изгиба зон является сдвиг волновой функции надбарьерной дырки к центру слоя ZnSe, в то время как волновая функция электрона сдвигается к интерфейсам. Это должно приводить к уменьшению перекрытия волновых функций электрона и дырки, т.е. к увеличению времени τ_{rad} излучательной рекомбинации носителей в слое ZnSe [19].

Дальнейшее изучение влияния изгиба зон на релаксацию надбарьерных дырок в гетероструктуре ZnSe/BeTe, представленное в настоящей диссертации, развивает данную тематику в двух направлениях. Во-первых, проведены прямые измерения времени жизни локализованной в слое ZnSe дырки. Во-вторых, исследованы образцы ZnSe/BeTe с более широкими толщинами слоев, в которых принципиально важную роль начинает играть процесс излучательной рекомбинации носителей в слое ZnSe.

§ 1.7. Влияние внешнего электрического поля на релаксацию носителей

В этом параграфе мы рассмотрим вопрос о том, какое влияние приложение внешнего электрического поля будет оказывать на кинетику релаксации фотовозбужденных носителей в гетероструктурах.

§ 1.7.1. Случай гетероструктуры первого типа

При приложении поперечного электрического поля к одиночной квантовой яме наклон дна зоны проводимости и потолка валентной зоны приводит к локализации электрона и дырки вблизи различных интерфейсов квантовой ямы.

Изменение положения уровней энергии электронов и дырок приводит к сдвигу энергии полосы ФЛ в красную область, что известно как квантово-размерный эффект Штарка [62]. Уменьшение перекрытия волновых функций электрона и дырки в основном состоянии приводит к увеличению времени излучательной рекомбинации носителей τ_{rad} в квантовой яме, причем в широких ямах достигнуто увеличение времени τ_{rad} на порядки [63].

В гетероструктуре первого типа время излучательной рекомбинации носителей τ_{rad} определяет длительность свечения оптического перехода, в силу чего его можно измерить непосредственно. В отличие от такой системы, в гетероструктуре 2-го типа время τ_{rad} для электрона и дырки в прямом переходе является лишь одним из факторов, определяющих кинетику релаксации фотовозбужденной дырки.

§ 1.7.2. Случай гетероструктуры второго типа

В гетероструктурах ZnSe/BeTe наклон зон при приложении электрического поля приводит к изменениям параметров как прямого, так и непрямого переходов. В 5-й главе данной диссертации будут рассмотрены вопросы, связанные с релаксацией фотовозбужденных дырок в пространственно прямом переходе в условиях наклона зон.

Два независимых параметра, которые можно измерять в эксперименте — длительность свечения ФЛ пространственно прямого перехода и ее интенсивность — позволяют перейти к описанию кинетики релаксации дырки в нижайшем надбарьерном состоянии с помощью двух величин: времени τ_{rel} ухода в основное состояние в слое BeTe и времени τ_{rad} излучательной рекомбинации.

Можно ожидать, что при приложении внешнего электрического поля, аналогично случаю гетероструктуры 1-го типа, увеличится время излучательной

рекомбинации электрона и дырки в прямом переходе. Можно также предполагать, что увеличится вероятность ухода надбарьерной дырки в основное состояние.

В заключение обратимся к эффектам, связанным с влиянием внешнего электрического поля на пространственно не прямые переходы, которые, хотя и не представляют первоочередного интереса в рамках данной диссертации, будут использоваться как дополнительный источник информации о системе.

§ 1.7.2.1. Влияние на пространственно не прямые переходы

Структуры ZnSe/BeTe не содержат общего атома на интерфейсе, что приводит к двум возможным интерфейсам, Zn-Te и Be-Se. Узкая область перекрытия волновых функций электрона и дырки, участвующих в не прямом переходе, приводит к тому, что поляризация ФЛ не прямого перехода определяется направлением химических связей на интерфейсах [64].

В структурах ZnSe/BeTe с симметричными интерфейсами направления поляризации на прямом и обратном интерфейсах ортогональны. При отсутствии внешних полей ФЛ не прямых переходов с ортогональными поляризациями складываются, что приводит к отсутствию линейной поляризации.

Приложение внешнего электрического поля к гетероструктуре ZnSe/BeTe приводит к тому, что прямой и обратный интерфейсы перестают быть эквивалентными. Наклон зон приводит к преимущественной локализации дырки и электрона в основном состоянии у одного из интерфейсов (рис. 14). Увеличение матричного элемента на одном из интерфейсов приводит к росту интенсивности ФЛ этого не прямого перехода, а возникновение потенциала треугольной формы для дырки и электрона, локализованных вблизи этого интерфейса, приводит к сдвигу энергии не прямого перехода в фиолетовую область спектра (рис. 15ab) [65].

Приложение внешнего поля к структуре ZnSe/BeTe позволяет выделить вклад в ФЛ как от прямых, так и от обратных интерфейсов [64-66]. Наклон зон приводит к росту интенсивности ФЛ непрямого перехода на одном из двух типов интерфейсов и к падению интенсивности ФЛ на другом типе интерфейсов, а значит, в структурах с симметричными интерфейсами, прикладывая внешнее напряжение, можно управлять направлением поляризации ФЛ непрямого перехода (рис. 15с) [67].

Зависимости сдвига энергии и изменения интенсивности ФЛ пространственно непрямого перехода от приложенного электрического поля, аналогичные рассмотренным для структуры ZnSe/BeTe, получены для гетероструктур 2-го типа InP/AlInAs [68]. Похожие зависимости обнаружены для спектров электролюминесценции одиночного гетероперехода 2-го типа GaInAsSb/InAs [69]. Отметим, что электрические поля могут быть и встроенными, как, например, в напряженных структурах CdSe/CdS [70].

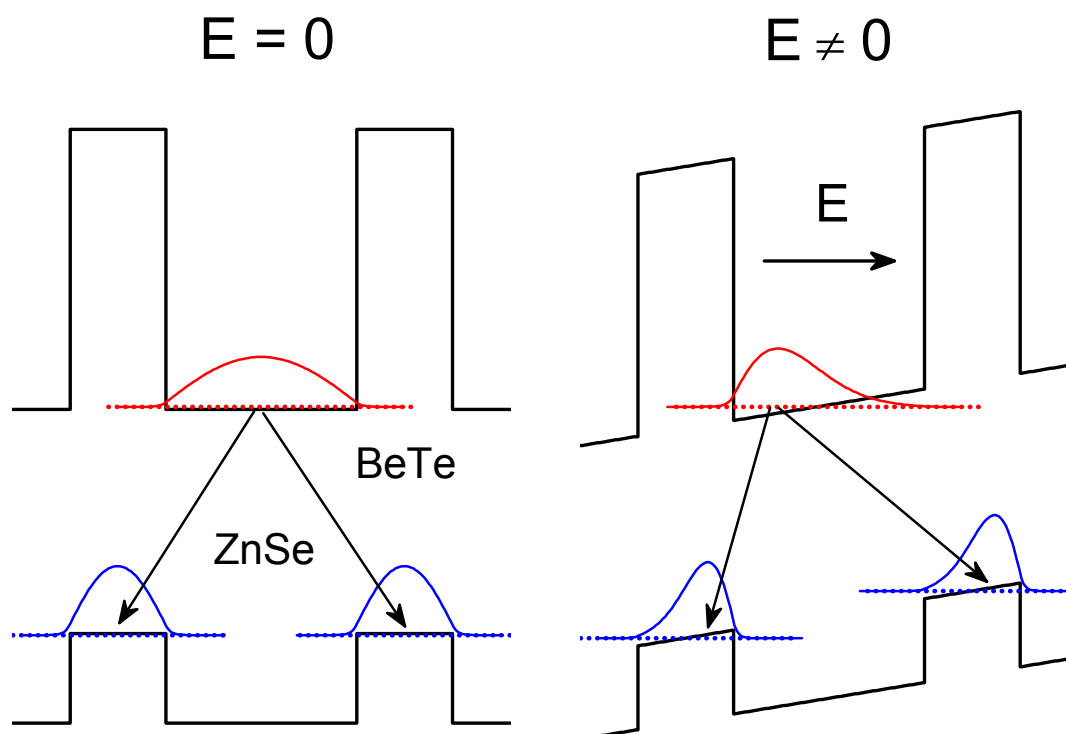


Рисунок 14. Наклон зон в структуре ZnSe/BeTe с толщинами слоев 10/5 нм при приложении внешнего электрического поля [65]

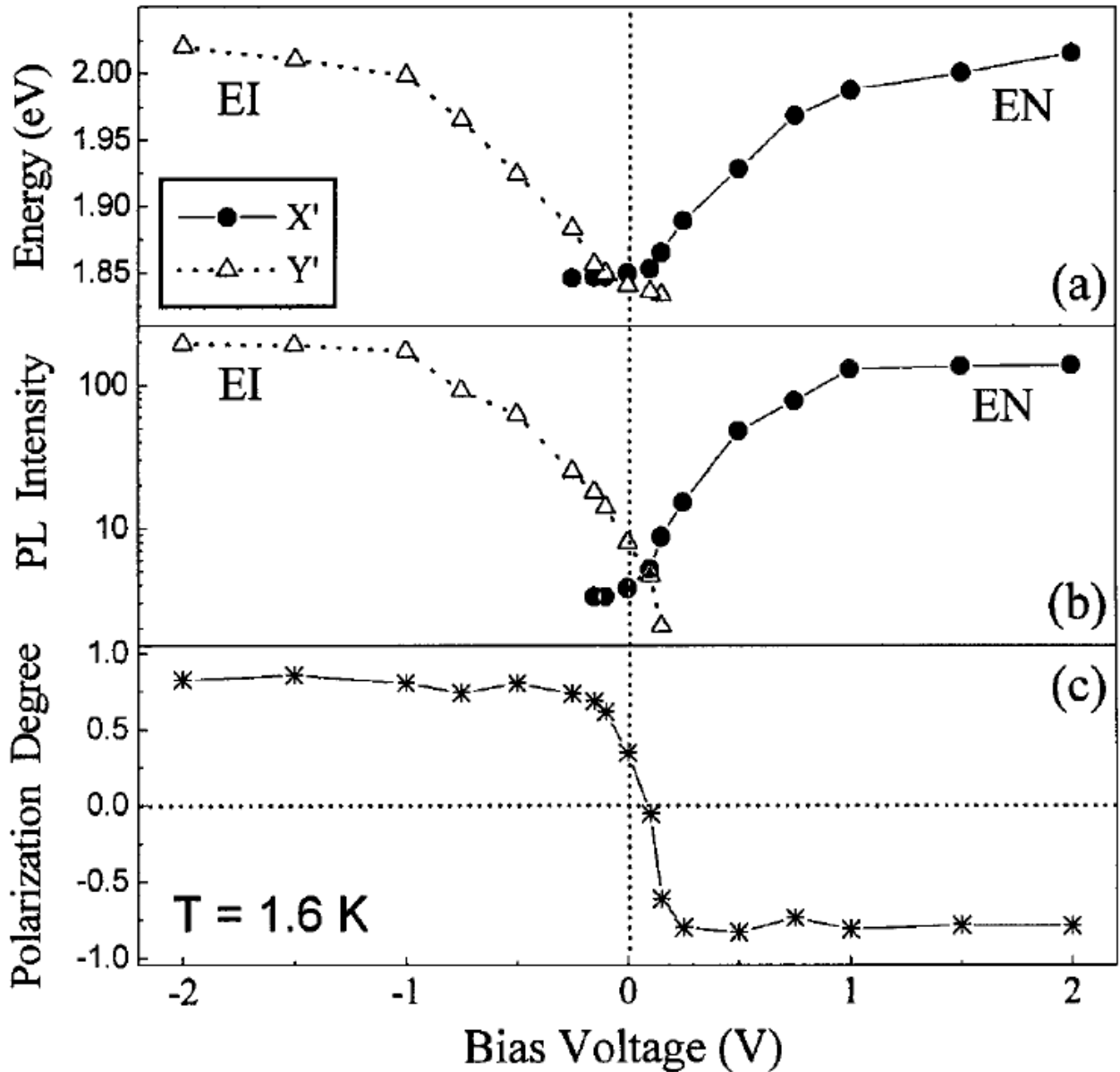


Рисунок 15. Зависимость от приложенного электрического поля энергии, интенсивности и поляризации полос ФЛ в гетероструктуре, содержащей пять слоев $\text{ZnSe} / \text{BeTe} / \text{Zn}_{0.9}\text{Mn}_{0.1}\text{Se} / \text{BeTe} / \text{ZnSe}$ с толщинами 25 нм / 4 нм / 5 нм / 4 нм / 25 нм, соответственно. Сравниваются полосы ФЛ пространственно непрямых переходов на крайнем левом (EN) и на крайнем правом (EI) интерфейсах ZnSe/BeTe и BeTe/ZnSe , соответственно:

(a) Положения максимумов интенсивности ФЛ в поляризациях $x' = [1\bar{1}0]$ (треугольники) и $y' = [110]$ (круги). (b) Интегральная интенсивность ФЛ в поляризациях x' (интерфейс EN) и y' (интерфейс EI). (c) Степень линейной поляризации интегральной интенсивности ФЛ [67]

ГЛАВА 2. Образцы и экспериментальная техника

§ 2.1. Исследуемые образцы

Образцы гетероструктур ZnSe/BeTe были изготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в Вюрцбургском университете.

Схема зон исследуемых образцов приведена на рис. 16. Затемненными областями показана запрещенная зона слоев ZnSe и BeTe, из которых состоит структура. Гетероструктуры выращены на подложке GaAs, ориентированной в направлении $\langle 001 \rangle$, и содержат от 5 до 10 периодов чередующихся слоев ZnSe и BeTe. Соотношение толщин слоев ZnSe и BeTe составляет 2:1 для каждой структуры. Такое соотношение выбрано для взаимной компенсации упругих напряжений, имеющих противоположные знаки в соседних слоях [71]. Рост структуры начинается с буферного слоя BeTe из-за хорошего согласования постоянных решетки BeTe и GaAs [11], и заканчивается слоем ZnSe, который предотвращает окисление BeTe [72].

В гетероструктурах ZnSe/BeTe барьером для дырок является слой ZnSe, и от его толщины зависит время релаксации фотовозбужденных дырок. Как показано в работе [20], время релаксации надбарьерных дырок в структуре с шириной слоев ZnSe $L_{\text{ZnSe}} = 20$ нм составляет $\tau_{\text{rel}} \approx 23$ пс, а в структуре с более тонкими слоями $L_{\text{ZnSe}} = 10$ нм всего лишь $\tau_{\text{rel}} \approx 2.5 \pm 1$ пс. Тем самым, в структурах с различной толщиной слоев эффекты, связанные с изгибом зон, будут оказывать разное влияние на кинетику релаксации фотовозбужденных носителей по энергии. В данной работе исследовались образцы гетероструктур ZnSe/BeTe с различными толщинами чередующихся слоев ZnSe и BeTe.

В дальнейшем исследуемые образцы будут обозначаться буквой S, за которой следует толщина слоя ZnSe в нанометрах. В таблице 1 приведены обозначения и характеристики образцов, которые включают толщины слоев ZnSe и BeTe, а также число периодов ZnSe/BeTe.

Обозначение	L_{ZnSe} , нм	L_{BeTe} , нм	Число периодов
S10	10	5	10
S15	15	7.5	5
S20	20	10	10
S25	25	12.5	5

Таблица 1. Обозначения образцов и их характеристики: толщины слоев ZnSe (L_{ZnSe}) и BeTe (L_{BeTe}), число периодов ZnSe/BeTe.

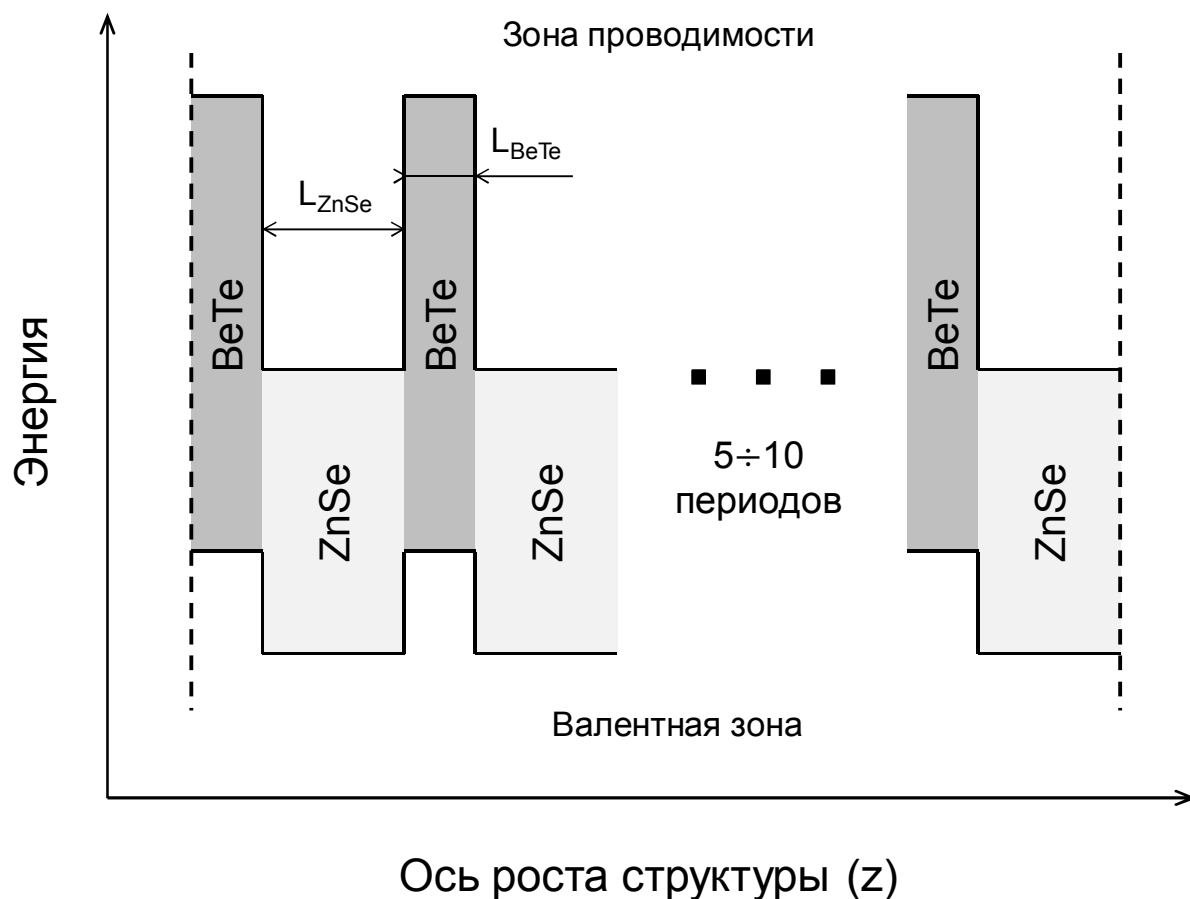


Рисунок 16. Схема зон образца гетероструктуры ZnSe/BeTe. Вертикальные штриховые линии ограничивают рабочую часть образца. Затемненные области отвечают запрещенной зоне слоев ZnSe и BeTe. Образцы отличаются толщинами слоев ZnSe и BeTe

Для исследования влияния приложенного внешнего электрического поля на процессы релаксации фотовозбужденных носителей использовались образцы, выращенные на n-допированных GaAs подложках с уровнем допирования до $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В данной работе эффекты приложенного электрического поля исследовались на образце S15, энергетическая схема которого приведена на рис. 17. Структура выращена на подложке n-GaAs и начинается буферным слоем BeTe с толщиной 5 монослоев. На буферном слое выращены 5 периодов, каждый из которых состоит из слоя ZnSe толщиной 15 нм и слоя BeTe толщиной 7.5 нм. На структуру напылен полупрозрачный слой золота толщиной $5 \div 7$ нм, что позволяет прикладывать напряжение к структуре между подложкой и слоем золота.

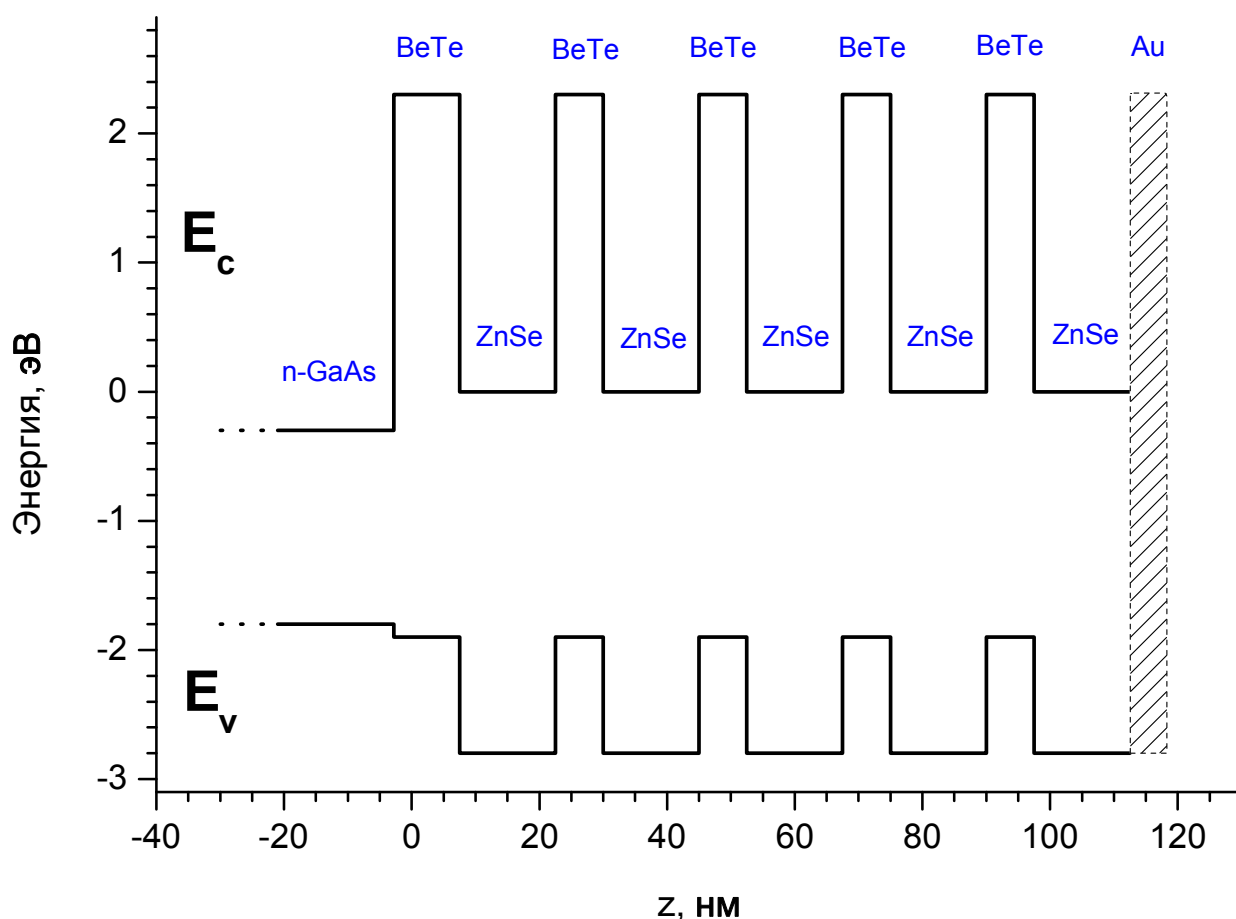


Рисунок 17. Схема образца ZnSe/BeTe с шириной слоев ZnSe $L_{\text{ZnSe}} = 15$ нм и BeTe $L_{\text{BeTe}} = 7.5$ нм (S15). Заштрихованный прямоугольник обозначает напыленный на образец слой золота толщиной $5 \div 7$ нм

§ 2.2. Методика регистрации фотолюминесценции

В настоящей диссертационной работе исследовались процессы релаксации электронной подсистемы при оптическом возбуждении. Основной метод исследования — это спектроскопия фотолюминесценции при гелиевых температурах. Методика включала регистрацию как интегрированных по времени спектров ФЛ, так и спектров ФЛ с временным разрешением.

§ 2.2.1. Параметры оптического возбуждения

При измерениях с временным разрешением ФЛ возбуждалась второй гармоникой импульсного титан-сапфирового фемтосекундного лазера «Coherent Mira-900», работающего в режиме самосинхронизации мод. Длительность импульса составляла ≈ 80 фс, период повторения импульсов ≈ 12.6 нс, а длина волны второй гармоники $\lambda_{\text{exc}} \approx 420$ нм ($\hbar\omega \approx 2.9$ эВ). Полученный лазерный импульс фокусировался на поверхность образца.

Для исследования кинетики релаксации фотовозбужденных дырок в режиме сильных изгибов зон требовалась большая мощность оптической накачки. Поэтому диаметр пятна возбуждения варьировался в пределах от $D_{\text{min}} = 15$ мкм до $D_{\text{max}} = 70$ мкм. При минимальном диаметре пятна энергия в импульсе достигала ~ 200 мкДж/см², что соответствует генерации $\sim 2 \times 10^{13}$ /см² электронно-дырочных пар в каждом слое ZnSe для структуры S20.

Плотность возбуждения лазерной накачки изменялась двумя путями. Во-первых, использование нейтрального фильтра с изменяемой оптической плотностью позволяло снимать серии разрешенных по времени спектров ФЛ, варьируя мощность накачки в диапазоне, составляющем два порядка. Во-вторых, юстировка оптической схемы позволяла изменять размер возбуждающего ФЛ

лазерного пятна на поверхности образца. В целом, это позволяло расширить общий диапазон изменения лазерной накачки до трех-четырех порядков.

Исследование процессов релаксации фотовозбужденных дырок при приложении электрического поля, напротив, требовало низкой плотности оптической накачки, поскольку высокая концентрация фотовозбужденных электронов и дырок приводит к экранированию внешнего электрического поля. Поэтому в измерениях с временным разрешением лазерный импульс не фокусировался, и диаметр пятна возбуждения составлял $D \sim 1$ мм.

Измерения спектров ФЛ без временного разрешения проводились как при непрерывном, так и при импульсном возбуждении. Для режима непрерывного возбуждения использовался He-Cd лазер с длиной волны генерации $\lambda_{\text{exc}} \approx 325$ нм. Импульсное возбуждение осуществлялось третьей гармоникой Nd:YAG лазера: $\lambda_{\text{exc}} \approx 355$ нм. ФЛ регистрировалась с помощью спектрометра, оснащенного детектором с ПЗС-матрицей, охлаждаемой термоэлектрически до $T \approx -70^\circ\text{C}$ (CCD-детектор).

В данной работе измерения спектров ФЛ без временного разрешения применялись для определения величины сдвига энергии пространственно непрямого перехода при приложенном внешнем электрическом поле или при увеличении мощности оптической накачки.

Другой важной задачей для время-интегрированных измерений было определение зависимости интенсивности ФЛ пространственно прямого перехода при приложении электрического поля. Накачка непрерывным лазером позволяла получить высокую интенсивность сигнала и измерять изменение интенсивности ФЛ в диапазоне 2-3 порядков. В то же время, плотность мощности оптической накачки оставалась достаточно низкой по сравнению с импульсным возбуждением.

При измерениях спектров без временного разрешения использовалась система из двух линз, формирующая увеличенное изображение образца на горизонтальной и вертикальной паре скрещенных щелей, а затем изображение образца в плоскости скрещенных щелей переносилось на входную щель

спектрометра. Пространственное ограничение скрещенными щелями позволяло вырезать однородную часть пятна лазерного возбуждения для того, чтобы обеспечить одинаковую плотность мощности оптической накачки в исследуемой части образца.

В эксперименте с приложением электрического поля к гетероструктуре ZnSe/BeTe использовался образец S15. Напряжение к структуре прикладывалось между n-проводящей GaAs подложкой и напыленным на гетероструктуру полупрозрачным слоем золота толщиной ≈ 5 нм (рис. 17). В эксперименте использовался источник постоянного напряжения, собранный на основе стабилитрона ВZХ55-С4V3 и батареи 9В. Источник выдавал регулируемое в диапазоне 0÷2 В напряжение при токе нагрузки до 2 мА. Пульсации напряжения отсутствовали, а величина дрейфа выходного напряжения составляла не более $\sim 0.02\%$ за время измерения одного спектра ~ 1 мин.

Для определенности мы считали, что к образцу приложено положительное напряжение, когда выход источника соединен с полупрозрачным слоем золота, а подложка заземлена. Для приложения отрицательного напряжения контакты, соединяющие выход источника с образцом, менялись местами.

§ 2.2.2. Методика измерений с временным разрешением

Для получения время-разрешенных спектров прямого перехода ФЛ в пикосекундном масштабе времени фотолюминесценция регистрировалась стрик-камерой «Hamamatsu 5680-24», сопряженной со спектрометром «Acton SP-500i» с фокусным расстоянием 0.5 м и дифракционной решеткой 300 штр./мм.

Стрик-камера — это электронно-оптический преобразователь, служащий для многоканальной регистрации импульсов света. На рис. 18 приведена принципиальная схема стрик-камеры. Измеряемый импульс фокусируется на входную щель прибора. Изображение щели системой линз переносится на

фотокатод. Падающий на фотокатод свет преобразуется в электроны, число которых пропорционально мгновенной интенсивности света. Затем электроны проходят через пару ускоряющих электродов и соударяются с люминесцентным экраном.

Когда электроны проходят между парой отклоняющих пластин, к пластинам прикладывается высокое напряжение, синхронизованное с периодом измеряемых импульсов. Это приводит к тому, что электроны, выбитые из фотокатода в разные моменты времени, отклоняются по вертикали на разные углы. После этого электроны проходят микроканальную пластину (МКП), где за счет эффекта вторичной эмиссии количество электронов увеличивается в тысячи раз. Затем электроны попадают на люминесцентный экран и вызывают свечение, которое регистрируется ПЗС-матрицей.

Верхний край изображения, полученного на люминесцентном экране, соответствует самому раннему моменту времени. Чем позже импульс света попадает на входную щель стрик-камеры, тем ниже он отображается на люминесцентном экране. Таким образом, вертикальное направление полученного изображения соответствует развертке по времени. Яркость изображения пропорциональна интенсивности регистрируемого излучения.

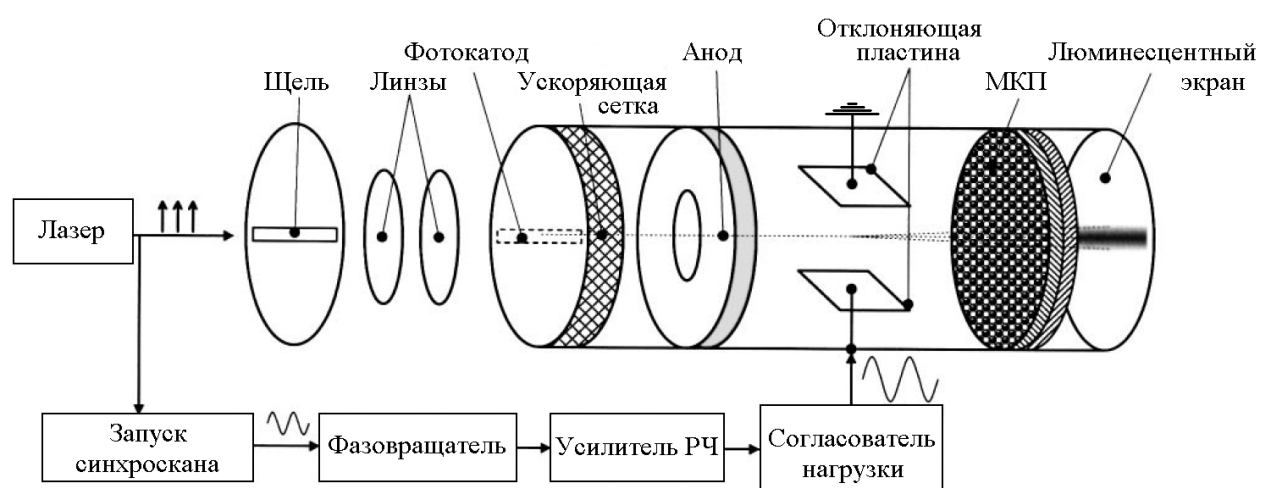


Рисунок 18. Схема стрик-камеры, включенной в режим непрерывной развертки (режим синхроскана) [73]

Горизонтальное направление изображения на люминесцентном экране соответствует положению на входной щели прибора. Если на входной щели стрик-камеры спектр излучения, полученный разложением импульса света спектрометром, сфокусирован в виде узкой полоски, на выходе регистрируется двумерная картинка, на которой горизонтальное направление соответствует оси длин волн (энергии), а вертикальное направление — оси времени.

В качестве примера, на рис. 19 приведен записанный с помощью стрик-камеры время-разрешенный спектр ФЛ образца S20 в области пространственно непрямого перехода при высокой плотности оптического возбуждения, соответствующей энергии импульса лазера $G \approx 200$ мкДж/см².

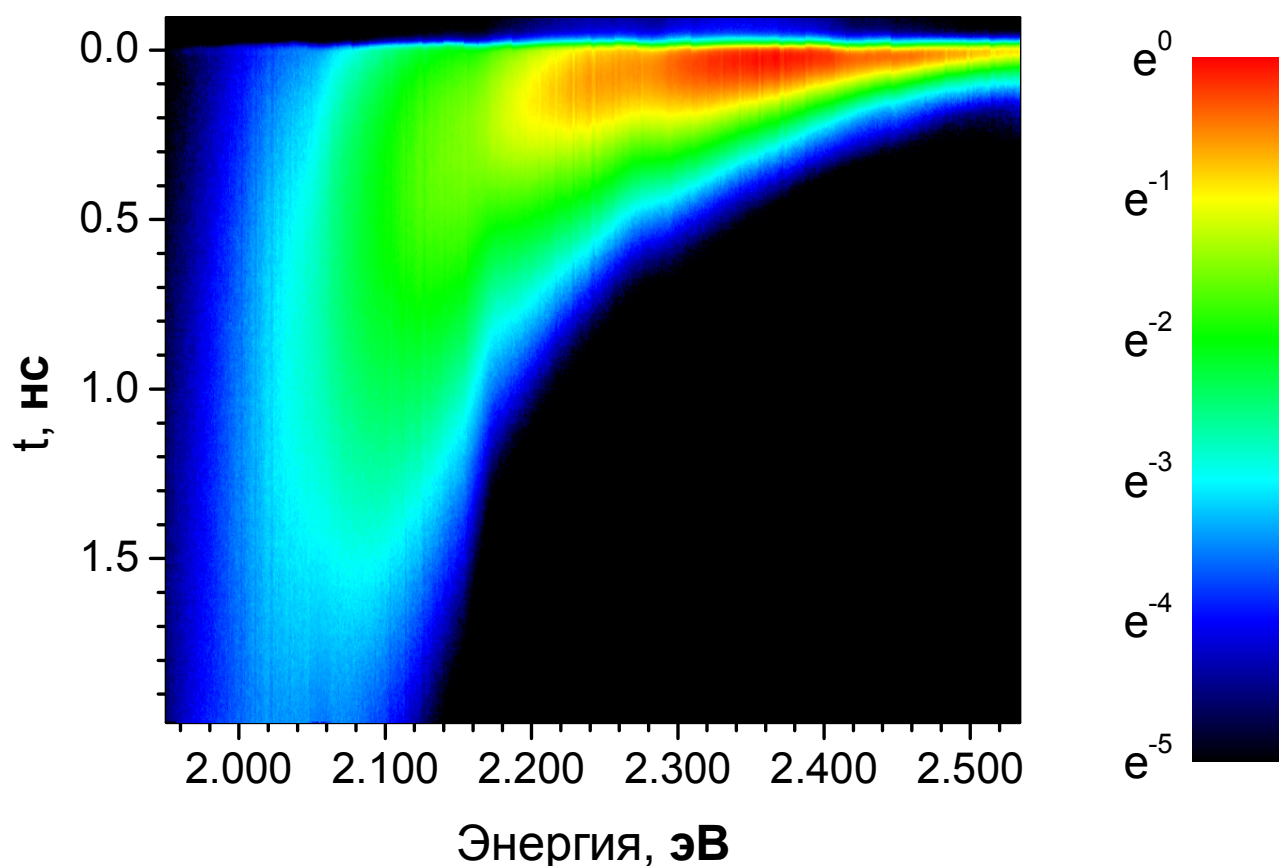


Рисунок 19. Нормированный спектр ФЛ в области пространственно непрямого перехода для образца S20 во временном диапазоне 2.0 нс при высокой плотности оптической накачки — $G \approx 200$ мкДж/см² в импульсе. Момент времени $t = 0$ отвечает импульсу лазера. Интенсивность ФЛ в логарифмическом масштабе отображена цветовой шкалой

Спектр на рис. 19 записан во временном диапазоне ≈ 2 нс с разрешением ~ 14 пс. Цветовая шкала задает в логарифмическом масштабе интенсивность ФЛ. Приведенные данные свидетельствуют о спектральной перестройке ФЛ непрямого перехода: максимум интенсивности ФЛ через ~ 10 пс после импульса лазера расположен в области 2.37 эВ, после чего за 2 нс смещается в более красную область спектра 2.05 эВ.

В данной работе стрик-камера использовалась в режиме непрерывной развертки синусоидальным напряжением, фаза которого синхронизована с импульсами лазера (режим синхроскана). В этой конфигурации наилучшее разрешение регистрирующей системы по времени составляло около 2 пс при использовании временного диапазона 160 пс.

На рис. 20а приведен время-разрешенный спектр импульса 2-й гармоники Ti:Sa лазера — фактически, задающий аппаратную функцию регистрирующей системы по оси времени. Спектр нормирован, а цветовой шкалой заданы уровни интенсивности. В соответствии с принципом неопределенности, ширина спектра импульса лазера ограничена снизу величиной $\frac{\hbar}{2\Delta t} \sim 4$ мэВ, где Δt — длительность импульса ~ 80 фс.

Временное разрешение измерялось по импульсу лазера, записанному с помощью стрик-камеры. На рис. 20b показана зависимость интенсивности импульса лазера от времени, полученная интегрированием приведенной на рис. 20а двумерной картинке по энергии.

Спектральное разрешение спектрометра определяется числом облучаемых штрихов дифракционной решетки. При хорошем спектральном разрешении ухудшается, соответственно, временное разрешение. Поэтому оптимальное спектральное и временное разрешение достигалось ограничением апертуры входящего в спектрометр излучения.

Информация об аппаратной функции регистрирующей системы, в свою очередь, позволяла с помощью деконволюции временных зависимостей интенсивности ФЛ достигать разрешения по времени вплоть до ~ 1.7 пс.

Спектральное разрешение системы составляло порядка 2 мэВ.

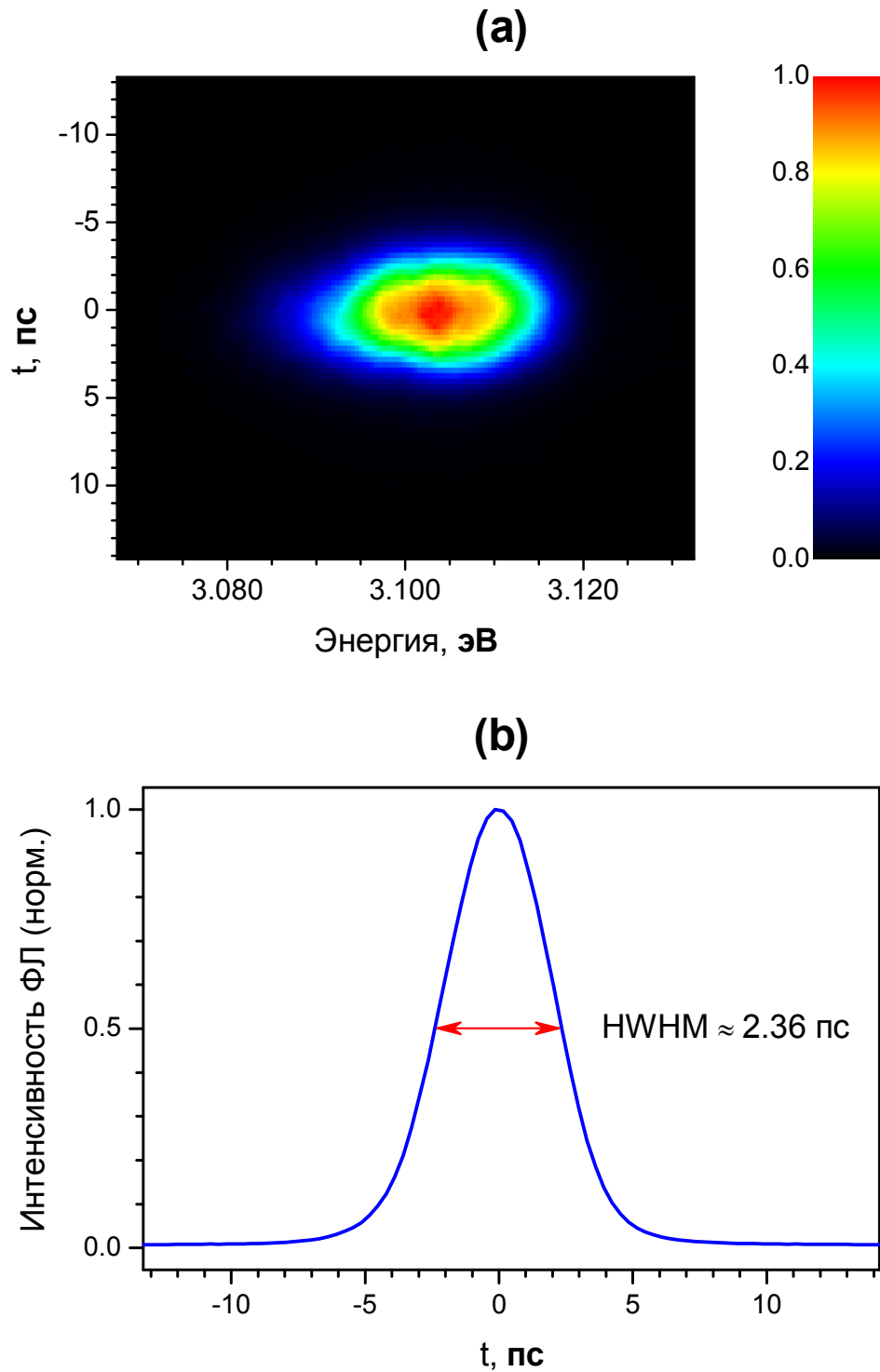


Рисунок 20. Импульс 2-й гармоники Ti:Sa лазера, записанный с помощью стрик-камеры. (a) — Нормированная зависимость интенсивности сигнала импульса лазера от времени и энергии, цветовая шкала определяет интенсивность сигнала, (b) — та же зависимость, интегрированная по энергии

§ 2.3. Экспериментальная установка

В данной работе проводилось изучение ФЛ гетероструктур ZnSe/BeTe. Образцы помещались в оптический криостат при низких температурах: либо в парах жидкого гелия ($T \approx 5$ К), либо в сверхтекучем гелии ($T \approx 1.5$ К). При измерениях в парах гелия криостат позволял регулировать температуру в диапазоне от 5 К до 300 К.

В зависимости от поставленной задачи использовались две различные установки для измерений с временным разрешением и без временного разрешения.

§ 2.3.1. Время-разрешенные измерения

Схема установки для измерения ФЛ гетероструктур ZnSe/BeTe с временным разрешением приведена на рис. 21.

Непрерывный лазер накачки (1) предназначен для накачки импульсного титан-сапфирового лазера (2). Полупрозрачное зеркало ПЗ₁ отделяет часть излучения Ti:Sa лазера на лавинный фотодиод (3) для синхронизации развертки стрик-камеры по времени с импульсами лазера.

После зеркала З₁ параллельный пучок попадает в телескоп, сформированный линзами Л₁-Л₂, фокусируясь на нелинейном кристалле ВаВ₂О₄ (4), который генерирует 2-ю гармонику в области ~ 420 нм с КПД $\sim 8\%$. После чего выходное излучение лазера в области ~ 840 нм отрезается синим фильтром СФ. Далее пучок проходит нейтральный фильтр НФ, что дает возможность варьировать плотность мощности оптической накачки. После полупрозрачного зеркала ПЗ₂ пучок фокусируется объективом Л₃ внутри криостата (5) на образце (6). ФЛ образца собирается объективом Л₃ в параллельный пучок и фокусируется

линзой L_4 на входной щели спектрометра (7). Перед щелью спектрометра пучок ограничивается диафрагмой Д.

Выходная щель спектрометра вращением зеркала переносится либо на детектор с ПЗС-матрицей для время-интегрированных измерений, либо на входную щель стрик-камеры (8) для время-разрешенных измерений. Изображение с ПЗС-матрицы стрик-камеры или спектрометра передается на компьютер (9), который также используется для управления параметрами спектрометра и стрик-камеры.

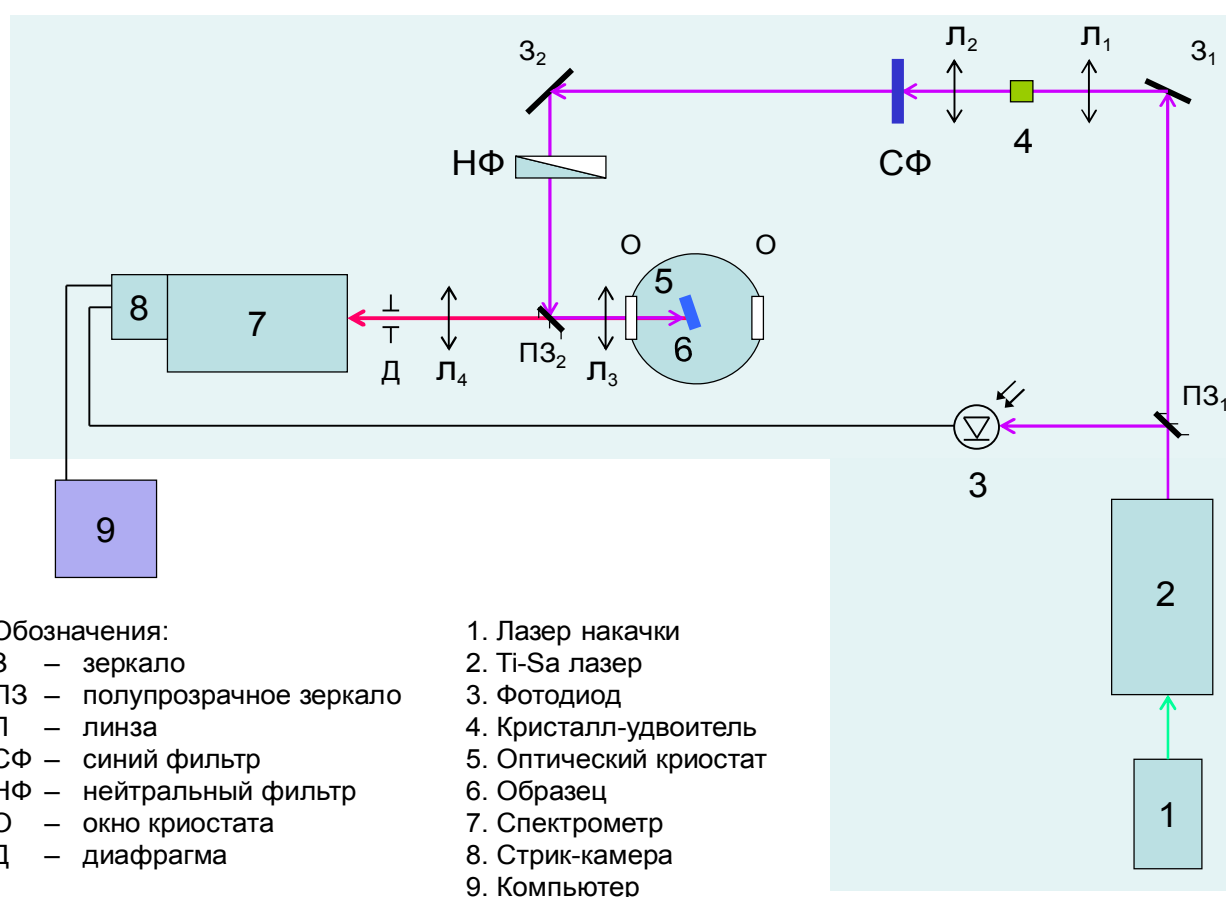


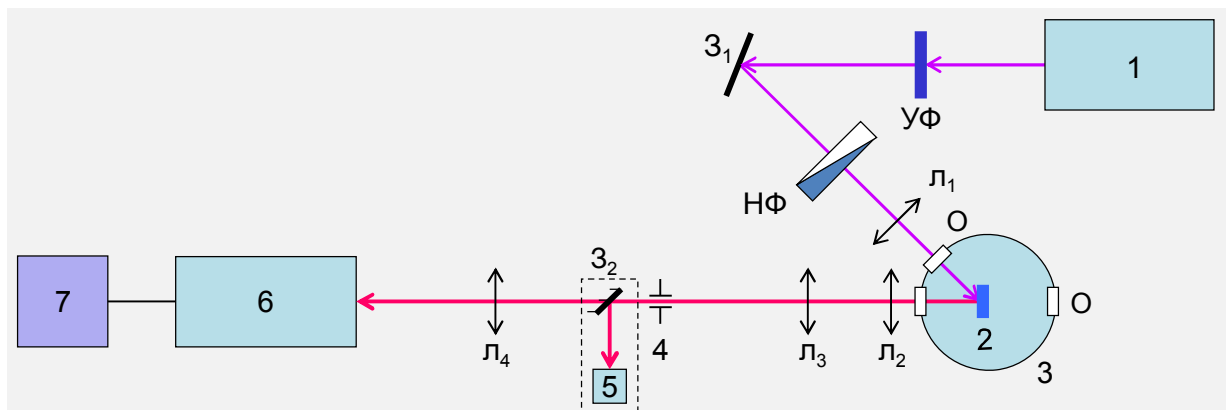
Рисунок 21. Схема экспериментальной установки для измерений ФЛ с временным разрешением

§ 2.3.2. Время-интегрированные измерения

На рис. 22 показана схема установки для измерения спектров ФЛ.

Для возбуждения ФЛ используется лазер (1) — либо Nd:YAG лазер со встроенным умножителем излучения основной частоты, либо He-Cd лазер. При использовании Nd:YAG лазера ультрафиолетовый (УФ) фильтр вырезает 1-ю и 2-ю гармоники, а при использовании He-Cd лазера УФ фильтр необходим для подавления плазменных линий.

После зеркала Z_1 пучок проходит нейтральный фильтр НФ, что позволяет регулировать мощность лазерного возбуждения. Затем параллельный пучок с помощью линзы L_1 фокусируется на образце (2), расположенном внутри оптического криостата (3). Пятно ФЛ на поверхности образца собирается объективом L_2 в параллельный пучок, затем с помощью линзы L_3 формируется увеличенное изображение образца в плоскости подвижных скрещенных щелей (4). Это позволяет пространственно ограничить измеряемое пятно ФЛ.



Обозначения:

З — зеркало

Л — линза

УФ — ультрафиолетовый фильтр

НФ — нейтральный фильтр

О — окно криостата

1. Лазер

2. Образец

3. Оптический криостат

4. Скрещенные щели

5. Микроскоп

6. Спектрометр

7. Компьютер

Рисунок 22. Схема установки для измерений ФЛ без временного разрешения

Выдвижное зеркало Z_2 дает возможность увидеть изображение скрещенных щелей в микроскопе (5). Изображение образца в скрещенных щелях переносится линзой L_4 в спектрометр (6), конструкция которого предусматривает дополнительную собирающую линзу на входе. Измеренные спектры передаются на компьютер (7), который также позволяет управлять положением дифракционной решетки спектрометра.

В данной установке использовался спектрометр «Dilog XY-500» с фокусным расстоянием 0.5 м и дифракционной решеткой 1800 штр./мм. Спектральное разрешение системы в области ~ 2.8 эВ составляло около 300 мкэВ.

ГЛАВА 3. Кинетика релаксации фотовозбужденных носителей в условиях изгиба зон

§ 3.1. Введение

Большое отличие ширины запрещенной зоны в различных слоях гетероструктуры ZnSe/BeTe — $E_g \approx 2.8$ эВ для ZnSe и $E_g \approx 4.5$ эВ для BeTe позволяет избирательно генерировать пары фотовозбужденных электронов и дырок в слоях ZnSe (рис. 5). В процессе релаксации по энергии фотовозбужденные в слое ZnSe дырки могут релаксировать либо в надбарьерное состояние в слое ZnSe, либо непосредственно в основное состояние в слое BeTe.

Пока дырка находится в надбарьерном состоянии, она участвует в пространственно прямом оптическом переходе. Таким образом, измерения ФЛ в области прямого перехода (~ 2.8 эВ) позволяют получать информацию о дырках, локализованных в слое ZnSe.

Из надбарьерного состояния дырка может релаксировать в основное состояние в слое BeTe, рекомбинировать излучательно с электроном в слое ZnSe или же рекомбинировать безызлучательно. Характерные времена этих процессов в данной работе обозначены τ_{rel} , τ_{rad} и τ_{nr} , соответственно.

Время жизни дырки в надбарьерном состоянии τ определяется наименьшим из времен ухода дырки в основное состояние τ_{rel} , излучательной рекомбинации τ_{rad} и безызлучательной рекомбинации τ_{nr} , в соответствие с уравнением (8).

При малых величинах мощности оптической накачки, отвечающих концентрации разделенных электронов и дырок $n \lesssim 10^{10}$ см⁻², реализуется случай практически плоских энергетических зон. При этом для структур с толщинами слоев ZnSe $L_{ZnSe} \lesssim 20$ нм время жизни надбарьерной дырки τ обусловлено процессом ухода дырки из слоя ZnSe в основное состояние в слое BeTe, т.е. справедливо соотношение $\tau \approx \tau_{rel}$. При увеличении толщины барьера для дырок L_{ZnSe} степень локализации дырки в нижайшем надбарьерном состоянии

возрастает. Поэтому, при увеличении толщины слоя ZnSe увеличивается и время $\tau \approx \tau_{\text{rel}}$, которое возрастает от $\tau \lesssim 2$ пс для тонких структур с $L_{\text{ZnSe}} = 10$ нм до $\tau \sim 23$ пс для широких структур с $L_{\text{ZnSe}} = 20$ нм [20].

Значительные величины локализуемых потенциалов для электронов и дырок в структуре ZnSe/BeTe позволяют достигать исключительно высоких концентраций разделенных носителей при большой мощности оптической накачки. При концентрации пространственно разделенных электронов и дырок $n \sim 10^{11} \div 10^{13} \text{ см}^{-2}$ происходит изгиб валентной зоны и зоны проводимости за счет появления электрического поля, вызванного пространственным разделением носителей заряда разного знака в соседних слоях гетероструктуры. Изгиб зон приводит к появлению состояния для дырки в слое ZnSe, ограниченного потенциальным барьером, в результате чего происходит существенное замедление времени τ_{rel} ухода дырок из слоя ZnSe в слой BeTe [19, 18].

Обнаруженный экспериментально эффект [19, 18], приписываемый удлинению времени τ_{rel} , заключается в сверхлинейном росте интенсивности ФЛ пространственно прямого перехода при увеличении мощности оптической накачки. Однако прямых измерений зависимости времени τ_{rel} от мощности оптической накачки не проводилось, и данная глава диссертации призвана восполнить этот пробел.

Каналы безызлучательной рекомбинации электронов и дырок, связанные с захватом носителей заряда дефектами кристаллической решетки, быстро насыщаются с ростом мощности накачки. В связи с этим, процессами безызлучательной рекомбинации можно пренебречь во всем исследуемом диапазоне накачек. Т.е., справедливо соотношение $\min(\tau_{\text{rel}}, \tau_{\text{rad}}) \ll \tau_{\text{nr}}$. Таким образом, остается всего лишь два процесса релаксации надбарьерных дырок: уход дырки из слоя ZnSe в слой BeTe и излучательная рекомбинация дырки и электрона в слое ZnSe. Время жизни дырки в надбарьерном состоянии τ в основном определяется наименьшим из времен τ_{rel} и τ_{rad} .

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{rel}} \quad (15)$$

С ростом концентрации разделенных носителей с увеличением τ_{rel} условие $\tau_{rel} \ll \tau_{rad}$ перестает выполняться. В таком случае, для описания кинетики дырок в слое ZnSe необходимо учитывать время τ_{rad} излучательного прямого перехода в ZnSe при изгибе зон.

Оценку времени τ_{rad} в пределе плоских зон можно получить из того, что характерное время излучательной рекомбинации экситона в квантовых ямах GaAs и ZnSe составляет $\tau_R \sim 40 \div 60$ пс [57, 74-75]. Нетрудно видеть, что уже в случае плоских зон для структуры с широкими слоями ZnSe $L_{ZnSe} \approx 20$ нм наличие члена $1/\tau_{rad}$ в уравнении (15) приводит к уменьшению τ на $5 \div 8$ пс по сравнению с τ_{rel} .

Целью настоящей главы является детальное исследование влияния изгиба зон на кинетику релаксации фотовозбужденных дырок в слое ZnSe в пикосекундном масштабе времен. Для этого в эксперименте были проведены измерения длительности свечения прямого перехода в зависимости от мощности импульсной накачки системы, а также были выполнены соответствующие численные расчеты.

§ 3.2. Измерения времени жизни фотовозбужденных дырок в слое ZnSe

При исследовании пикосекундной кинетики релаксации фотовозбужденных носителей в ZnSe/BeTe для структур с различной толщиной слоев были получены время-разрешенные спектры ФЛ в области пространственно прямого перехода в широком диапазоне изменения мощности накачки. Импульсное возбуждение осуществлялось второй гармоникой фемтосекундного лазера, а спектры измерялись при помощи стрик-камеры. Обработка полученных данных позволила

получить зависимости характерных времен затухания пространственно прямого перехода при различных накачках.

Рисунки 23 -24 демонстрируют существенное увеличение длительности свечения пространственно прямого перехода при повышении мощности оптической накачки для образца S20.

На рис. 23 представлены изображения время-разрешенных спектров ФЛ в области прямого перехода, полученные при возбуждении образца S20 при низкой $G = 0.6 \text{ мкДж/см}^2$ (рис. 23а) и при высокой $G = 160 \text{ мкДж/см}^2$ (рис. 23b) плотности лазерной накачки.

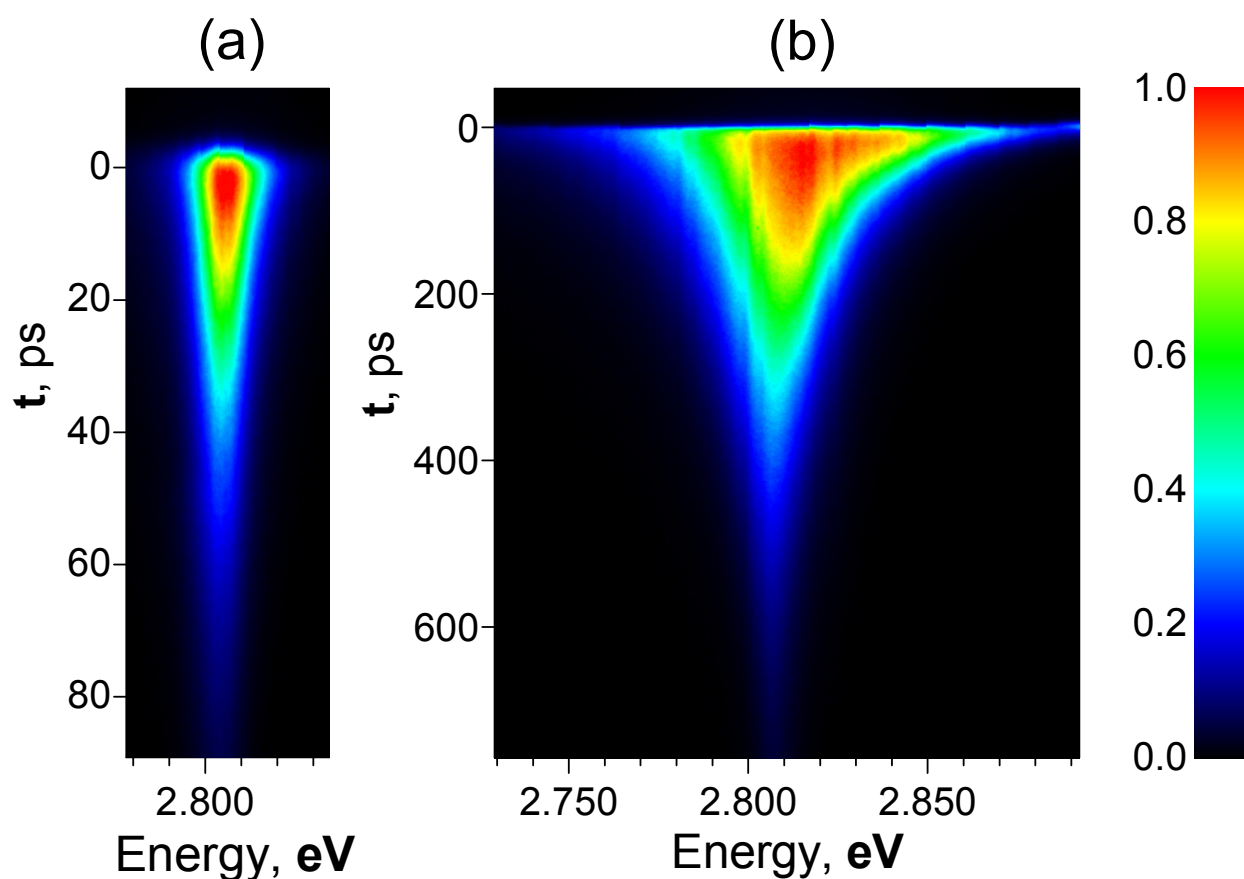


Рисунок 23. Временная зависимость нормированных спектров фотолюминесценции прямого перехода для образца S20 (20/10 нм x 10) при мощностях накачки (a) — $P = 40 \text{ Вт/см}^2$, (b) — $P = 10 \text{ кВт/см}^2$. Цветом обозначены уровни интенсивности ФЛ

Таким образом, плотность электронно-дырочных пар, возбуждаемых одним фемтосекундным импульсом, составляет $n_0 \approx 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ для рис. 23а и $n_0 \approx 1.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ для рис. 23б. По горизонтальной оси отложена энергия ФЛ, а по вертикальной оси — время, причем величина интервала времени на панелях а и б отличается почти на порядок: на рис. 23а приведен интервал времени $\Delta t \approx 100$ пс, а на рис. 23б — $\Delta t \approx 800$ пс. Оба спектра нормированы по отношению к максимальному значению интенсивности ФЛ в каждом из спектров, а цветовая шкала задает уровни интенсивности фотолюминесценции.

На рис. 24 показаны кривые затухания интенсивности ФЛ прямого перехода $I_D(t)$, полученные интегрированием по энергии спектров ФЛ (рис. 23) для образца S20 (20/10 нм x 10) при двух уровнях накачки.

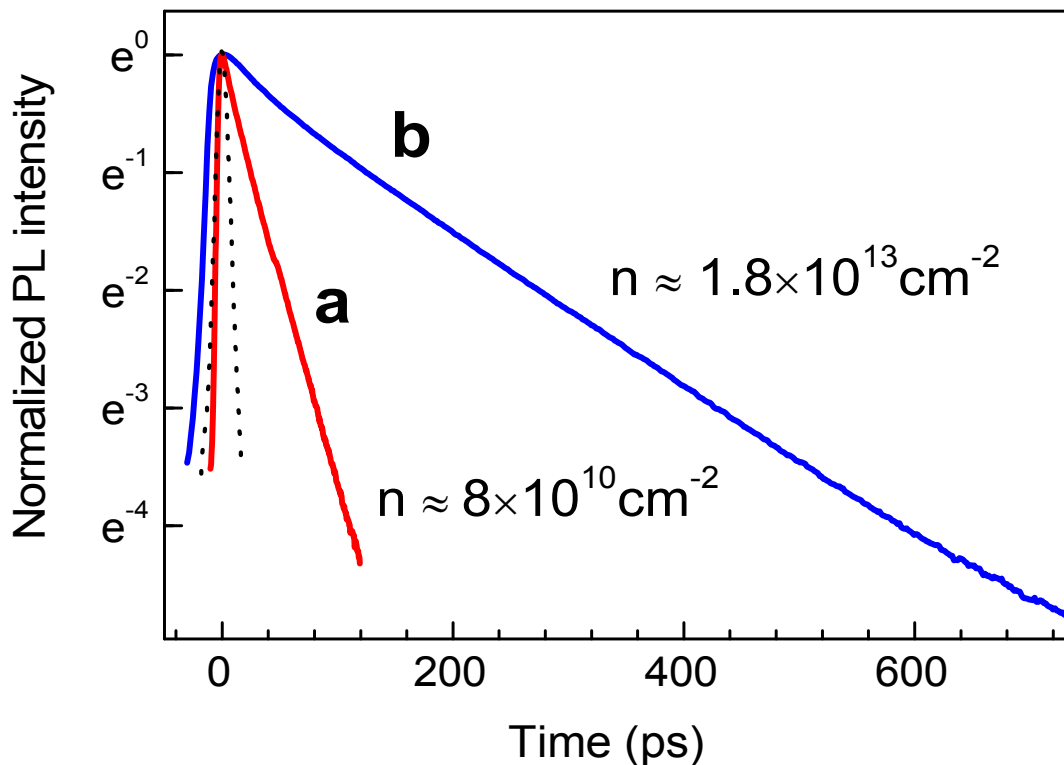


Рисунок 24. Кривые затухания ФЛ прямого перехода $I_D(t)$, полученные при интегрировании по энергии время-разрешенных спектров ФЛ для образца S20 (20/10 нм x 10) при двух уровнях накачки, соответствующих энергии в импульсе лазера: (а) — $G = 0.6 \text{ мкДж/см}^2$, (б) — $G = 160 \text{ мкДж/см}^2$. Точечная линия отвечает импульсу лазера

Каждая из кривых $I_D(t)$ на рис. 24 в первом приближении описывается моноэкспоненциальной зависимостью, а именно, функцией вида $I_D(t) \propto e^{-\frac{t}{\tau}}$. Параметр τ определяет время затухания фотолюминесценции. В случае высокой накачки это время существенно больше ($\tau \approx 150$ пс), чем при низкой мощности накачки ($\tau \approx 26$ пс).

Аналогично, для каждого из исследованных образцов были измерены время-разрешенные спектры ФЛ во всем доступном диапазоне мощностей оптической накачки. После их интегрирования по энергии определялось время τ затухания интенсивности $I_D(t)$ ФЛ прямого перехода.

На рис. 25 и рис. 26 приведены экспериментальные зависимости времени затухания τ ФЛ прямого перехода от плотности энергии импульса оптической накачки G (верхняя ось) для образцов S20 (20/10 нм x 10) и S10 (10/5 нм x 10), соответственно. На нижней оси приведена оценка концентрации n_0 фотовозбужденных пар электронов и дырок, генерируемых в одном слое ZnSe за один импульс лазера, которая для каждой из структур пропорциональна плотности энергии оптической накачки G . Стрелками на рис. 25 обозначены экспериментальные значения τ , полученные обработкой приведенных на рис. 23 спектров.

Для образцов S10 и S20 наблюдается существенное удлинение времени τ при увеличении плотности мощности накачки. Диапазон изменения τ составляет от 16 пс при низкой мощности накачки до ≈ 180 пс при высокой мощности накачки для образца S20. Для образца S10 измеренное значение τ при низкой мощности накачки составляет ≈ 2 пс, что отвечает временному разрешению регистрирующей системы. Можно полагать, что величина τ определяется временем взаимодействия дырки с LO-фононом, которое, в свою очередь, можно оценить десятными долями пикосекунды [76]. При более высокой мощности накачки время τ заметно возрастает и удается в эксперименте проследить за зависимостью τ при дальнейшем увеличении G (см. рис. 26).

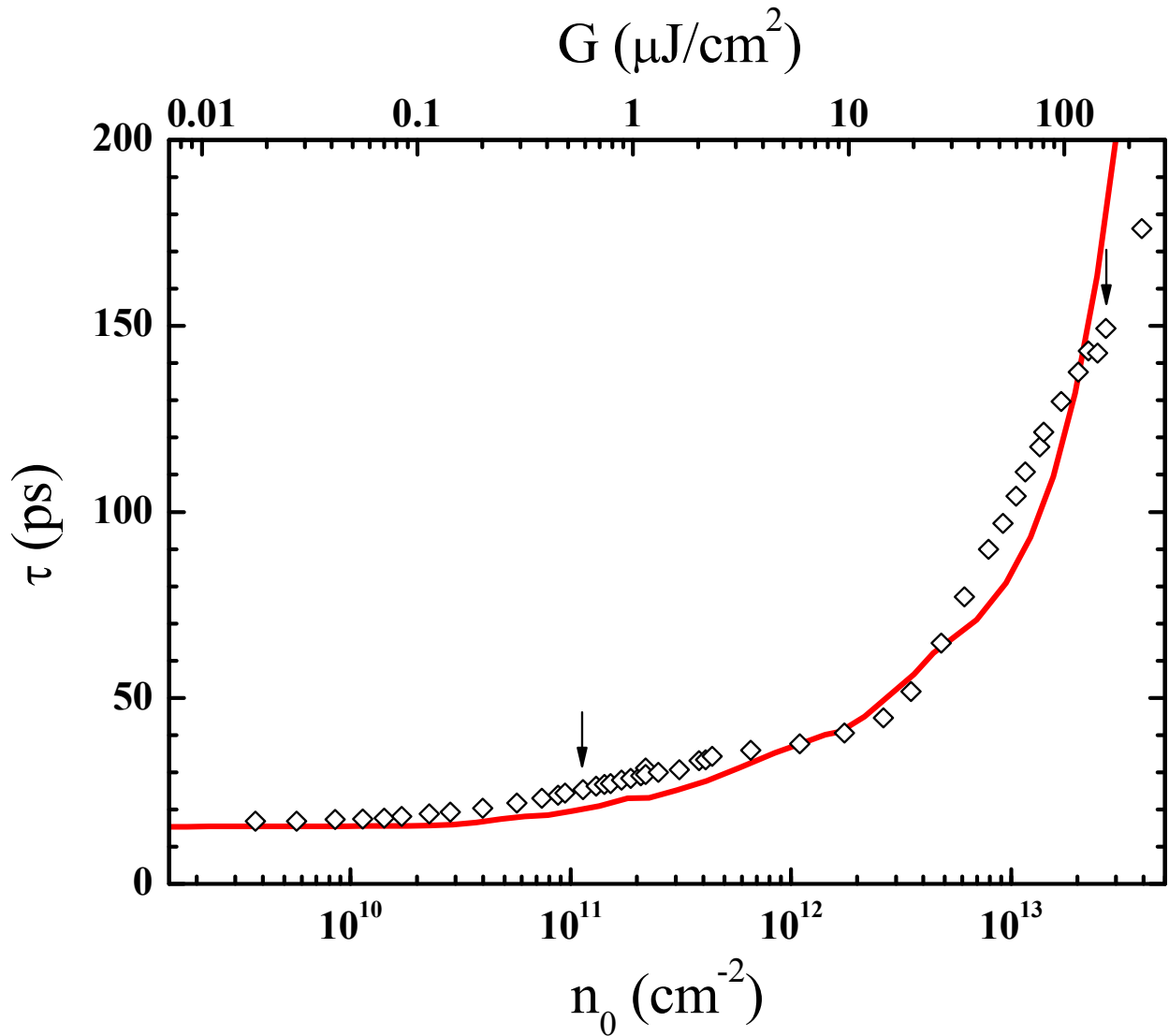


Рисунок 25. Зависимость времени τ затухания пространственно прямого перехода от плотности энергии G импульса лазера для образца S20 (20/10 нм x 10). Символы — экспериментальные данные. Сплошная линия — расчет. На нижней оси показана плотность фотовозбужденных носителей n_0 . Стрелками отмечены экспериментальные значения τ , полученные при обработке приведенных на рис. 23 спектров

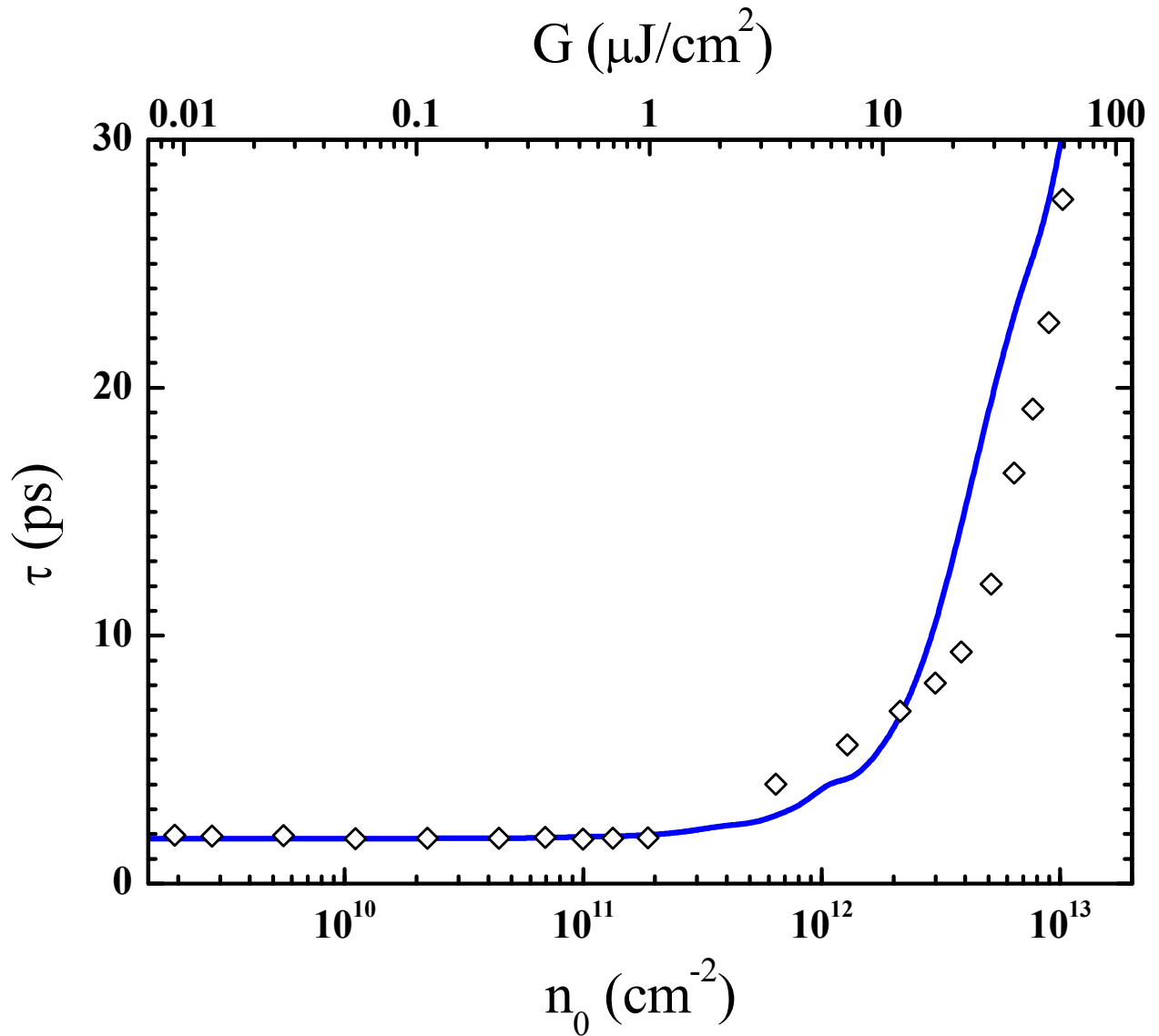


Рисунок 26. Времена τ затухания пространственно прямого перехода при различных значениях плотности энергии G оптической накачки для образца S10 (10/5 нм x 10). Символы — экспериментальные данные. Сплошная кривая — расчет. Нижняя ось показывает концентрацию фотовозбужденных носителей n_0 . Нижняя граница диапазона экспериментальных значений τ соответствует временному разрешению системы ≈ 2 пс

Зависимости времени τ затухания пространственно прямого перехода от плотности мощности энергии для трех образцов S10, S15 и S20 приведены на рис. 27. На верхней оси графика рис. 27 отложена энергия в импульсе накачки G . В то же время, энергия G пересчитана в концентрацию фотовозбужденных пар электронов и дырок n_0 (нижняя ось графика). При низкой накачке, соответствующей плотности носителей $n \approx 10^9 \div 10^{11} \text{ см}^{-2}$, изменение времени затухания прямого перехода сравнительно мало. При увеличении плотности носителей до величины $n \approx 10^{13} \text{ см}^{-2}$, для каждой из трех структур наблюдается значительный рост времени затухания прямого перехода.

Время затухания τ ФЛ прямого перехода — это не что иное, как время жизни фотовозбужденной дырки в локализованном в слое ZnSe состоянии. Таким образом, прямыми измерениями получены времена τ жизни фотовозбужденной дырки в слое ZnSe в широком диапазоне изменения оптической накачки системы, составляющем 3-4 порядка по мощности. При этом для трех структур S10, S15 и S20 наблюдается значительный, в десятки раз, рост времени τ жизни дырки в локализованном в слое ZnSe состоянии с ростом накачки.

Как видно из рис. 27, в структуре с тонкими слоями (S10) экспериментально определенное время τ жизни дырки в слое ZnSe достигает ≈ 28 пс, что позволяет описывать эффект увеличения τ в терминах роста времени τ_{rel} ухода дырок из слоя ZnSe в слой BeTe. Однако, в структурах с более толстыми слоями максимальное время τ составляет ≈ 80 пс для образца S15 (15/7.5 нм x 5) и ≈ 180 пс для образца S20 (20/10 нм x 10). Эти времена уже превышают характерные длительности пространственно прямого перехода в случае плоских зон (~ 40 пс), что требует более подробного обсуждения.

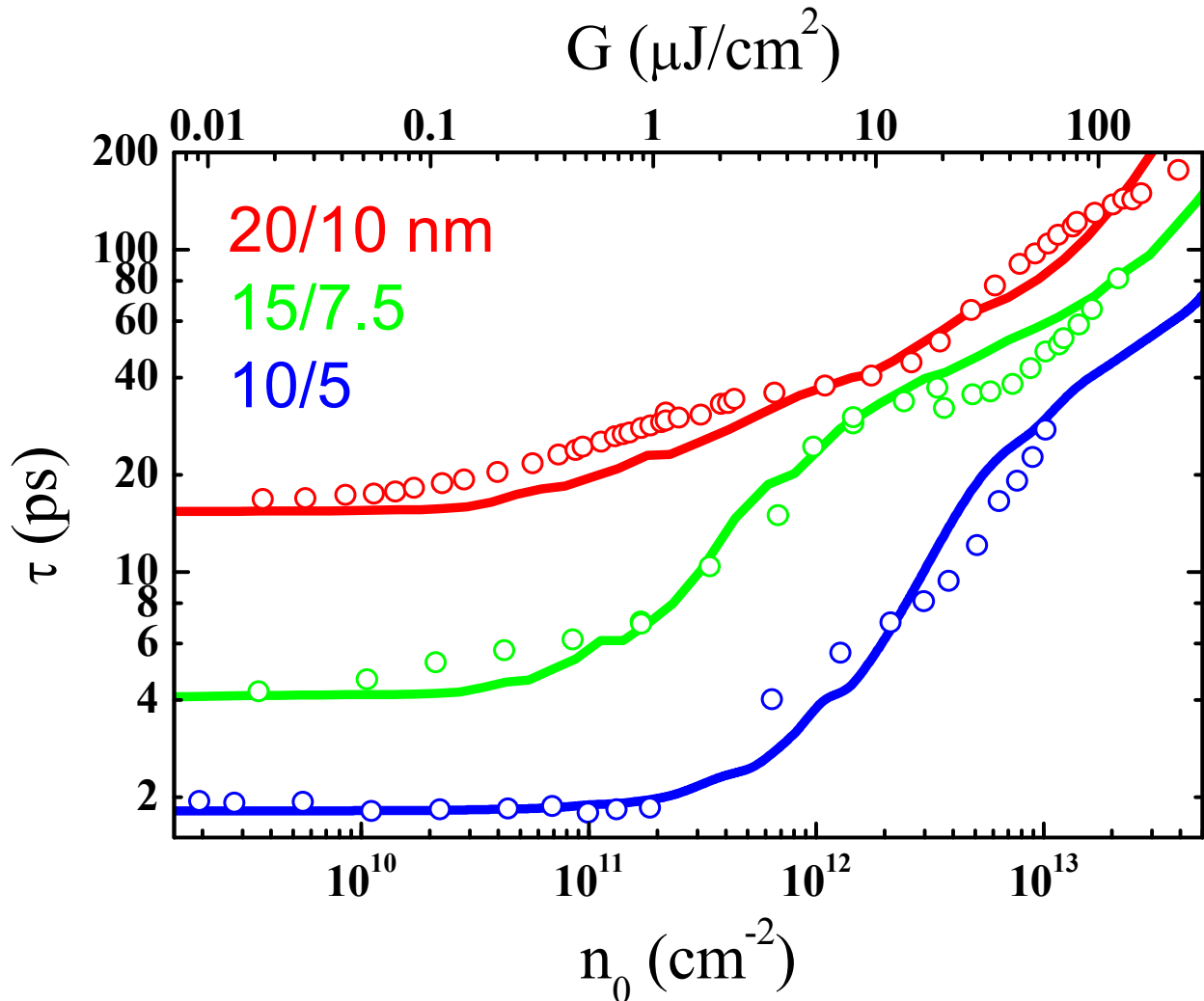


Рисунок 27. Зависимость времени затухания пространственно прямого перехода от концентрации фотовозбужденных носителей n_0 для образцов S10 (10/5 нм x 10), S15 (15/7.5 нм x 5), S20 (20/10 нм x 10). Символы — экспериментальные точки, сплошные кривые — расчетные значения. На верхней оси приведена плотность энергии в импульсе лазера G

§ 3.3. Численный расчет зонных схем

Известно, что при больших плотностях мощности оптической накачки, соответствующих концентрации разделенных электронов и дырок $n \approx 10^{11} \div 10^{13} \text{ см}^{-2}$, зонная структура изменяется под влиянием электрических полей, создаваемых пространственно разделенными слоями носителей заряда разных знаков: возникает изгиб валентной зоны и зоны проводимости [12, 19, 56].

Для учета влияния изгиба зон на кинетику пространственно прямого перехода был проведен расчет зонных схем (зоны проводимости и валентной зоны) при различных значениях плотности пространственно разделенных носителей путем самосогласованного решения уравнения Пуассона и стационарного уравнения Шредингера для электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне:

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 \Psi_{e_i} + (U_c(z) - e\varphi(z)) \Psi_{e_i} = E_{e_i} \Psi_{e_i} \quad , \\ -\frac{\hbar^2}{2m_h} \nabla^2 \Psi_{h_i} + (U_v(z) + e\varphi(z)) \Psi_{h_i} = E_{h_i} \Psi_{h_i} \quad , \\ \nabla^2 \varphi(z) = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \rho(z) \quad , \\ \rho(z) = e \sum_i (\Psi_{h_i}^* \Psi_{h_i} n_{h_i} - \Psi_{e_i}^* \Psi_{e_i} n_{e_i}) \quad . \end{array} \right. \quad (16)$$

где z — ось роста гетероструктуры. $m_e = 0.16 m_0$ и $m_h = 0.78 m_0$ [77] — эффективные массы электрона и дырки в слое ZnSe, соответственно. U_c и U_v — профили зоны проводимости и валентной зоны в случае плоских зон, φ — добавка потенциала, вызванная пространственным распределением заряда, ρ — распределение плотности заряда, а ε — эффективная диэлектрическая проницаемость полупроводников, из которых состоит гетероструктура. Ψ_{h_i} — i -я волновая функция дырок, Ψ_{e_i} — i -я волновая функция электронов, E_{h_i} и E_{e_i} — i -й

уровень энергии дырок и электронов, соответственно. n_{hi} и n_{ei} — концентрации дырок и электронов на i -м дырочном и электронном уровнях энергии, соответственно.

Обратим внимание на то, что система уравнений (16) формулирует одномерную задачу. В терминах одномерной задачи мы говорим о дырочных и электронных уровнях энергии E_{hi} и E_{ei} . В действительности же они представляют собой двумерные подзоны, с заселенностью n_{hi} и n_{ei} . Заселенность дырочных и электронных подзон n_{hi} и n_{ei} задается распределением Ферми-Дирака, с учетом двумерной плотности состояний в подзонах. Значение химического потенциала для электронов и для дырок выбирается таким образом, чтобы суммарные концентрации электронов и дырок на всех уровнях энергии равнялись некоторому внешнему параметру — концентрации разделенных носителей n_{BeTe} . Задавая различную концентрацию разделенных носителей n_{BeTe} в данной задаче, мы управляем степенью изгиба зон.

Система уравнений (16) решалась численно для одного периода структуры ZnSe/BeTe, с периодическими граничными условиями для волновых функций электронов и дырок.

Решением являются как потенциалы зоны проводимости и валентной зоны, так и волновые функции электрона и дырки. Особый интерес представляют волновые функции Ψ_{e1} электрона в основном состоянии, Ψ_{d1} дырки в первом надбарьерном состоянии (при этом дырка локализована в слое ZnSe) и Ψ_{h1} дырки в основном состоянии (дырка локализована в слое BeTe).

По собственным волновым функциям было определено время τ_{rel} ухода дырки из надбарьерного состояния в слое ZnSe в основное состояние в слое BeTe, а также время τ_{rad} излучательной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe, с использованием следующих соотношений:

$$\tau_{rel} \propto \frac{L}{\int_{\text{в слое BeTe}} |\Psi_{d1}(z)|^2 dz}, \quad (17)$$

$$\tau_{rad} = \frac{\tau_0}{\left| \int dz \Psi_{e_1}(z) \Psi_{d_1}(z) \right|^2} \quad (18)$$

где L — ширина слоя BeTe рассматриваемой гетероструктуры, а τ_0 — значение τ_{rad} при полном перекрытии волновых функций Ψ_{e_1} электрона в основном состоянии и Ψ_{d_1} дырки в первом надбарьерном состоянии.

Неизвестный коэффициент пропорциональности в соотношении (17) определялся в случае плоских зон путем подгонки расчетных значений к величинам τ_{rel} , полученным в эксперименте для одной из структур [20]. После чего (17) использовалось для определения τ_{rel} при различных мощностях накачки и ширинах слоев изучаемой структуры.

В правой части выражения (17) область интегрирования ограничена слоем BeTe. Это значит, что расчетное значение τ_{rel} обратно пропорционально вероятности нахождения надбарьерной дырки в слое BeTe. Поскольку процессы межуровневой релаксации носителей характеризуются субпикосекундными временами [76], что значительно быстрее характерных времен межслойной релаксации, выбор конечного состояния не должен влиять на время τ_{rel} . Поэтому в качестве грубой оценки суммы вероятностей рассеяния надбарьерной дырки в каждое из локализованных в слое BeTe конечных состояний используется интегральная вероятность обнаружения дырки в слое BeTe. Подобный подход для оценки времени τ_{rel} использовался в работах [19, 18] при сравнении экспериментальных значений интенсивности пространственно прямого перехода с расчетами в структурах ZnSe/BeTe, а также в работе [78] для оценки времен жизни надбарьерного состояния в гетероструктурах GaAs/AlGaAs.

Функциональная зависимость уравнения (18) для τ_{rad} отражает то обстоятельство, что матричный элемент межзонного оптического перехода пропорционален интегралу перекрытия волновых функций электрона и дырки [79]. Оценку константы τ_0 , входящую в уравнение (18), можно получить, исходя из времени затухания ФЛ экситона в одиночной квантовой яме ZnSe. Для КЯ

толщиной $L_{\text{ZnSe}} = 8$ нм с барьерами $\text{Zn}_{0.89}\text{Mg}_{0.11}\text{S}_{0.18}\text{Se}_{0.82}$ при гелиевых температурах это время составляет $\tau_R \approx 43$ пс [57]. Соответственно, для исследуемых структур ZnSe/BeTe в качестве характерной величины времени излучательной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe в пределе плоских зон было принято значение $\tau_0 = 40$ пс.

На рис. 28 приведены определенные из расчета зависимости времен τ_{rel} и τ_{rad} от концентрации разделенных носителей n_{BeTe} для трех исследуемых структур S10, S15 и S20. По этим временам, в соответствие с уравнением (15), были определены зависимости времени жизни τ локализованной в слое ZnSe дырки от n_{BeTe} для каждой из структур.

Для сопоставления расчетов с результатами эксперимента дополнительно учитывалась различная величина плотности носителей n в зависимости от глубины залегания слоя ZnSe от поверхности образца при поглощении лазерного возбуждения, а также принималось во внимание временное разрешение измерительной установки (≈ 1.9 пс).

Расчетное время τ жизни дырки для трех структур с различными толщинами слоев ZnSe и BeTe (красная линия для структуры S20, зеленая линия для S15 и синяя линия для S10 на рис. 25 - 27) показало хорошее согласие с экспериментом при различных значениях концентрации разделенных носителей.

§ 3.3.1. Резонансные условия туннелирования надбарьерных дырок

Расчетная зависимость времени τ_{rel} ухода надбарьерной дырки в основное состояние в слое BeTe от концентрации разделенных носителей n_{BeTe} для структуры S10 (10/5 нм), приведенная на рис. 28, имеет минимум в области $n_{\text{BeTe}} = 1.7 \times 10^{12}$ см⁻². Наличие подобных минимумов в зависимостях τ_{rel} от n_{BeTe} связано с возникновением резонансных условий туннелирования надбарьерной

дырки при изменении номера уровня энергии дырок, который является первым надбарьерным уровнем.

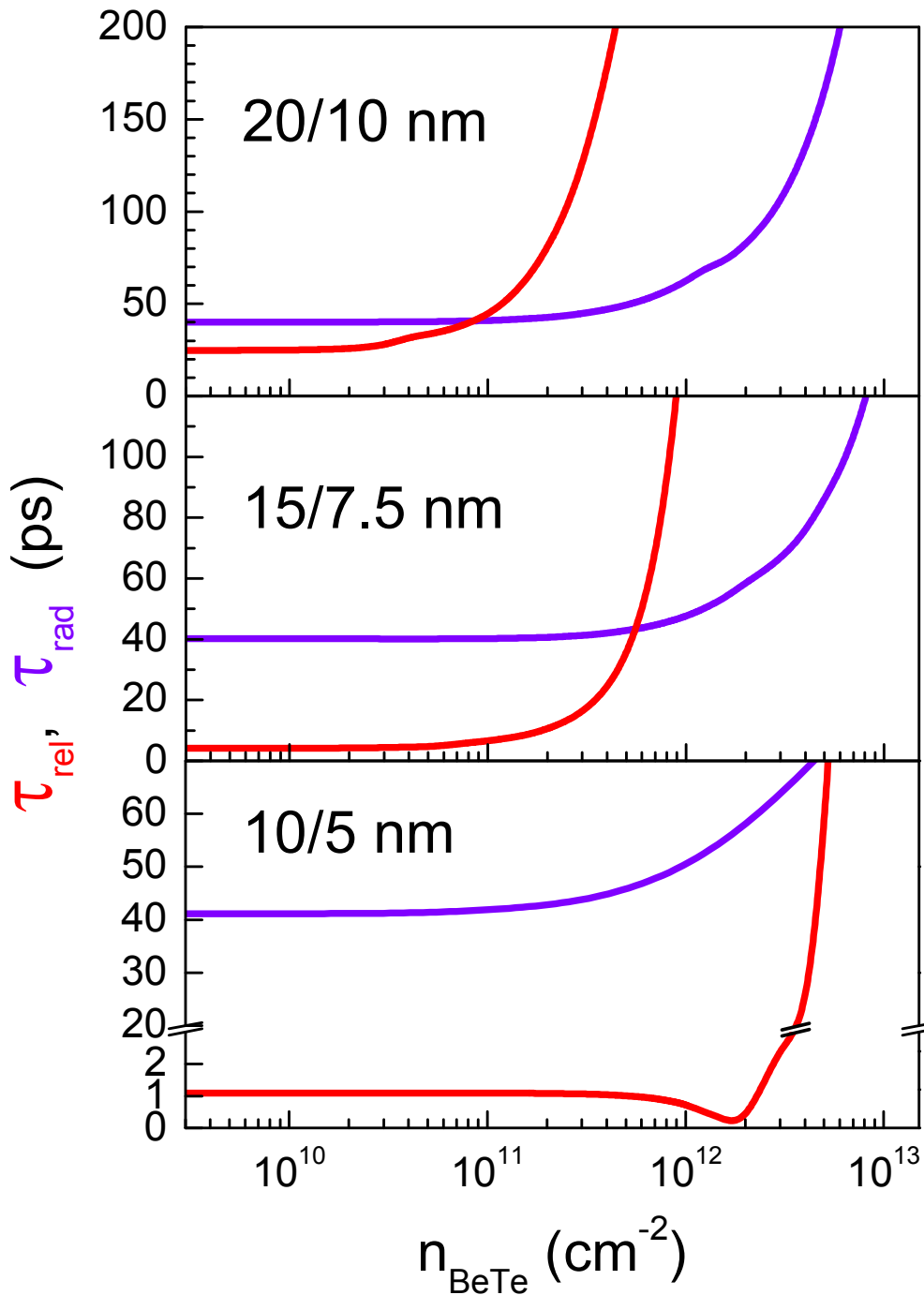


Рисунок 28. Расчетные времена τ_{rel} ухода дырки из надбарьерного состояния в слое ZnSe в слой BeTe (обозначено красным цветом) и τ_{rad} излучательной рекомбинации электрона и надбарьерной дырки в слое ZnSe (обозначено синим цветом) для структур S10 (10/5 нм), S15 (15/7.5 нм) и S20 (20/10 нм)

При увеличении концентрации разделенных носителей n_{BeTe} изгиб зон приводит к тому, что нижайший надбарьерный и основной уровни энергии дырок двигаются навстречу друг другу. При этом нижайший надбарьерный уровень энергии последовательно пересекает ряд дырочных уровней энергии в слое BeTe. При таком пересечении реализуются условия резонансного туннелирования дырок из надбарьерного состояния в слое ZnSe в слой BeTe, что выражается в резком уменьшении времени $\tau_{\text{rel}}(n_{\text{BeTe}})$ ухода дырки из надбарьерного состояния в слой BeTe [19, 18].

Эффект резонансного туннелирования дырок в надбарьерном состоянии исследовался экспериментально в работах [19, 18] для структур ZnSe/BeTe с толщинами слоя ZnSe $L_{\text{ZnSe}} = 10$ нм и $L_{\text{ZnSe}} = 7.2$ нм при комнатной температуре. Оказалось, что квантовый выход прямого перехода $\frac{I_D(P)}{P} \propto \tau_{\text{rel}}(P)$ немонотонным образом зависит от мощности накачки P . В то же время, ярко выраженных эффектов в виде провалов интенсивности прямого перехода $I_D(P)$ обнаружено не было. Это объяснялось как уширением спектральных линий до ~ 26 мэВ из-за высокой температуры электронной подсистемы ($T \sim 300\text{K}$), так и различной концентрацией носителей из-за поглощения лазерного излучения в последовательно расположенных слоях ZnSe гетероструктуры и, соответственно, разной концентрацией n электронно-дырочных пар в слоях ZnSe.

В данной работе измерения длительности свечения прямого перехода τ в зависимости от мощности накачки при гелиевых температурах также не выявили значительных эффектов, которые могли бы быть связаны с резонансным туннелированием надбарьерных дырок (см. рис. 25 - 27).

Вероятно, в данном случае условия резонансного туннелирования надбарьерных дырок не достигаются из-за структурного несовершенства исследуемых образцов гетероструктур.

На рис. 29 тонкими линиями показаны расчетные значения зависимости времени ухода надбарьерной дырки в слой BeTe τ_{rel} от концентрации разделенных носителей n_{BeTe} для структуры S10 (10/5 нм) с вариациями толщин слоев на

уровне ± 0.5 нм (\pm один монослой). Видно, что при отклонении толщин слоев ZnSe и BeTe от номинальных значений условия резонанса смещаются.

Если предположить, что в измеряемую интенсивность ФЛ прямого перехода дают вклад области гетероструктуры с различными толщинами слоев ZnSe и BeTe, то наибольший вклад в интенсивность ФЛ дадут области с более длинными временами жизни дырки в надбарьерном состоянии.

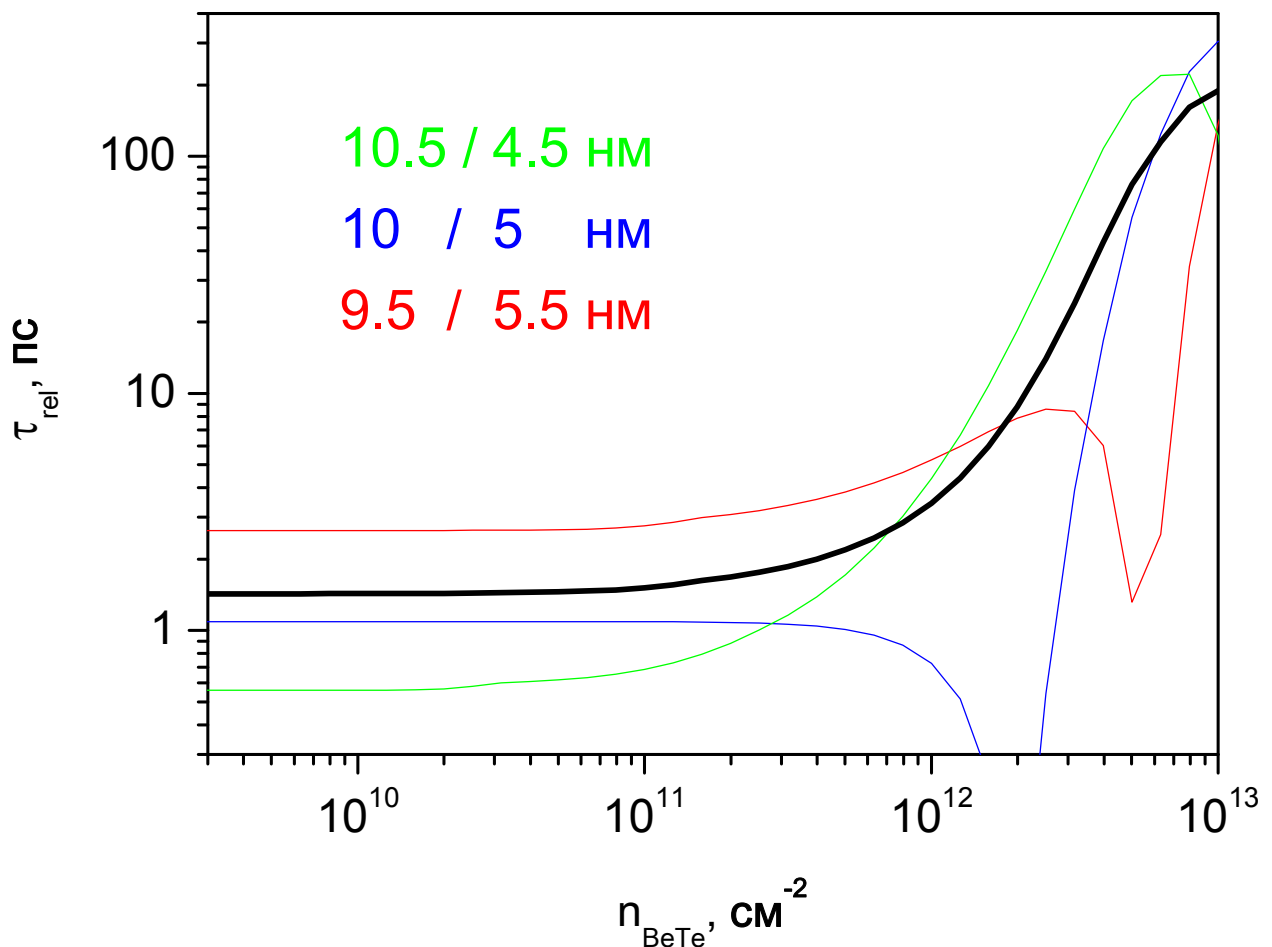


Рисунок 29. Тонкими линиями показаны расчетные зависимости времени τ_{rel} межслойной релаксации локализованной в слое ZnSe дырки от концентрации разделенных носителей n_{BeTe} для структур ZnSe/BeTe с толщинами слоев ZnSe и BeTe в диапазоне $L_{ZnSe} = 10 \pm 0.5$ нм и $L_{BeTe} = 5 \pm 0.5$ нм. Жирной линии соответствует зависимость эффективной $\langle \tau_{rel} \rangle (n_{BeTe})$, полученной усреднением расчетных значений $\tau_{rel}(n_{BeTe})$ для трех структур с вариациями толщин слоев ZnSe и BeTe на уровне ± 0.5 нм при номинальных значениях толщин 10/5 нм

В таком случае, можно оценить измеряемое время $\langle \tau_{rel} \rangle$ как среднее значение трех расчетных зависимостей τ_{rel} для гетероструктур с толщинами слоев 9.5/5.5 нм, 10/5 нм и 10.5/4.5 нм (жирная линия на рис. 29), что позволяет объяснить отсутствие экспериментальных подтверждений возникновения резонансных условий.

Такое приближение можно обосновать, приняв во внимание литературные значения параметров, определяющих шероховатость интерфейсов ZnSe/BeTe. Шероховатость интерфейса характеризуется амплитудой Δ и корреляционной длиной Λ . В работе [80] приведены значения $\Delta=0.69$ нм и $\Lambda=15.5$ нм для интерфейса BeTe на ZnSe, а также $\Delta=0.61$ нм и $\Lambda=12.5$ нм для интерфейса ZnSe на BeTe.

§ 3.4. Образование метастабильного состояния для дырок в слое ZnSe в структуре S10 (10/5 нм)

На рис. 30 приведены зонные схемы для сверхрешетки ZnSe/BeTe с толщинами слоев 10/5 нм при низкой и высокой плотностях пространственно разделенных носителей $n_{BeTe} = 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $n_{BeTe} = 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$, соответственно, полученные в результате расчета. Видно, что с ростом плотности носителей n_{BeTe} и, соответственно, с увеличением степени изгиба зон уровень энергии дырок $d1$ в слое ZnSe поднимается вверх (панели (a) и (b) рис. 30), и для надбарьерных дырок формируется реальный потенциальный барьер (см. среднюю панель (b) на рис. 30). В этих условиях для релаксации дырок из нижайшего надбарьерного состояния в слое ZnSe в основное состояние в слое BeTe им требуется протуннелировать через заметный потенциальный барьер, параметры которого, и, следовательно, величина τ_{rel} зависят от плотности пространственно разделенных носителей n . При этом прозрачность барьера, определяемая его высотой и шириной, уменьшается с ростом плотности разделенных зарядов, что должно

привести к замедлению темпа туннелирования дырок через барьер. Волновые функции для дырок в нижайшем надбарьерном ($d1$) состоянии и в основном состоянии ($h1$) при низкой и высокой плотностях пространственно разделенных носителей представлены на нижней панели (с) рис. 30.

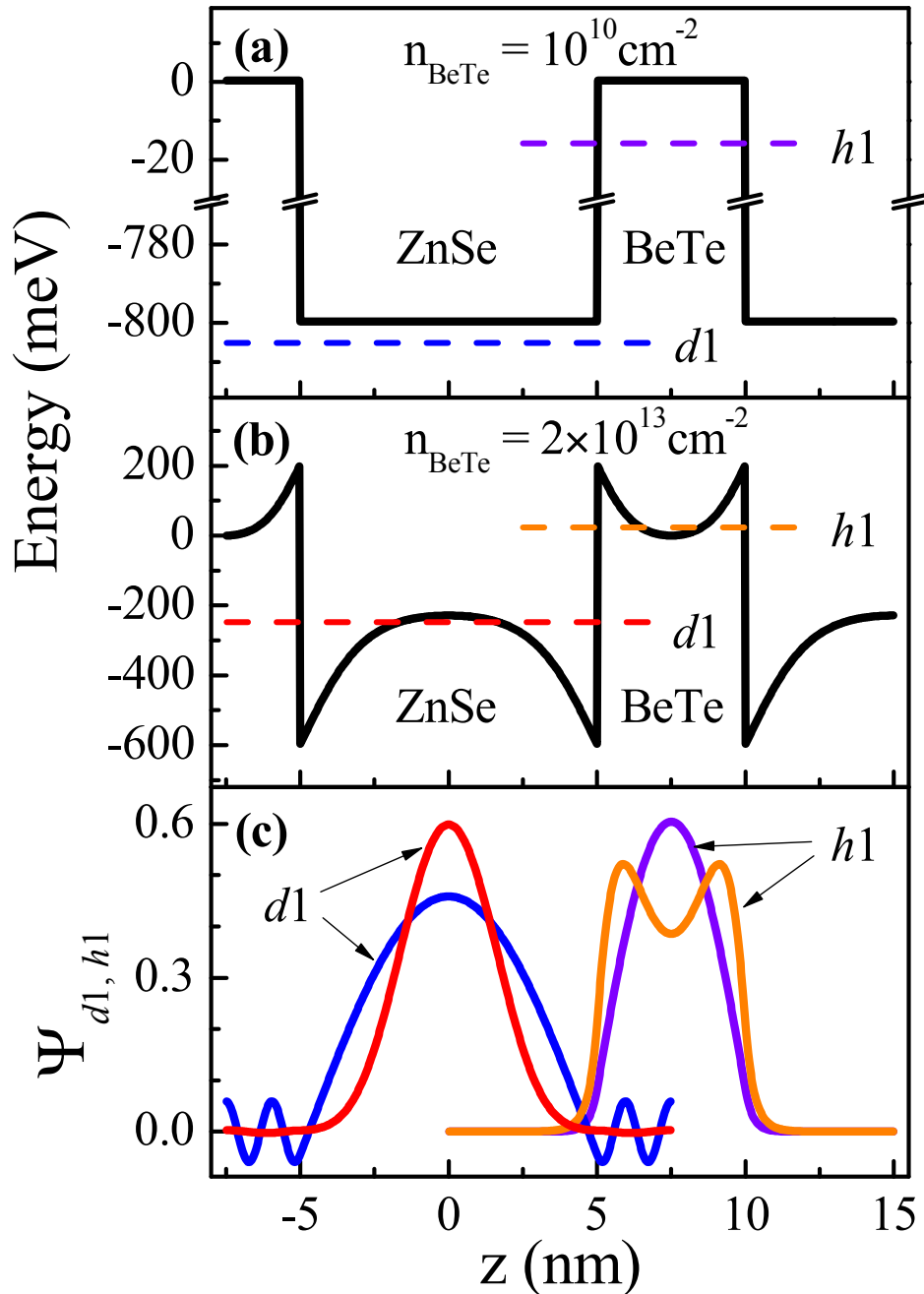


Рисунок 30. Расчетные зонная структура и волновые функции надбарьерной дырки и дырки в основном состоянии для структуры S10 в случае низкой ($n_{\text{BeTe}} = 10^{10} \text{ cm}^{-2}$) и высокой ($n_{\text{BeTe}} = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) концентрации разделенных носителей

Формирование барьера для локализованной в слое ZnSe дырки с ростом плотности разделенных носителей в структуре S10 иллюстрирует рис. 31. При низкой плотности носителей $n_{\text{BeTe}} = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ валентная зона изогнута слабо. Вероятность нахождения надбарьерной дырки в соседнем слое BeTe (оцениваемая как величина, пропорциональная интегралу $|\Psi_{d1}|^2$ в слое BeTe) существенна. Т.е. велика вероятность релаксации дырки в основное состояние в слое BeTe. При средней плотности носителей $n = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ валентная зона существенно изогнута, вероятность нахождения надбарьерной дырки в слое BeTe сравнительно мала, а значит, релаксация надбарьерной дырки в основное состояние затруднена.

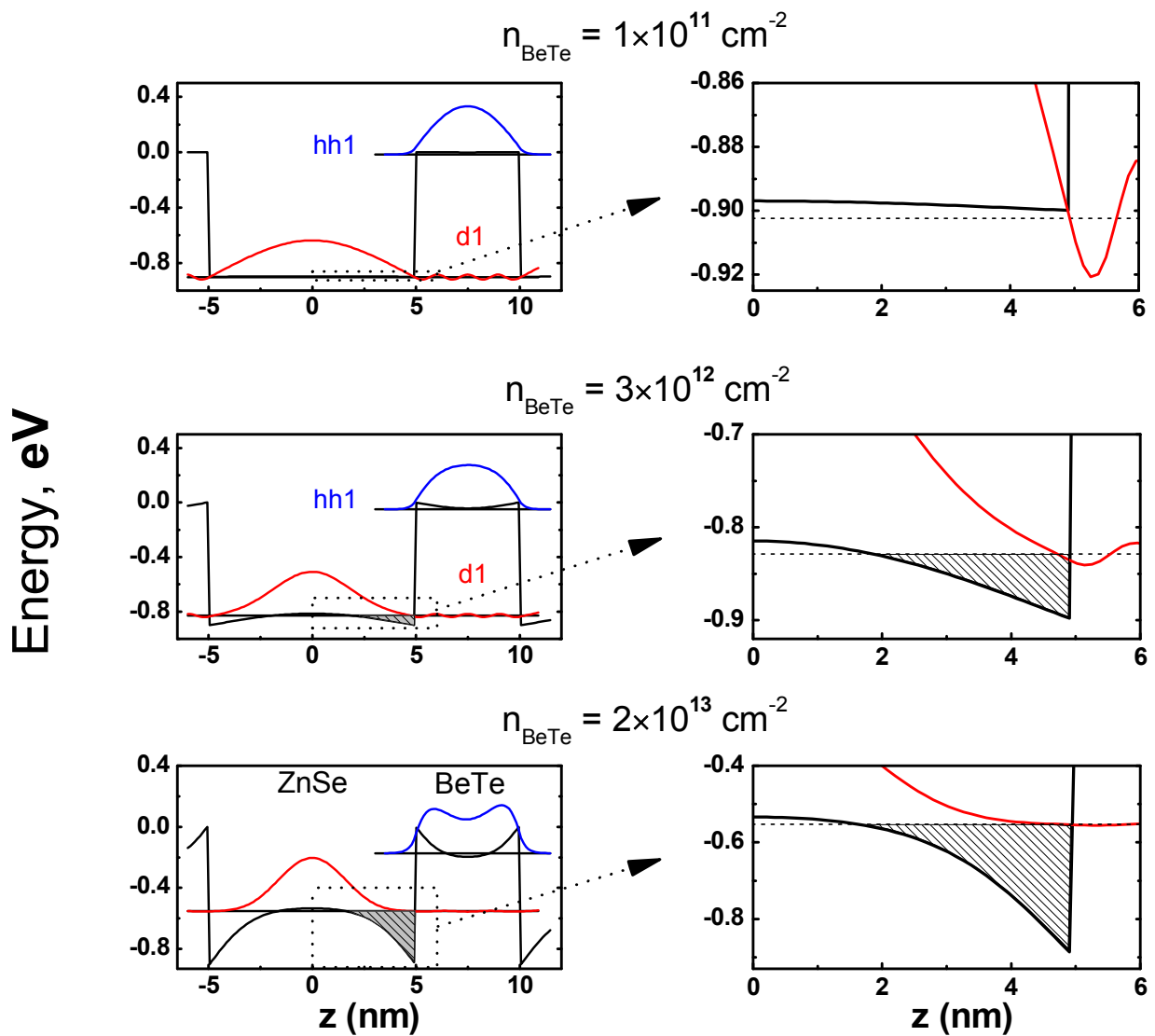


Рисунок 31. Расчетное возникновение барьера для локализованных в слое ZnSe дырок при сильном изгибе зон для структуры 10/5 нм

При высокой плотности разделенных носителей $n_{\text{BeTe}} = 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ валентная зона изогнута сильно, вероятность релаксации надбарьерной дырки в слой BeTe пренебрежимо мала. Фактически при данной плотности носителей формируется метастабильное состояние для дырок в слое ZnSe, ограниченное реальным потенциальным барьером.

В случае структуры S10, максимальное измеренное в эксперименте время жизни дырки в слое ZnSe составляет $\tau \approx 28$ пс при наибольшей накачке, которая отвечает концентрации разделенных носителей $n_{\text{BeTe}} \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Это время меньше длительности прямого перехода (которое в пределе плоских зон оценивается как 40 пс). Следовательно, для структуры S10 основным каналом, определяющим кинетику дырок в слое ZnSe в экспериментальном диапазоне накачек, является уход дырок из слоя ZnSe в слой BeTe. Однако для структур с более толстыми слоями (S15 и S20) релаксация дырок в слой BeTe не является единственным механизмом, определяющим кинетику надбарьерных дырок, и для адекватного определения времени жизни дырки в слое ZnSe необходимо одновременно учитывать времена τ_{rel} и τ_{rad} .

§ 3.5. Удлинение времени излучательной рекомбинации носителей в слое ZnSe в структурах S15 (15/7.5 нм) и S20 (20/10 нм)

В отличие от структуры S10, в структуре с большей толщиной слоев 15/7.5 нм (S15) формирование метастабильного дырочного состояния в слое ZnSe происходит уже при плотности разделенных носителей $n_{\text{BeTe}} \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$. При концентрации фотовозбужденных носителей $n_0 \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$ время жизни дырки в слое ZnSe составляет уже $\tau \approx 24$ пс по сравнению с $\tau \approx 4$ пс в пределе плоских зон. По данным представленных на рис. 28 расчетов времен τ_{rel} и τ_{rad} , при плотности разделенных носителей $n_{\text{BeTe}} \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ время релаксации дырок из слоя ZnSe в

слой BeTe резко возрастает, существенно превышая длительность излучательной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe.

Таким образом, в структурах S15 и S20 уже при средних плотностях мощности накачки, соответствующих концентрации разделенных носителей $n_{\text{BeTe}} \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$, релаксации локализованных в слое ZnSe дырок по каналу ухода в основное состояние в слое BeTe практически не происходит. Намного более вероятным оказывается процесс оптической рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe.

Поэтому для структур S15 и S20, в соответствие с уравнением (15), измеряемое время τ жизни локализованной в слое ZnSe дырки при концентрациях разделенных носителей, превышающих $n_{\text{BeTe}} \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$, определяется временем τ_{rad} оптической рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe.

Однако при увеличении концентрации разделенных носителей от $n_{\text{BeTe}} \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ до $n_{\text{BeTe}} \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ наблюдается существенное удлинение времени τ жизни локализованной в слое ZnSe дырки вплоть до значений $\tau \approx 80$ пс для структуры S15 и $\tau \approx 180$ пс для структуры S20. Поскольку в этом диапазоне изменения n_{BeTe} время жизни локализованной в слое ZnSe дырки определяется временем излучательной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe $\tau_{\text{rad}} \approx \tau$, данные эксперимента свидетельствуют о существенном возрастании времени τ_{rad} излучательной рекомбинации электрона и дырки при высокой концентрации разделенных носителей n_{BeTe} в структурах S15 и S20.

Удлинение времени τ_{rad} пространственно прямого оптического перехода в слое ZnSe вызвано уменьшением перекрытия волновых функций электрона и дырки в нижайшем локализованном в слое ZnSe состоянии при значительных изгибах зон.

На рис. 32 представлены зонные структуры и волновые функции электрона в основном состоянии и дырки в нижайшем локализованном в слое ZnSe состоянии при низкой и высокой концентрациях разделенных носителей n_{BeTe} , рассчитанные для структуры S20. На левой панели рис. 32 показан случай

плоских зон ($n_{\text{BeTe}} = 10^9 \text{ см}^{-2}$), а на правой панели — случай при значительной степени изгиба зон ($n_{\text{BeTe}} = 10^{13} \text{ см}^{-2}$).

При низкой плотности разделенных носителей $n_{\text{BeTe}} = 10^9 \text{ см}^{-2}$, т.е. в случае плоских зон, перекрытие волновых функций электрона в основном состоянии и дырки в нижайшем надбарьерном состоянии близко к 1. В случае $n_{\text{BeTe}} = 10^{13} \text{ см}^{-2}$ валентная зона и зона проводимости сильно изогнуты, что приводит к локализации дырки в нижайшем надбарьерном состоянии в центре слоя ZnSe, в то время как волновая функция электрона локализуется вблизи интерфейсов. Это означает существенное уменьшение перекрытия волновых функций электрона и дырки в слое ZnSe при сильном изгибе зон, и как следствие — значительное удлинение времени излучательной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe.

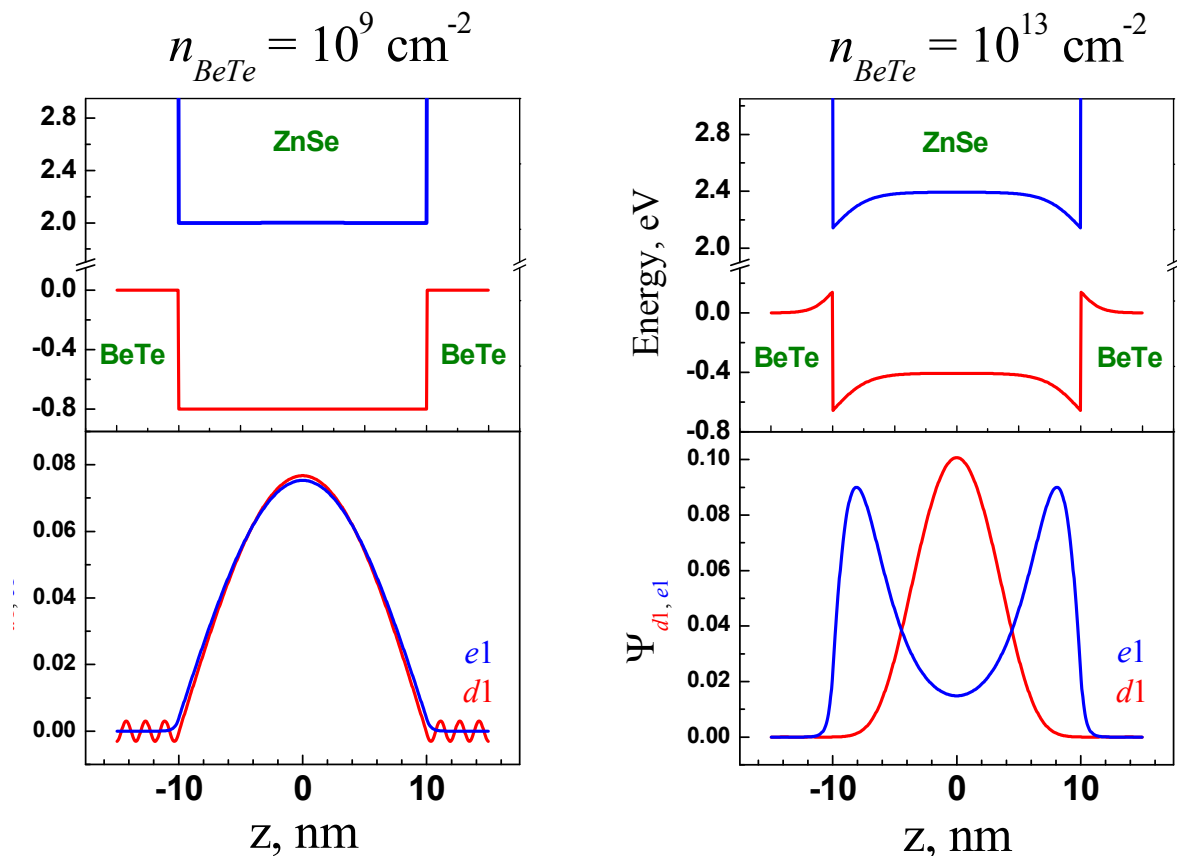


Рисунок 32. Расчетные зонная структура и волновые функции надбарьерной дырки и электрона в основном состоянии для структуры S20 в случае низкой ($n_{\text{BeTe}} = 10^9 \text{ см}^{-2}$) и высокой ($n_{\text{BeTe}} = 10^{13} \text{ см}^{-2}$) концентрации разделенных носителей

В заключение рассмотрим сценарий изменения режима релаксации надбарьерной дырки в слое ZnSe на примере структуры S20 при различных плотностях оптического возбуждения. При низкой концентрации разделенных носителей (в пределе плоских зон) время релаксации надбарьерных дырок составляет $\tau \approx 16$ пс и определяется процессом ухода надбарьерных дырок в основное состояние в слое BeTe: $\tau \sim \tau_{\text{rel}}$. При увеличении плотности мощности оптической накачки возрастает концентрация разделенных носителей, что приводит к изгибу зон и к формированию потенциального барьера для локализованной в слое ZnSe дырки. Это выражается в увеличении времени жизни локализованной в слое ZnSe дырки до $\tau \approx 29$ пс при концентрации фотовозбужденных носителей $n_0 \approx 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При концентрациях разделенных носителей $n_{\text{BeTe}} \gtrsim 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ происходит запираание локализованной в слое ZnSe дырки в слое ZnSe, при этом расчетное время τ_{rel} ухода дырки из слоя ZnSe в основное состояние в слое BeTe может достигать десятков наносекунд. Поэтому при концентрациях разделенных носителей $n_{\text{BeTe}} \gtrsim 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ время τ жизни локализованной в слое ZnSe дырки определяется более быстрым каналом релаксации, а именно, процессом излучательной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe — иными словами, выполняется равенство $\tau \approx \tau_{\text{rad}}$. Дальнейшее увеличение времени жизни дырки в слое ZnSe до $\tau \approx 180$ пс при высокой плотности разделенных носителей $n_{\text{BeTe}} \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ связывается с удлинением времени τ_{rad} за счет уменьшением перекрытия волновых функций электрона и дырки в слое ZnSe.

Общей закономерностью является то, что с ростом толщины слоев структуры ZnSe/BeTe формирование метастабильного дырочного состояния происходит при меньших значениях плотности разделенных носителей. При этом в случае высоких накачек для структур ZnSe/BeTe с большей шириной слоев достигаются бóльшие значения времен излучательной рекомбинации в пространственно прямом оптическом переходе.

§ 3.6. Нагрев марганцевой подсистемы в гетероструктурах (Zn,Mn)Se / (Be,Mn)Te

В качестве иллюстрации применения в иных физических сюжетах рассмотренной нами задачи об увеличении времени жизни надбарьерной дырки при повышении мощности оптического возбуждения, обсудим вопрос об эффективности разогрева системы спинов марганца при импульсном лазерном возбуждении в полумагнитных гетероструктурах $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se/Be_{0.93}Mn_{0.07}Te$, исследованный в работе [A4].

В данном параграфе рассматривается вопрос о связи между временем жизни горячих дырок и эффективностью нагрева системы спинов Mn в слоях $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se$ гетероструктур $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se/Be_{0.93}Mn_{0.07}Te$ с различными толщинами слоев при разных уровнях оптического возбуждения. Обсуждаемые экспериментальные данные выявляют главенствующую роль процессов с многократным переворотом спина дырки, а также позволяют использовать время жизни горячей дырки для оценки времени передачи системе спинов марганца энергии и спина фотовозбужденных дырок, которое является характерным для полумагнитных гетероструктур на основе (Zn,Mn)Se.

Были изучены две гетероструктуры 2-го типа $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se/Be_{0.97}Mn_{0.03}Te$ с различными толщинами слоев, обозначенные 20/10 и 10/5 нм. Эти образцы выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs, ориентированных в направлении (100), и содержат десять периодов чередующихся слоев $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se$ толщиной $d_{QW} = 20(10)$ нм и $Be_{0.93}Mn_{0.07}Te$ толщиной 10(5) нм.

Для магнитооптических измерений использовался сверхпроводящий магнит, создающий поле до 10 Тл. Образцы охлаждались до температуры $T = 1.8$ К и помещались в магнитное поле, направленное вдоль оси роста образцов (геометрия Фарадея). Поскольку намагниченность ионов Mn прямо пропорциональна величине гигантского зеемановского сдвига экситонов, для

оценки намагниченности можно использовать спектральное положение полосы экситона [81]. Кинетика намагниченности измерялась по время-разрешенным спектрам магнитоотражения методом накачка-зондирование. Для нагрева системы спинов Mn использовались импульсы накачки третьей гармоники (3.49 эВ) лазера с модуляцией добротности Nd:YVO₄. Длительность импульсов накачки составляла 5 нс, а частота повторения — 1 кГц. Столь низкая частота повторения была выбрана для гарантии того, что возбужденная система спинов Mn полностью охлаждается до температуры фононной «бани» к моменту прихода очередного импульса лазера. По измеряемой кинетике положения резонанса экситона с тяжелой дыркой в спектрах отражения определялась кинетика намагниченности системы спинов Mn.

Спектры отражения регистрировались в спектральном диапазоне от 2.70 до 2.95 эВ при импульсном освещении светом, испускаемым красителем кумарин 120. Этот краситель накачивался вторым лазером с энергией 3.49 эВ и длительностью импульса 5 нс, причем импульс красителя повторял форму возбуждающего импульса с очень короткой задержкой, не существенной для этого эксперимента. Детектирование осуществлялось ПЗС-камерой с затвором (gated CCD) с временным разрешением 2 нс, соединенной с монохроматором с фокусным расстоянием 0.5 м. Синхронизация обоих импульсных лазеров и затвора ПЗС-матрицы осуществлялась с помощью цифрового генератора импульсов, который также задавал временную задержку для зондирующего импульса, возбуждающего краситель. Преимущество отражения по сравнению с фотолюминесценцией состоит в том, что измерения спектров отражения позволяют определить среднюю температуру спинов Mn в освещенной области образца, в то время как в фотолюминесценцию наибольший вклад дают области с низкой температурой спинов Mn [82, 83].

На вставке рис. 33 показаны спектры отражения для образца 10/5 нм с $d_{QW} = 10$ нм в полях $B = 0, 0.3$ и 3 Тл. Спектры неполяризованы и поэтому содержат резонансы в поляризациях как σ^+ , так и σ^- . В поле 3 Тл видны два ярко выраженных резонанса с энергиями 2.797 и 2.832 эВ. Они соответствуют

экситонам с тяжелой дыркой (X_{hh}) в слоях $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se$, т.е., прямому оптическому переходу. Резонанс с меньшей энергией отвечает экситону $| -1/2, +3/2 \rangle$ и, как следствие, свету с круговой поляризацией σ^+ , в то время как резонанс с большей энергией обладает поляризацией σ^- [84].

На рис. 33 изображен гигантский зеемановский сдвиг $\Delta E_x = E_x(B) - E_x(0)$ энергии E_x резонанса экситона с тяжелой дыркой.

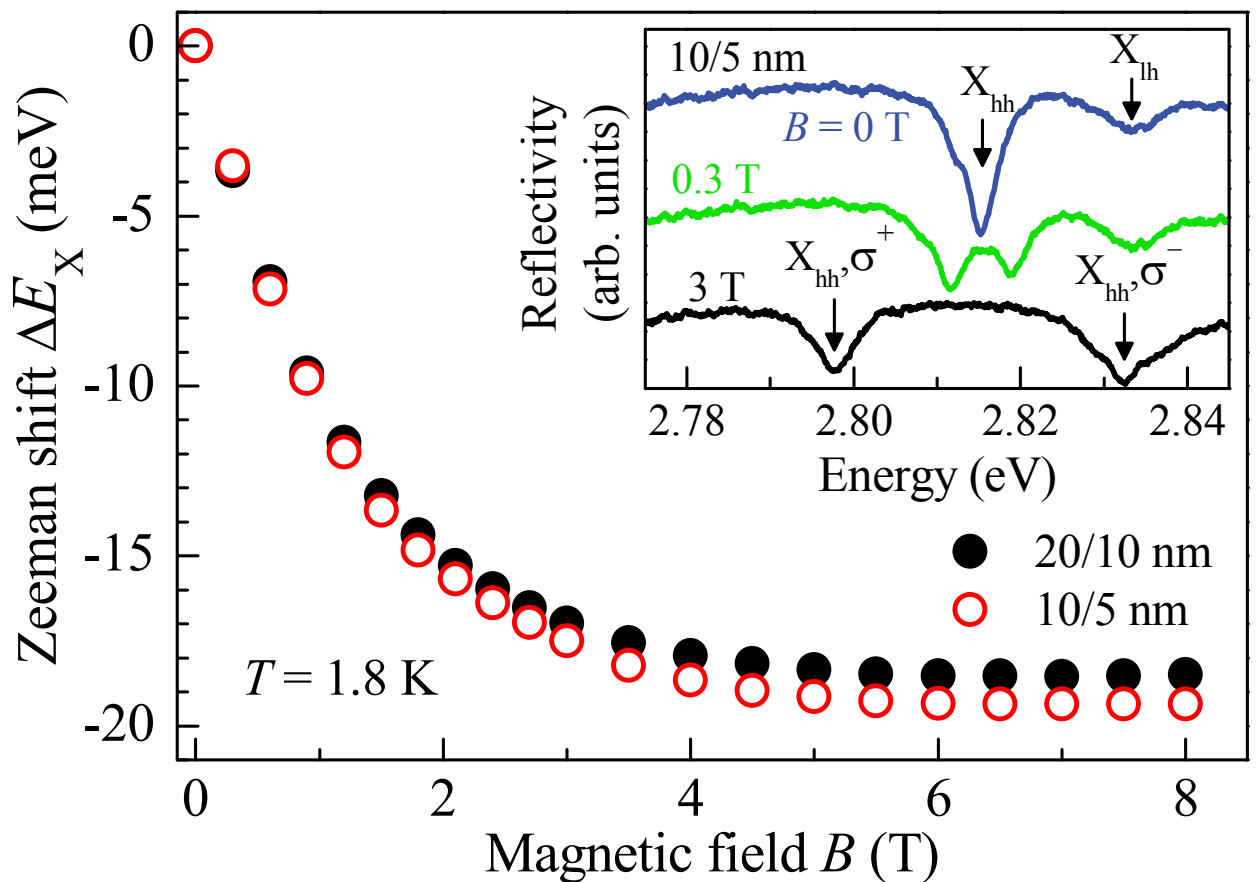


Рисунок 33. Гигантский зеемановский сдвиг экситонного резонанса (X_{hh}, σ^+) в двух гетероструктурах $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se/Be_{0.93}Mn_{0.07}Te$. На вставке показаны неполяризованные спектры отражения при различных значениях магнитной индукции для образца 10/5 нм. В поле 3 Тл резонансам с низкой и высокой энергией соответствуют переходы экситона с тяжелой дыркой с поляризацией σ^+ и σ^- , соответственно. Последний перекрывается с резонансом экситона с легкой дыркой (X_{lh}) [A4]

Для обоих исследованных образцов величины этих сдвигов очень похожи, например, в поле $B = 3$ Тл они составляют -17.0 и -17.5 мэВ для структур 20/10 и 10/5 нм, соответственно. Это означает, что на статическую намагниченность в слоях $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se$ практически не влияет более высокая концентрация ионов Mn в соседних слоях $Be_{0.93}Mn_{0.07}Te$, а также указывает на высокую степень локализации волновых функции электрона и дырки в надбарьерном состоянии в слоях $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se$ [A2].

Импульсное лазерное возбуждение может вызывать нагрев системы спинов Mn, как показано, например, для квантовых ям на основе $(Zn,Mn)Se$ со схемой зон 1-го типа [85], что приводит к уменьшению гигантского зеемановского сдвига экситона. Зависимость ΔE_x от временной задержки t_d относительно импульса накачки приведена на рис. 34 для обеих исследуемых структур в поле $B = 3$ Тл и при мощности накачки 33 кВт/см². Ясно видно, что уменьшение гигантского зеемановского сдвига происходит в основном во время действия импульса лазера (показанного точечной линией), т.е., в присутствии горячих фотовозбужденных носителей в слоях $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se$.

Для временных задержек t_d , превышающих 40 нс и достигающих нескольких сотен наносекунд, $\Delta E_x(t_d)$ не изменяется существенно. Уменьшение гигантского зеемановского сдвига на $\delta E(n) = E_x(n) - E_x(n \approx 0) = 10$ мэВ при концентрации фотовозбужденных носителей $n \approx 9 \times 10^{12}$ см⁻², достигаемой при мощности лазерной накачки $P_{\text{pump}} = 33$ кВт / см², свидетельствует о том, что система спинов Mn нагревается до спиновой температуры $T_{Mn} \approx 9$ К [86]. Следует отметить, что температура спинов Mn измеряется на таких временных задержках после импульсов накачки, когда концентрация пространственно разделенных носителей (электронов в слоях $(Zn,Mn)Se$ и дырок в слоях $(Be,Mn)Te$) уже мала и не превышает 10^{11} см⁻² даже при максимальной мощности возбуждения, используемой в этой работе [12, 56]. Следовательно, экситонные резонансы в спектрах отражения хорошо выражены, и их можно использовать для оценки температуры спинов Mn.

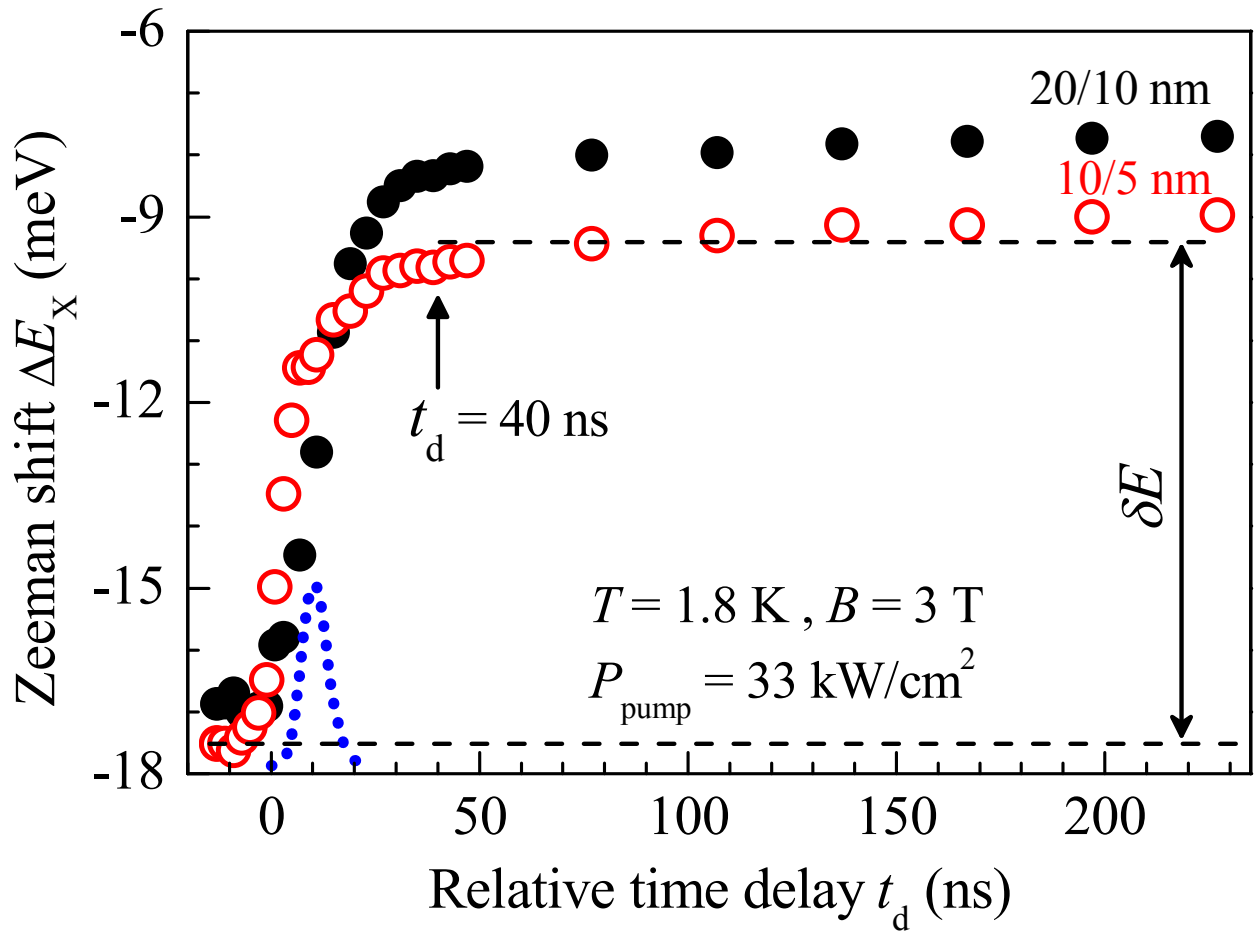


Рисунок 34. Гигантский зеемановский сдвиг ΔE_x экситонного резонанса X_{hh} с поляризацией σ^+ в зависимости от временной задержки t_d относительно импульса накачки (точечная линия) для двух образцов. Уменьшение гигантского зеемановского сдвига на величину δE , характеризующую нагрев подсистемы спинов Mn, показано для образца 10/5 нм [A4]

Последующая медленная релаксация намагниченности ионов Mn (которая здесь не приведена) детально исследовалась для этих образцов в работе [87]. Показано, что времена релаксации намагниченности составляют 1.7 мксек для образца 10/5 нм и 6 мксек для образца 20/10 нм. Они определяются очень долгой спин-решеточной релаксацией в слоях $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se$, а также спиновой диффузией в системе спинов Mn, которая приводит к миграции спиновых возбуждений в слой $Be_{0.93}Mn_{0.07}Te$.

Теперь сравним нагрев системы Mn для двух исследуемых образцов при различных концентрациях фотовозбужденных носителей в диапазоне $10^9 \text{ см}^{-2} \leq n \leq 1.15 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Концентрация носителей определялась методом, предложенным в работах [13, 56]: оценивалось количество фотонов на см^2 в импульсе лазера, после чего учитывалось их поглощение в исследуемой структуре. На рис. 35 приведена величина сдвига δE , характеризующая нагрев Mn, в зависимости от концентрации фотовозбужденных носителей. На вставке того же рисунка зависимость δE показана детально при малых концентрациях носителей. При низкой мощности накачки $n \leq 10^{10} \text{ см}^{-2}$ система Mn нагревается очень слабо, и величина δE пренебрежимо мала.

В широком диапазоне концентраций фотовозбужденных носителей $10^{10} \text{ см}^{-2} < n < 8 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ величина δE для образца 20/10 нм (заполненные квадраты) превышает эту же величину для образца 10/5 нм (пустые квадраты) на несколько мэВ. Это свидетельствует о том, что нагрев Mn происходит более эффективно в образце с большей шириной слоев $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se$. Различие в нагреве становится наиболее выражено при концентрации носителей $n \approx 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, при которой δE составляет около 3.6 мэВ, что соответствует перегреву системы спинов Mn на $\Delta T_{Mn} \approx 2.3 \text{ К}$, и около 1.4 мэВ ($\Delta T_{Mn} \approx 0.9 \text{ К}$) для структур 20/10 и 10/5 нм, соответственно. При очень больших концентрациях, $n \geq n_0 = 8 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, величины δE совпадают в обоих образцах. Наибольшая величина δE составляет около 12 мэВ при $n = 1.15 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$, что соответствует спиновой температуре $T_{Mn} \approx 15 \text{ К}$.

Обнаруженное различие эффективности нагрева при одной и той же концентрации носителей в двух исследуемых структурах нельзя объяснить взаимодействием с фотовозбужденными электронами. Во-первых, эти электроны локализованы в слоях $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se$ и их концентрация в этих слоях одинакова в обеих структурах и ограничена лишь процессом рекомбинации. Во-вторых, в магнитном поле 3 Тл гигантское зеемановское расщепление спиновых подзон электронов и дырок намного превосходит их кинетическую энергию. В связи с чем каждый из электронов может участвовать лишь однократно в процессе обменного взаимодействия с ионом Mn и, следовательно, вклад электронов в нагрев Mn значительно меньше, чем вклад дырок, которые могут передавать спин многократно за счет смешивания состояний легкой и тяжелой дырки [88]. Поэтому обсуждаемое различие эффективности нагрева связано с нагревом Mn горячими фотовозбужденными дырками, время жизни которых в слоях $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se$ сильно зависит от толщины этого слоя и изгиба зон, степень которого мы можем контролировать, изменяя мощность лазерной накачки, как это обсуждалось в предыдущих параграфах.

На рис. 35b показано время жизни дырки в надбарьерном состоянии τ в зависимости от концентрации фотовозбужденных носителей n для обоих образцов. При увеличении концентрации носителей, τ возрастает от 16 пс до ≈ 100 пс в образце 20/10 нм и от ≤ 2 пс (временное разрешение регистрирующей системы) до ≈ 30 пс в образце 10/5 нм. Существенное увеличение времени жизни надбарьерных дырок τ в образце 20/10 нм при $n > 1 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ по сравнению со временем τ в другом образце отвечает значительно большей эффективности нагрева Mn, как видно на рис. 35а. Из-за того, что время жизни горячих дырок выше в слоях $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se$ с толщиной 20 нм, дырки в этих слоях дают в среднем больший вклад в нагрев Mn.

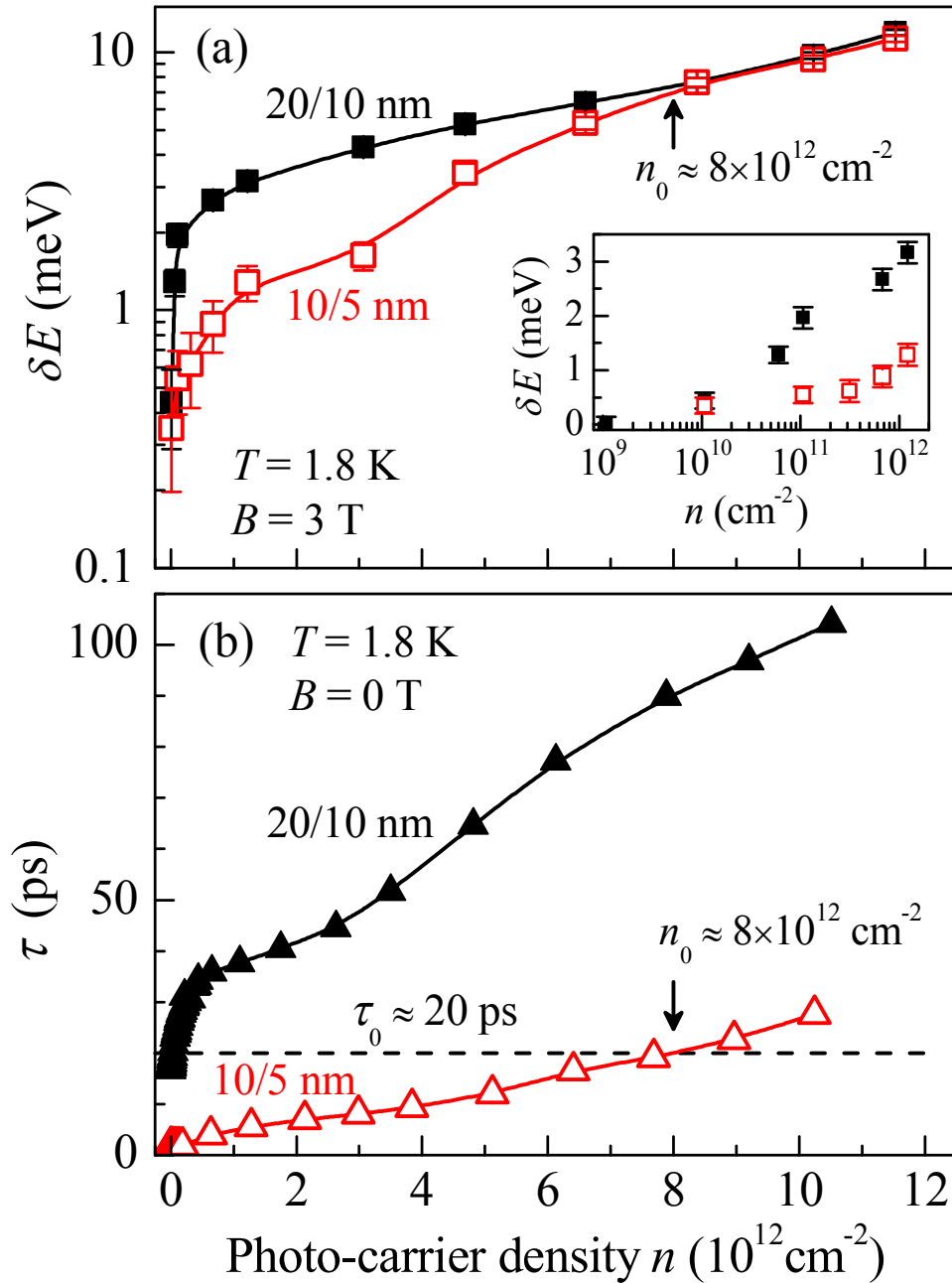


Рисунок 35. (а) Зависимость величины уменьшения гигантского зеемановского сдвига δE от плотности фотовозбужденных носителей, усредненная по временному интервалу $t_d = 40$ — 230 нс. На вставке показана величина δE для низких концентраций фотовозбужденных носителей. Отметим, что логарифмический масштаб выбран различным образом в основной панели и на вставке. (б) Зависимость времени жизни τ фотовозбужденных дырок в слоях $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se$ от концентрации фотовозбужденных носителей для каждого из образцов. Сплошные линии на обеих панелях проведены для удобства восприятия [A4]

При концентрациях фотовозбужденных носителей $n < n_0 \approx 8 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ время жизни дырок τ в слоях $\text{Zn}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}\text{Se}$ толщиной 20 нм намного превосходит время τ в образце со слоями толщиной 10 нм. При этих концентрациях нагрев Mn происходит с большей эффективностью в образце 20/10 нм, что подчеркивает главенствующую роль горячих дырок в процессах обменного взаимодействия с локализованными спинами Mn. При высоких концентрациях, $n \geq n_0$, время жизни дырок τ в слоях $\text{Zn}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}\text{Se}$ с толщиной 20 нм по-прежнему намного превосходит время τ в слоях толщиной 10 нм, однако эффективность нагрева становится одинаковой для обеих структур, см. рис. 35а. При концентрации носителей n_0 время жизни дырок в образце 10/5 нм достигает значения $\tau_0 \approx 20$ пс, которое отмечено стрелкой и штриховой линией на рис. 35б. Таким образом, можно прийти к выводу, что этого времени достаточно для полной релаксации дырок, охлаждающихся до спиновой температуры, меньшей температуры спинов ионов Mn. Поэтому верхний предел характерного времени переноса спина и энергии фотовозбужденных дырок к системе спинов Mn в полумагнитных полупроводниках $\text{Zn}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}\text{Se}$ можно оценить как $\tau_0 \approx 20$ пс.

Как известно, в полумагнитных полупроводниках A^2B^6 время обменного взаимодействия дырки с локализованным спином Mn составляет менее 1 пс [89]. Следовательно, полученное из измерений характерное время нагрева Mn фотовозбужденными дырками вплоть до 20 пс приводит к заключению, что каждая из дырок успевает провзаимодействовать с множеством ионов Mn. Такое явление было обнаружено экспериментально в квантовых ямах $(\text{Zn},\text{Mn})\text{Se}/(\text{Zn},\text{Be})\text{Se}$ со схемой зон 1-го типа, а также был предложен отвечающий за это явление механизм [88]. Отличительной особенностью данной ситуации является то, что во внешнем магнитном поле гигантское зеемановское расщепление тяжелых дырок значительно превосходит спиновую температуру дырок. Соответственно, начальные и конечные состояния дырок, участвующих в обменном взаимодействии со спинами Mn, принадлежат к одной и той же спиновой подзоне с проекцией полного момента импульса $j_z = +3/2$ на ось роста

квантовой ямы z . В таких условиях процесс единичного переворота спина, в котором участвуют подзоны фотовозбужденной тяжелой дырки и ион Mn, является запрещенным, однако, он будет разрешен, если принять во внимание смешивание состояний легкой и тяжелой дырки.

Мы обсудили зависимость эффективности нагрева системы спинов Mn от времени жизни фотовозбужденных дырок в слоях $Zn_{0.99}Mn_{0.01}Se$ гетероструктур $(Zn,Mn)Se/(Be,Mn)Te$ со схемой зон 2-го типа и различными толщинами слоев. Перенос спина и энергии носителей ионам марганца в основном осуществляется фотовозбужденными дырками, в то время как роль фотовозбужденных электронов невелика. Эффективность нагрева Mn зависит от времени жизни дырки в слое $(Zn,Mn)Se$ и определяется многократными процессами их взаимодействия, при котором происходит переворот их спина, с локализованными спинами ионов Mn. Наблюдаемый нагрев системы спинов Mn фотовозбужденными носителями в течение $\tau_0 \approx 20$ пс позволил определить τ_0 в качестве характерного времени прямого переноса спина и энергии фотовозбужденных дырок системе спинов Mn в полумагнитных полупроводниках с концентрацией Mn 1%.

§ 3.7. Выводы

Основной экспериментальный результат данной главы диссертации заключается в том, что прямыми измерениями было получено время свечения пространственно прямого оптического перехода в гетероструктуре $ZnSe/BeTe$ в широком диапазоне мощностей оптической накачки. При этом было обнаружено существенное, более чем на порядок, замедление кинетики люминесценции прямого перехода при высоких уровнях оптической накачки.

К наблюдаемому увеличению времени τ затухания ФЛ прямого перехода приводят два эффекта, связанные с изгибом зон при высокой плотности мощности

оптической накачки. При низких и средних мощностях накачки, а также в структурах ZnSe/BeTe с тонкими слоями, время τ определяется в основном временем τ_{rel} ухода локализованной в слое ZnSe дырки в основное состояние в слое BeTe. Первый из обсуждаемых эффектов — это резкое замедление процесса ухода локализованной в слое ZnSe дырки в основное состояние в слое BeTe, вызванное превращением надбарьерного уровня для дырки в слое ZnSe в случае плоских зон в ограниченный реальным барьером уровень при большом изгибе зон.

При высоких уровнях оптической накачки в структурах с широкими слоями (S20 и S15) время жизни τ локализованной в слое ZnSe дырки определяется временем τ_{rad} излучательной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe. Поэтому второй эффект, приводящий к увеличению времени τ затухания ФЛ прямого перехода, связан уже с увеличением излучательного времени τ_{rad} , как следствие уменьшения перекрытия волновых функций электронов в основном и дырок в первом надбарьерном состоянии при значительных изгибах зон.

Проведенные численные расчеты показали хорошее согласие с экспериментальными данными. Отметим, что основой теоретического рассмотрения являлось одночастичное приближение. Насколько допустимо такое приближение? Хорошо известно, что при высокой концентрации фотовозбужденных носителей в квантовых ямах многочастичные эффекты приводят к возникновению электронно-дырочной плазмы и к перенормировке ширины запрещенной зоны [90]. Однако, как показано в работе [12], величина гигантского фиолетового сдвига в гетероструктурах ZnSe/BeTe может достигать 0.5 эВ, при этом энергия Ферми не превышает $E_F \approx 0.2$ эВ. В свою очередь, в плотных электронно-дырочных системах величина обменно-корреляционной энергии, характеризующей многочастичные эффекты, значительно ниже энергии Ферми [90, 91]. Таким образом, одночастичное приближение позволяет обсуждать наиболее энергетически значимые эффекты, связанные с изгибом зон [92].

Отметим, что в данной главе не принимались в рассмотрение процессы формирования электрического поля. Мы обсуждали статическую задачу о кинетике локализованных в слое ZnSe дырок, существующих в потенциале определенного вида, который задается концентрацией разделенных носителей n_{BeTe} . В отличие от концентрации фотовозбужденных носителей n_0 , которая определяется энергией импульса лазера, концентрация разделенных электронов и дырок n_{BeTe} обладает более сложной динамикой. Предметом исследований, представленных в следующей главе, как раз и является динамика изгиба зон и времени τ жизни дырки в слое ZnSe как функций от времени t после импульсного оптического возбуждения.

ГЛАВА 4. Процессы формирования изгиба зон при высокой плотности оптического возбуждения

§ 4.1. Введение

В главе 3 эффекты, связанные с изгибом зон, рассматривались в предположении, что концентрация разделенных носителей не меняется во времени. Теоретическое рассмотрение ограничивалось ситуацией, в которой через достаточно короткое время после импульса лазера возникает определенная концентрация разделенных носителей, и дальнейшие процессы релаксации фотовозбужденных носителей не изменяют ее.

В действительности, изгиб зон может изменяться со временем. Это должно приводить к тому, что интенсивность ФЛ в области пространственно прямого перехода не описывается одной экспонентой в силу изменения времени жизни надбарьерных дырок $\tau(t)$ как функции от времени t .

В данной главе мы обсудим немонотонный вид кривых затухания интенсивности ФЛ прямого перехода $I_D(t)$ в ряде случаев и используем развитые в предыдущей главе представления о зависимости времен релаксации надбарьерных дырок τ_{rel} и τ_{rad} от концентрации разделенных носителей n_{BeTe} для изучения механизмов формирования изгиба зон в процессе релаксации фотовозбужденных носителей.

§ 4.2. Быстрая релаксация фотовозбужденных дырок

Каким образом происходит формирование изгиба зон после импульса лазера? Можно было бы предположить, что сразу после импульса лазера реализуется случай плоских зон, и тогда в зависимостях интенсивности прямого

перехода от времени $I_D(t)$ мы должны были бы видеть участок в начале импульса, отвечающий случаю плоских зон. В плоских зонах время жизни надбарьерной дырки минимально и определяется временем ухода дырки в слой BeTe τ_{rel} . Таким образом, для каждого из образцов время жизни надбарьерной дырки в начале импульса равнялось бы фиксированному значению $\tau_{rel}(n_{BeTe}=0)$ вне зависимости от мощности лазерной накачки,.

Однако полученные в эксперименте зависимости $I_D(t)$ противоречат такому предположению, так как при высокой мощности лазерной накачки сразу же после импульса лазера времена жизни надбарьерной дырки τ намного превышают время τ_{rel} в пределе плоских зон (см. рис. 24).

Рассмотрим два фактора, которые могли бы объяснить отсутствие участка кривой $I_D(t)$, отвечающего случаю плоских зон, при высоких плотностях мощности оптической накачки.

Во-первых, некоторая часть фотовозбужденных электронов и дырок, релаксировавших в основное состояние, может не успевать рекомбинировать к моменту прихода очередного импульса лазера. Интервал времени между импульсами фемтосекундного лазера составляет $\tau_{laser} \approx 12.6$ нс. Известно, что время релаксации электронов и дырок в основном состоянии по каналу пространственно непрямого оптического перехода для структуры 10/5 нм составляет от $\tau_{ID} \sim 30$ нс в пределе плоских зон до $\tau_{ID} \leq 1$ нс при высокой плотности оптической накачки [13]. Таким образом, можно предположить, что для структуры 10/5 нм при высокой плотности оптической накачки разделенные носители в основном успевают рекомбинировать между импульсами лазера, поскольку время релаксации непрямого перехода мало по сравнению с интервалом между импульсами лазера: $\tau_{ID} \ll \tau_{laser}$. Однако при низкой плотности оптической накачки, напротив, выполняется условие $\tau_{ID} > \tau_{laser}$, и поэтому должен проявляться эффект накопления концентрации разделенных носителей за несколько импульсов лазерной накачки.

Во-вторых, электроны и дырки в слое ZnSe возбуждаются нерезонансно. Импульсное возбуждение носителей сопровождается их быстрой релаксацией за время, не превышающее временного разрешения системы ≈ 2 пс. В ходе быстрой релаксации дырки могут локализоваться как в слое ZnSe, так и в слое BeTe. Простейшая оценка на основании отношения толщин слоев ZnSe и BeTe 2:1 позволяет предположить, что до $\sim 33\%$ фотовозбужденных дырок могут оказываться в слое BeTe после быстрой релаксации.

Таким образом, в зависимостях интенсивности прямого перехода от времени $I_D(t)$ при высоких плотностях оптического возбуждения отсутствует участок, отвечающий случаю плоских зон. Это заставляет предположить существование быстрого канала релаксации фотовозбужденных дырок, который приводит к релаксации части фотовозбужденных дырок в основное состояние в слое BeTe за время $\lesssim 2$ пс, не превышающее разрешения регистрирующей системы, после импульса лазера.

§ 4.3. Кинетика пространственного разделения дырок

В данном параграфе будет рассмотрена динамика релаксации надбарьерных дырок в зависимости от времени.

На рис. 36 черными линиями в логарифмическом масштабе показаны экспериментальные зависимости $I_D(t)$ для структуры 10/5 нм в диапазоне средних и высоких оптических накачек, отвечающих диапазону плотности фотовозбужденных носителей $n_0 \sim 10^{12} \text{ см}^{-2} \div 10^{13} \text{ см}^{-2}$. На нижней границе этого диапазона мощностей накачки время затухания ФЛ (угол наклона кривой $I_D(t)$) в начале и в конце импульса заметно отличается, тогда как при дальнейшем увеличении мощности накачки кривая $I_D(t)$ становится все более моноэкспоненциальной.

Процесс ухода локализованных в слое ZnSe дырок в основное состояние в BeTe должен приводить к увеличению концентрации разделенных носителей n_{BeTe} со временем после импульса лазера. Как показано на рис. 28, увеличение n_{BeTe} приводит к удлинению времен $\tau_{\text{rel}}(n_{\text{BeTe}})$ и $\tau_{\text{rad}}(n_{\text{BeTe}})$. Таким образом, релаксация надбарьерных дырок в основное состояние в слое BeTe должна приводить к удлинению измеряемого времени $\tau(t)$ затухания ФЛ пространственно прямого перехода в зависимости от времени. Т.е., зависимости интенсивности ФЛ прямого перехода от времени $I_D(t)$ должны быть более резкими непосредственно после импульса лазера, после чего становятся более плавными.

Как обсуждалось в предыдущем параграфе, концентрация разделенных носителей через короткий интервал времени после импульса лазера $n_{\text{BeTe}}(0)$ может обуславливаться как быстрым разделением фотовозбужденных дырок, так и накоплением (при низкой плотности оптической накачки) концентрации разделенных носителей за несколько импульсов лазера.

Рассмотрим модель, которая учитывает только фактор быстрой релаксации фотовозбужденных дырок. Введем параметр δ — доля фотовозбужденных дырок, которые релаксируют в локализованное в слое BeTe состояние за короткое (< 2 пс) время после импульса лазера. Оставшаяся доля $(1-\delta)$ фотовозбужденных дырок за то же время релаксирует в локализованное в слое ZnSe состояние. Дальнейшая релаксация надбарьерных дырок происходит по двум каналам — уход из слоя ZnSe в основное состояние в BeTe и излучательная рекомбинация в пространственно прямом переходе.

В рамках модели, учитывающей лишь рассмотренные каналы релаксации фотовозбужденных дырок, эволюцию системы можно описать системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} n_{\text{ZnSe}} = -\frac{n_{\text{ZnSe}}}{\tau_{\text{rad}}} - \frac{n_{\text{ZnSe}}}{\tau_{\text{rel}}} \\ \frac{d}{dt} n_{\text{BeTe}} = \frac{n_{\text{ZnSe}}}{\tau_{\text{rel}}} \end{cases}, \quad (19)$$

с начальными условиями $n_{ZnSe}(0) = (1 - \delta)n_0$ и $n_{BeTe}(0) = \delta n_0$, где n_{ZnSe} — концентрация дырок в надбарьерном состоянии, а n_{BeTe} — концентрация разделенных носителей.

В случае, когда τ_{rad} и τ_{rel} являются постоянными величинами, система уравнений (19) имеет аналитическое решение:

$$\begin{cases} n_{ZnSe}(t) = (1 - \delta)n_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \\ n_{BeTe}(t) = n_0 \left(\delta - (1 - \delta) \frac{\tau}{\tau_{rel}} \left(e^{-\frac{t}{\tau}} - 1 \right) \right) \end{cases} \quad (20)$$

В пределе $t \rightarrow \infty$,

$$\begin{cases} \lim_{t \rightarrow \infty} n_{ZnSe}(t) = 0 \\ \lim_{t \rightarrow \infty} n_{BeTe}(t) = n_0 \frac{\delta \tau_{rel} + \tau_{rad}}{\tau_{rel} + \tau_{rad}} \end{cases} \quad (21)$$

В случае $\tau_{rel} \ll \tau_{rad}$, характерном для ситуации низких накачек при малой толщине периода структуры ZnSe/BeTe, $n_{BeTe}(t \rightarrow \infty) \approx n_0$. Т.е., почти все фотовозбужденные дырки в конечном итоге релаксируют в основное состояние в слое BeTe.

В случае $\tau_{rel} \gg \tau_{rad}$, характерном для ситуации высоких накачек при больших толщинах периода структуры, $n_{BeTe}(t \rightarrow \infty) \approx \delta n_0$, т.е., после начального периода быстрой релаксации фотовозбужденных дырок в локализованное в BeTe состояние концентрация разделенных носителей остается неизменной.

Таким образом, после быстрого начального разделения фотовозбужденных дырок, дальнейшее изменение концентрации разделенных носителей сильнее всего выражено в случае плоских зон. Однако, в ситуации плоских зон этот эффект никак не проявляется в эксперименте, поскольку зависимости τ_{rel} и τ_{rad} от накачки имеют в области низких концентраций разделенных носителей вид плато. При увеличении мощности оптической накачки, наибольшего отличия наклона

зависимости интенсивности ФЛ прямого перехода от времени в начале и в конце импульса следует ожидать в области средних концентраций разделенных носителей, когда $\tau_{rel}(n_{BeTe})$ уже отличается от $\tau_{rel}(0)$, но еще выполняется условие $\tau_{rel}(n_{BeTe}) < \tau_{rad}(n_{BeTe})$.

Неоднородное поглощение лазерного излучения в различных слоях гетероструктуры также приводит к немонотонности зависимостей $I_D(t)$, поскольку измеряемые зависимости являются суммой интенсивностей прямого перехода $I_D(t)$ в различных слоях ZnSe гетероструктуры.

Для модельных расчетов необходимо оценить значения δ и T , где T — коэффициент пропускания структуры для импульса лазера. Уменьшение как δ , так и T приводит к увеличению степени отличия $I_D(t)$ от монотонной зависимости.

В расчетах δ принималась равной $\delta = 0.33$, что соответствует геометрическому фактору отношения толщины слоя BeTe к толщине одного периода структуры ZnSe/BeTe.

Коэффициент пропускания света с длиной волны $\lambda \approx 420$ нм для структуры S10 оценен по литературным данным как $T \approx 0.69$. Суммарная толщина слоев ZnSe составляет 100 нм, 75 нм и 200 нм для структур S10, S15 и S20, соответственно. Литературные данные, приведенные в работах [93], [94], [95], содержат такие характеристики ZnSe, как экспериментальные значения коэффициента пропускания для тонких пленок, коэффициент экстинкции, а также действительную и мнимую составляющие диэлектрической функции. В работе [93] измерен коэффициент пропускания для пленки ZnSe толщиной 100 нм, составляющий $T \approx 0.7$ для длины волны $\lambda \approx 420$ нм. В обзоре [94] приведено значение коэффициента экстинкции $\kappa \approx 0.19$, что позволяет оценить коэффициент пропускания T для слоя ZnSe толщиной $L = 100$ нм как $T = e^{-2\pi\kappa L/\lambda} \approx 0.75$. В работе [95] приведено значение комплексной диэлектрической функции $d \approx 7.47 + i \times 1.73$, что соответствует значениям $\kappa \approx 0.31$ и $T \approx 0.63$.

§ 4.3.1. Модельный расчет для структуры S10 (10/5 нм)

Система дифференциальных уравнений (19) была решена численно для структуры ZnSe/BeTe с толщинами слоев 10/5 нм при различных значениях концентрации фотовозбужденных носителей n_0 . Расчетные зависимости интенсивности прямого перехода $I_D(t)$ показаны точечными линиями на рис. 36.

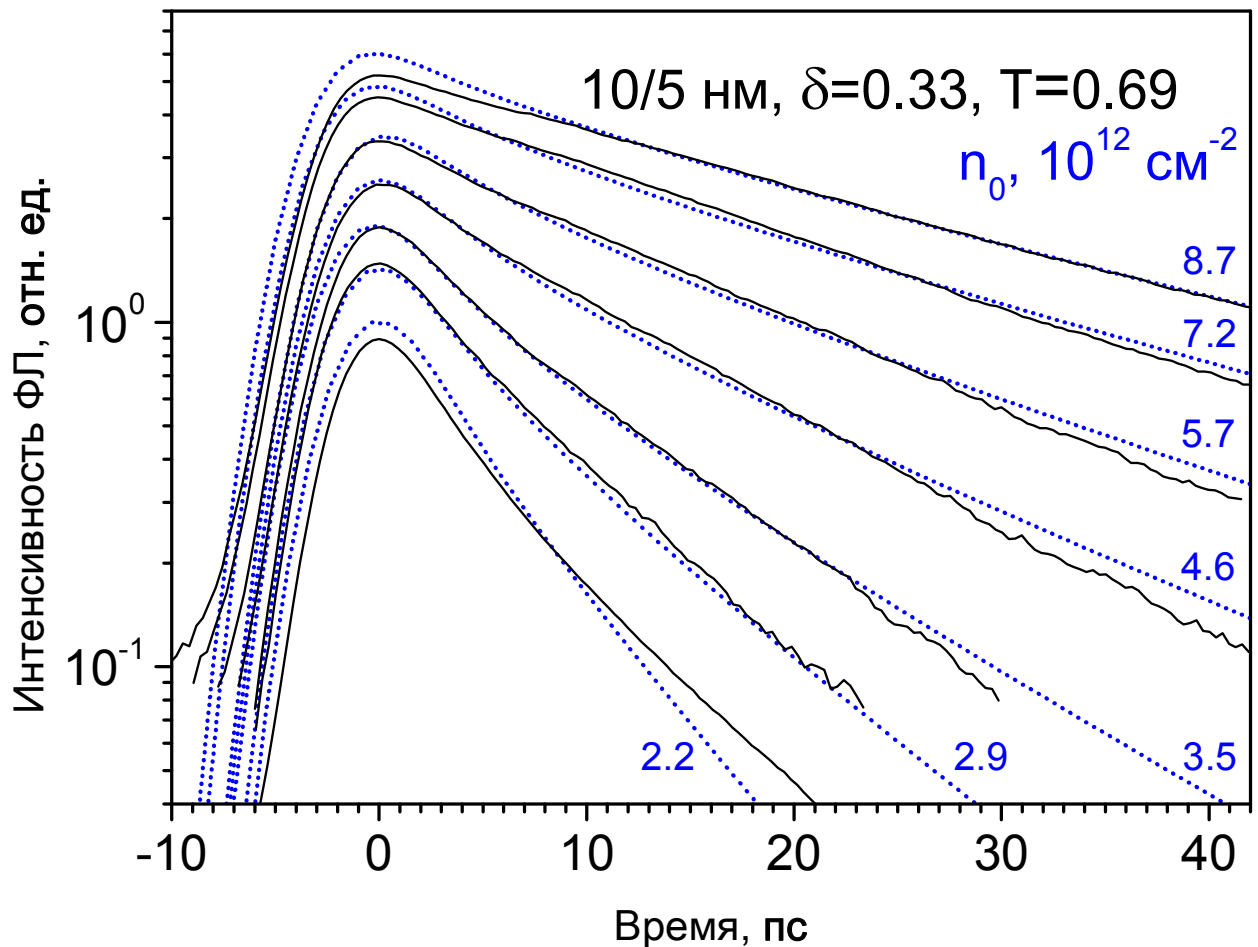


Рисунок 36. Экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (точечные линии) зависимости интенсивности ФЛ прямого перехода $I_D(t)$ от времени для структуры S10 (10/5 нм). Для расчетных кривых приведены начальные значения концентрации носителей n_0 в единицах 10^{12} см^{-2}

В этих расчетах величины τ_{rel} и τ_{rad} рассматривались как функции концентрации разделенных носителей n_{BeTe} , в свою очередь, зависящей от t . Расчетные значения $n_{ZnSe}(t)$ и $n_{BeTe}(t)$ использовались для того, чтобы вычислить зависимость интенсивности прямого перехода от времени $I_D(t) \propto n_{ZnSe}(t)/\tau_{rad}(t)$. Затем расчетная зависимость $I_D(t)$ сворачивалась с приборной функцией, т.е. с откликом регистрирующей системы на импульс лазера (см. точечную кривую на рис. 24).

Использувавшиеся в расчете зависимости $\tau_{rad}(n_{BeTe})$ и $\tau_{rel}(n_{BeTe})$ приведены на рис. 28 и рис. 29, соответственно. Поскольку для структуры S10 в широком диапазоне оптических накачек выполняется соотношение $\tau_{rel} \leq \tau_{rad}$, результаты расчета слабо зависят от значений τ_{rad} . Расчетные зависимости $I_D(t)$, обозначенные точечными линиями, хорошо согласуются с экспериментальными зависимостями $I_D(t)$, обозначенными черными линиями на рис. 36.

Следует обратить внимание, что хотя кривые интенсивности прямого перехода $I_D(t)$ на рис. 36 приведены в относительных единицах, экспериментальные и расчетные величины $I_D(t)$ никак дополнительно не нормировались.

Поскольку время излучательной рекомбинации в прямом переходе τ_{rad} слабо меняется в рассматриваемом диапазоне концентраций носителей, в первом приближении расчетные значения $I_D(t)$ отображают (в некотором масштабе) концентрацию дырок в слое ZnSe $n_{ZnSe}(t)$ при определенном выборе начальных условий, т.е. концентрации n_0 фотовозбужденных носителей! Это позволяет интерпретировать приведенные на рис. 36 временные зависимости интенсивности прямого перехода следующим образом: мгновенная интенсивность $I_D(t)$ связана с концентрацией дырок в слое ZnSe, тогда как производная по времени от $I_D(t)$ определяется степенью изгиба зон, т.е. концентрацией дырок в слое BeTe.

Для согласования расчетных и экспериментальных кривых $I_D(t)$ была подобрана определенная зависимость использованных в расчетах значений n_0 от измеренных мощностей оптической накачки P , которая в двойном логарифмическом масштабе приведена на рис. 37. Видно, что $n_0(P)$ имеет вид

пропорциональной зависимости (сплошная линия) лишь при высоких значениях оптической накачки. В целом же $n_0(P)$ описывается линейной зависимостью $n_0(P) = \alpha P + \beta$ (штриховая линия).

Отличие $n_0(P)$ от пропорциональной зависимости (наличие «подставки») можно объяснить тем, что при сравнительно низкой плотности оптической накачки концентрация разделенных носителей $n_{\text{BeTe}}(t)$ не уменьшается до нуля за период между импульсами лазера.

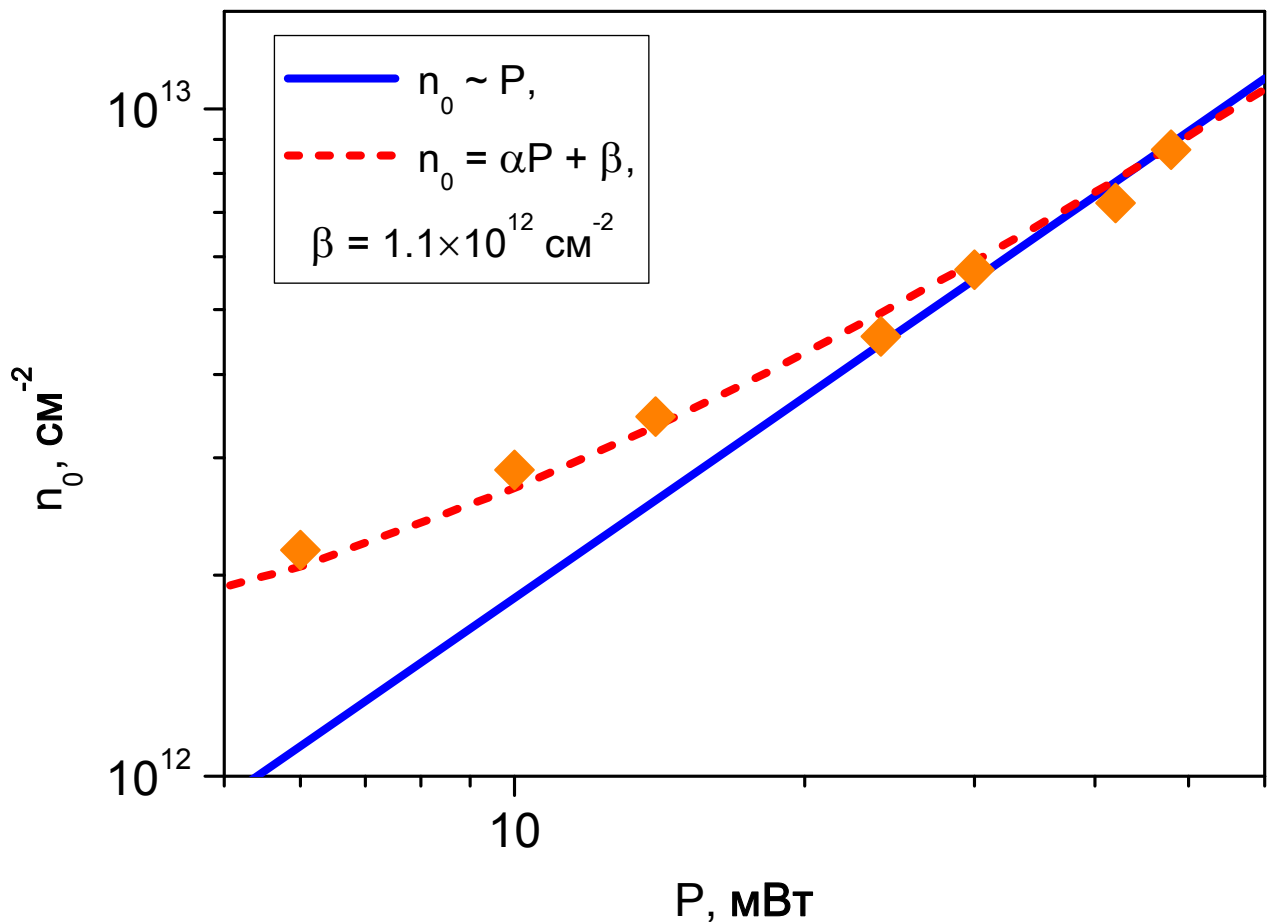


Рисунок 37. Символами обозначена зависимость расчетных значений n_0 для расчетных кривых от мощности оптической накачки P для экспериментальных кривых на рис. 36. Сплошная линия — подгонка этих данных пропорциональной зависимостью $n_0 \sim P$, штриховая линия — подгонка линейной зависимостью $n_0 = \alpha P + \beta$, где $\beta = 1.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

Действительно, в случае, когда время жизни пространственно разделенных носителей τ_{ID} превышает интервал τ_{laser} между импульсами лазера ($\tau_{ID} \gtrsim \tau_{laser}$), концентрация разделенных носителей n_{BeTe} будет накапливаться за несколько импульсов лазера. Это обстоятельство не учитывалось в модели, описываемой системой уравнений (19), и могло привести к завышенным значениям n_0 при сопоставлении расчетов с экспериментальными данными в области более низких плотностей оптической накачки.

§ 4.4. Особенности кинетики ФЛ при высокой плотности разделенных носителей

При высокой концентрации разделенных носителей для дырок в слое ZnSe формируется реальный барьер. При этом процесс ухода локализованных в слое ZnSe дырок в основное состояние в слое BeTe сильно замедлен, т.е. выполняется условие $\tau_{rel} \gg \tau_{rad}$ (см. рис. 28). Поэтому при высокой плотности оптической накачки концентрация разделенных носителей n_{BeTe} не может увеличиваться со временем, и зависимость интенсивности ФЛ прямого перехода $I_D(t)$ от времени должна быть моноэкспоненциальной.

Для структуры S20 соотношение $\tau_{rel} \gg \tau_{rad}$ реализуется в области максимальных плотностей оптической накачки $0.1 G_0 \div G_0$, где $G_0 = 200$ мкДж/см² в импульсе. При этом время жизни локализованной в слое ZnSe дырки превышает $\tau \sim 60$ пс (см. рис. 27) и определяется процессом излучательной рекомбинации электронов и дырок (см рис. 28): $\tau \approx \tau_{rad}$.

На рис. 38 показаны зависимости интенсивности ФЛ прямого перехода $I_D(t)$ для структуры S20 при накачках G_0 , $0.5G_0$ и $0.3G_0$. Приведенные кривые отличаются от моноэкспоненциальных зависимостей, что можно

интерпретировать как изменение времени τ жизни дырки в слое ZnSe со временем t . Форма кривой затухания интенсивности ФЛ $I_D(t)$ позволяет определить время жизни дырки в слое ZnSe $\tau(t)$ в различные моменты времени в соответствии с соотношением $I_D(t) \sim \exp(-t/\tau(t))$. Зависимость $\tau(t)$ можно получить, определяя угол наклона кривой $\ln(I_D(t))$ при различных значениях t [96].

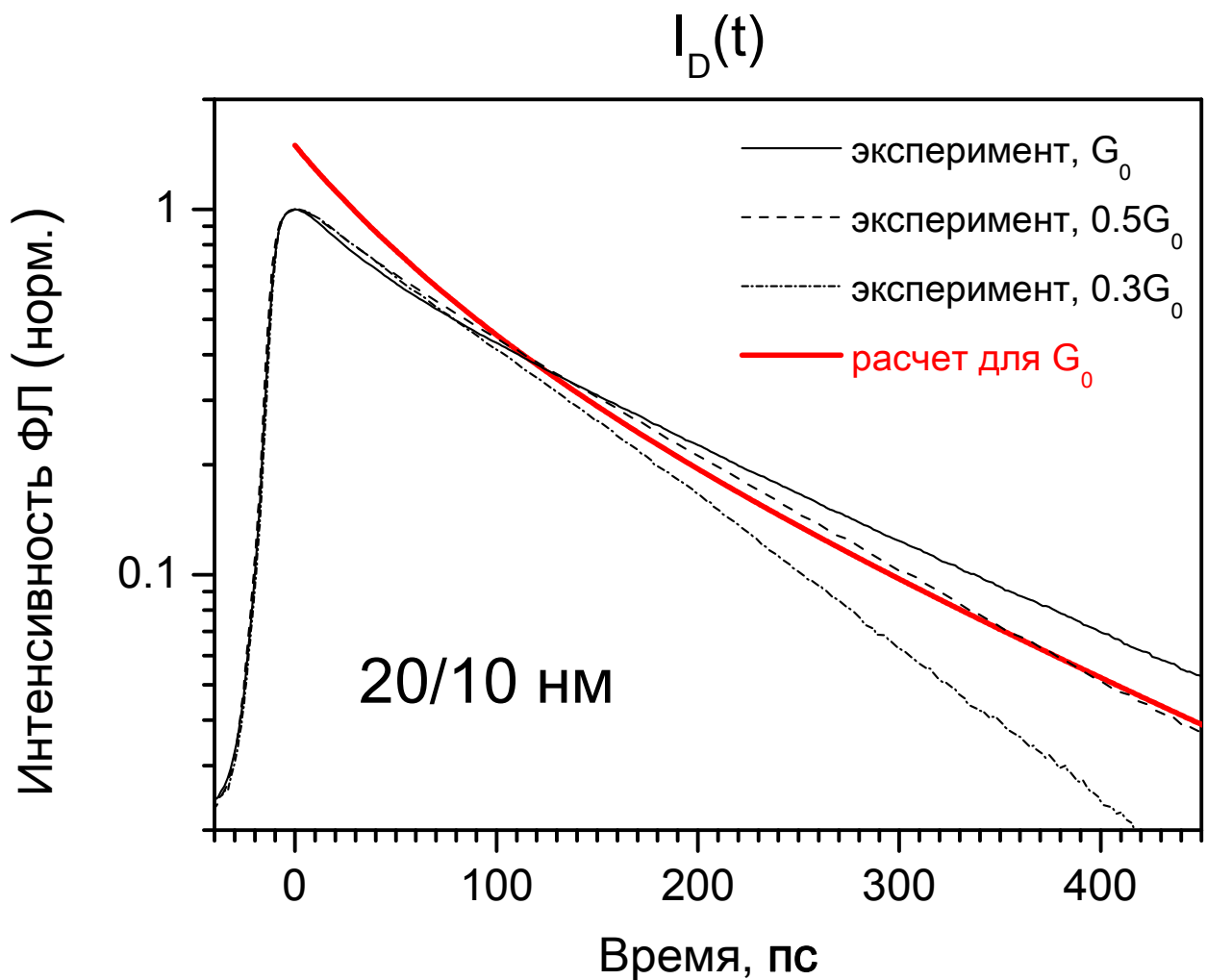


Рисунок 38. Интенсивность ФЛ $I_D(t)$ для структуры S20 (20/10 нм) при энергии в импульсе лазера $G_0 = 200$ мкДж/см² (тонкая линия), $0.5G_0$ (штриховая линия), $0.3G_0$ (штрихпунктирная линия). Расчет $I_D(t)$ для накачки G_0 (жирная линия)

При максимальной накачке G_0 время жизни локализованной в слое ZnSe дырки изменяется в два раза, от $\tau \approx 90$ пс в начале импульса до $\tau \approx 180$ пс через 400 пс после импульса лазера (см. рис. 39). При накачке $0.5G_0$ время жизни дырки в слое ZnSe τ увеличивается от 104 пс до 148 пс, а при накачке $0.3G_0$ ограничено диапазоном $\tau = 106 \pm 8$ пс.

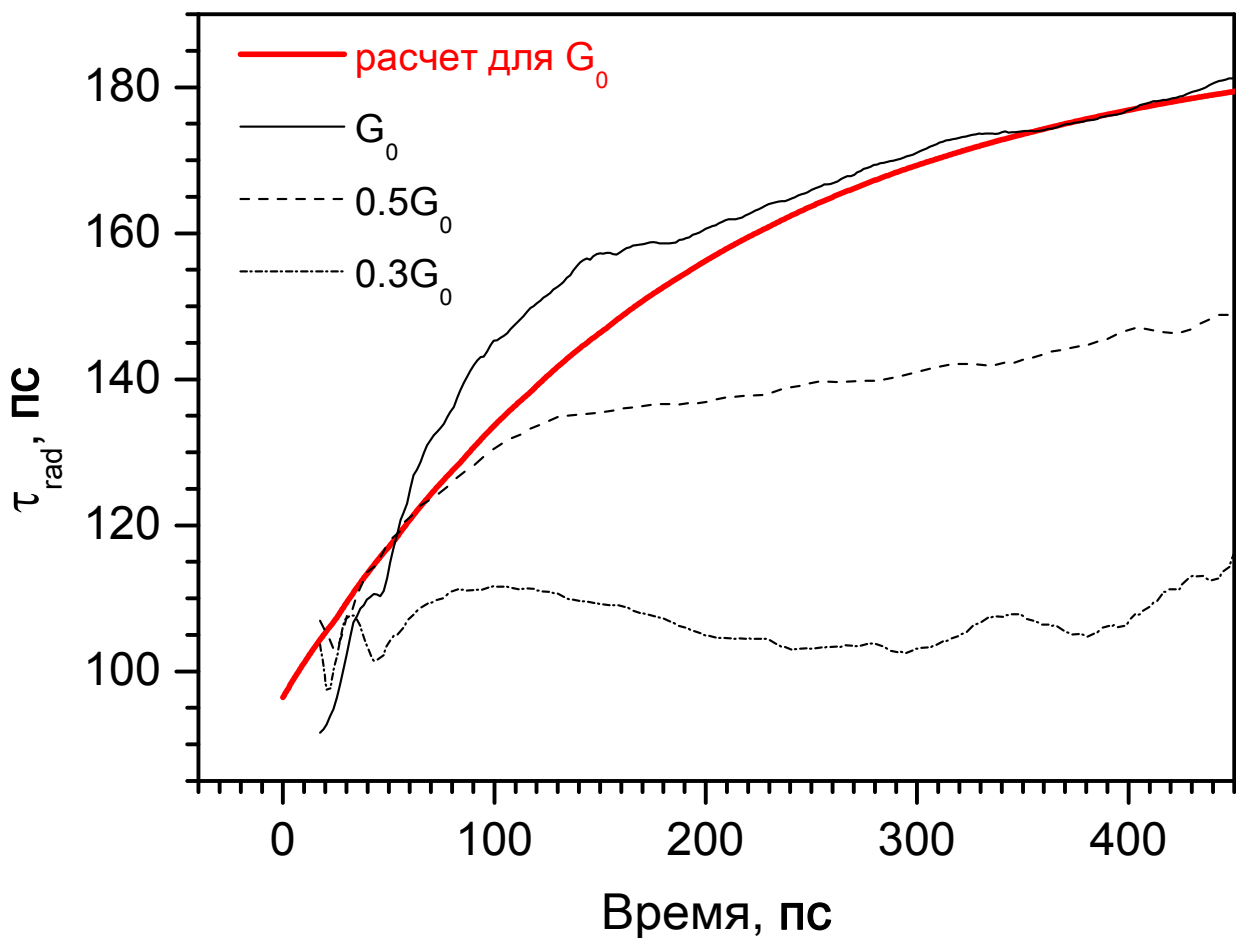


Рисунок 39. Зависимость времени $\tau_{rad}(t)$ излучательной рекомбинации дырки в слое ZnSe от времени для кривых на рис. 38. Экспериментальные значения для накачек G_0 (тонкая линия), $0.5G_0$ (штриховая линия), $0.3G_0$ (штрихпунктирная линия). Расчет обозначен жирной линией

Таким образом, время жизни дырки в слое ZnSe τ слабо меняется при накачке $0.3G_0$ (эффект не превышает погрешность измерения $\sim 5\div 10\%$), и существенно, в два раза, изменяется при накачке G_0 (см. рис. 39). Этот результат прямо противоречит рассмотренной в предыдущем параграфе модели, поскольку в режиме $\tau_{rel} \gg \tau_{rad}$, который реализуется при больших накачках, концентрация разделенных носителей n_{BeTe} не может сколь-нибудь существенно измениться после импульса лазера. Следовательно, время жизни дырки в слое ZnSe $\tau(t) \approx \tau_{rad}(n_{BeTe}(t))$ должно оставаться постоянным.

Противоречие можно разрешить, если принять во внимание ограничения рассмотренной физической модели. До сих пор мы считали, что изгиб зон определяется электрическим полем, создаваемым пространственно разделенными носителями заряда разных знаков: электронами в слое ZnSe и дырками в слое BeTe. Обратим внимание на то, что при высокой плотности оптического возбуждения изгиб зон приводит к модификации волновых функций электронов и дырок в нижайшем локализованном в слое ZnSe состоянии (см. рис. 32): электроны локализуются у краев слоя ZnSe, а дырки — в центре слоя ZnSe. Уменьшение перекрытия волновых функций электрона и дырки в слое ZnSe тождественно их пространственному разделению, и, следовательно, локализованные в слое ZnSe дырки также могут вносить свой вклад в изгиб зон.

Поскольку при высокой плотности оптической накачки в слое ZnSe создаются значительные концентрации дырок, мы должны учитывать электрическое поле, создаваемое как дырками в основном состоянии, так и дырками, локализованными в слое ZnSe. Напомним, что в системе уравнений (16) при расчете плотности электрического заряда $\rho(z)$ использованы величины заполнения электронных и дырочных уровней энергии n_{ei} и n_{hi} . Таким образом, необходимо модифицировать расчет заселенностей уровней n_{ei} и n_{hi} так, чтобы учитывать заполнение надбарьерных дырочных состояний.

В дальнейшем будем считать, что сумма заселенностей дырочных уровней с энергией ниже энергии первого надбарьерного состояния равна n_{BeTe} , а сумма заселенностей дырочных уровней энергии с энергией равной или выше энергии

первого надбарьерного уровня равна n_{ZnSe} . Соответственно, сумма заселенностей электронных уровней энергии составляет $(n_{\text{ZnSe}} + n_{\text{BeTe}})$.

Как и прежде, в нашем анализе мы ограничимся уровнями энергии e_1 , h_1 и d_1 электрона в основном состоянии, дырки в основном и дырки в первом надбарьерном состоянии, соответственно, поскольку они оказывают основное влияние на кинетику релаксации фотовозбужденных носителей.

В системе разделенных электронов и дырок с высокой концентрацией n_{BeTe} и пренебрежимо малой концентрацией n_{ZnSe} дырок в слое ZnSe, изгиб зон приводит к локализации электронов в основном состоянии у краев слоя ZnSe и к локализации дырок в нижайшем надбарьерном состоянии в центре слоя ZnSe, и следовательно — к длинному времени τ_{rad} излучательной рекомбинации электронов и дырок в слое ZnSe. Если в этой системе увеличить концентрацию n_{ZnSe} дырок в нижайшем локализованном в слое ZnSe состоянии, то кулоновское взаимодействие между дырками в слое ZnSe и электронами в слое ZnSe приведет к увеличению степени локализации электронов в центре слоя ZnSe. А взаимодействие между локализованными в слое ZnSe дырками приведет к их более предпочтительной локализации у краев слоя ZnSe (см. рис. 40). Следовательно, перекрытие волновых функций электрона в слое ZnSe и локализованной в слое ZnSe дырки увеличится. А значит, уменьшится время излучательной рекомбинации τ_{rad} , которое определяет кинетику релаксации надбарьерных дырок в условиях значительного изгиба зон.

При концентрации дырок в слое BeTe на уровне $n_{\text{BeTe}} = 6 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, добавление концентрации дырок в слое ZnSe $n_{\text{ZnSe}} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ приводит к появлению локального минимума потенциальной энергии электронов и локального максимума потенциальной энергии дырок в центре слоя ZnSe (см. рис. 40). Из-за модификации волновых функций электрона и дырки в слое ZnSe квадрат интеграла их перекрытия, определяющий вероятность излучательной рекомбинации в прямом переходе τ_{rad}^{-1} , увеличивается примерно в 2 раза (см. рис. 40).

При фиксированной концентрации дырок в слое BeTe n_{BeTe} эффект от увеличения концентрации дырок в слое ZnSe n_{ZnSe} заключается в уменьшении времени излучательной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe τ_{rad} и времени ухода локализованной в слое ZnSe дырки в основное состояние в слое BeTe τ_{rel} (см. рис. 41). В то же время, при рассмотренных значениях n_{BeTe} и n_{ZnSe} , условие $\tau_{\text{rel}} \gg \tau_{\text{rad}}$ не нарушается.

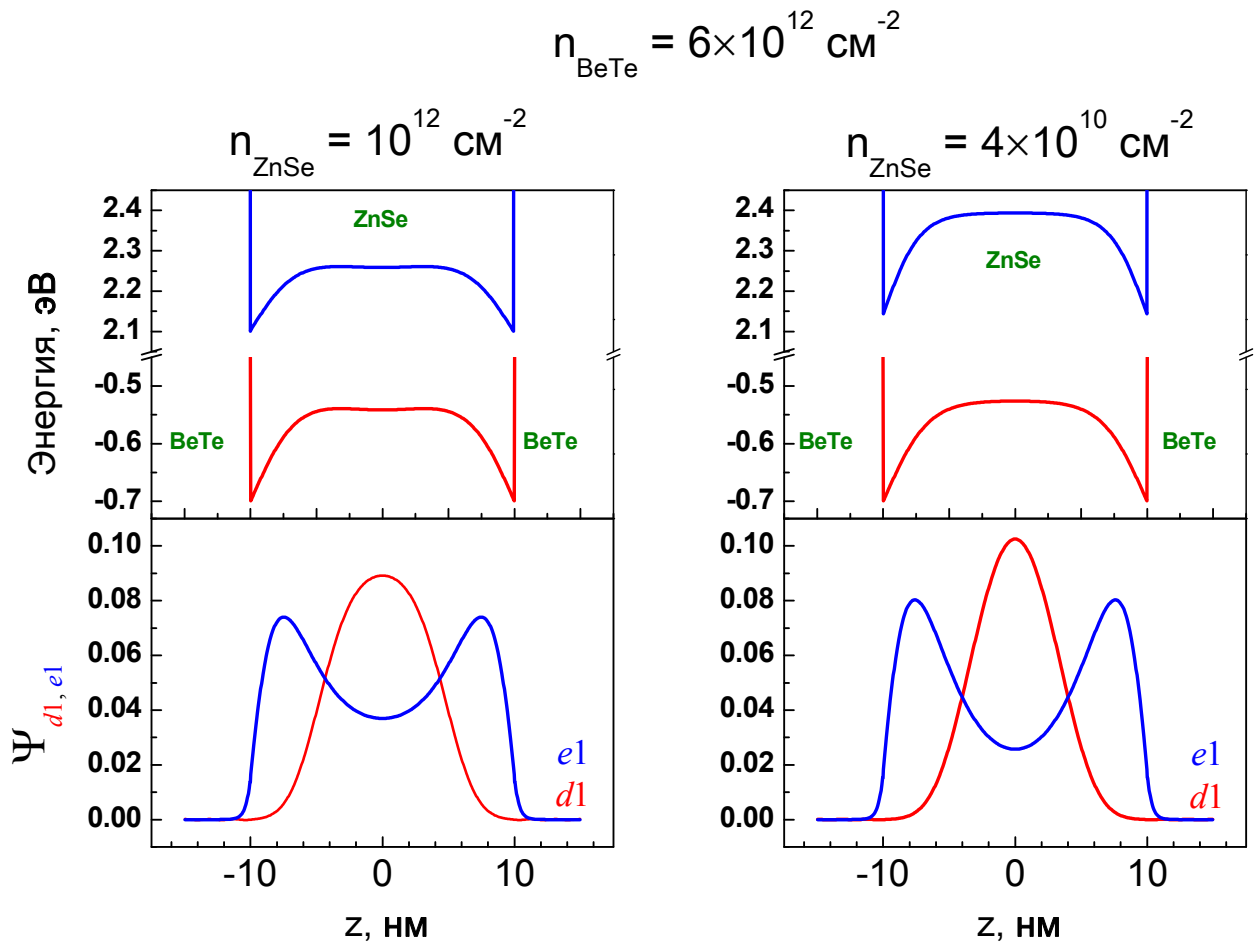


Рисунок 40. Расчеты зонной структуры и волновых функций электрона в основном состоянии и дырки в нижайшем локализованном в слое ZnSe состоянии для структуры S20, при фиксированной концентрации дырок в слое BeTe $n_{\text{BeTe}} = 6 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, но различных концентрациях дырок в слое ZnSe: $n_{\text{ZnSe}} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $n_{\text{ZnSe}} = 4 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$

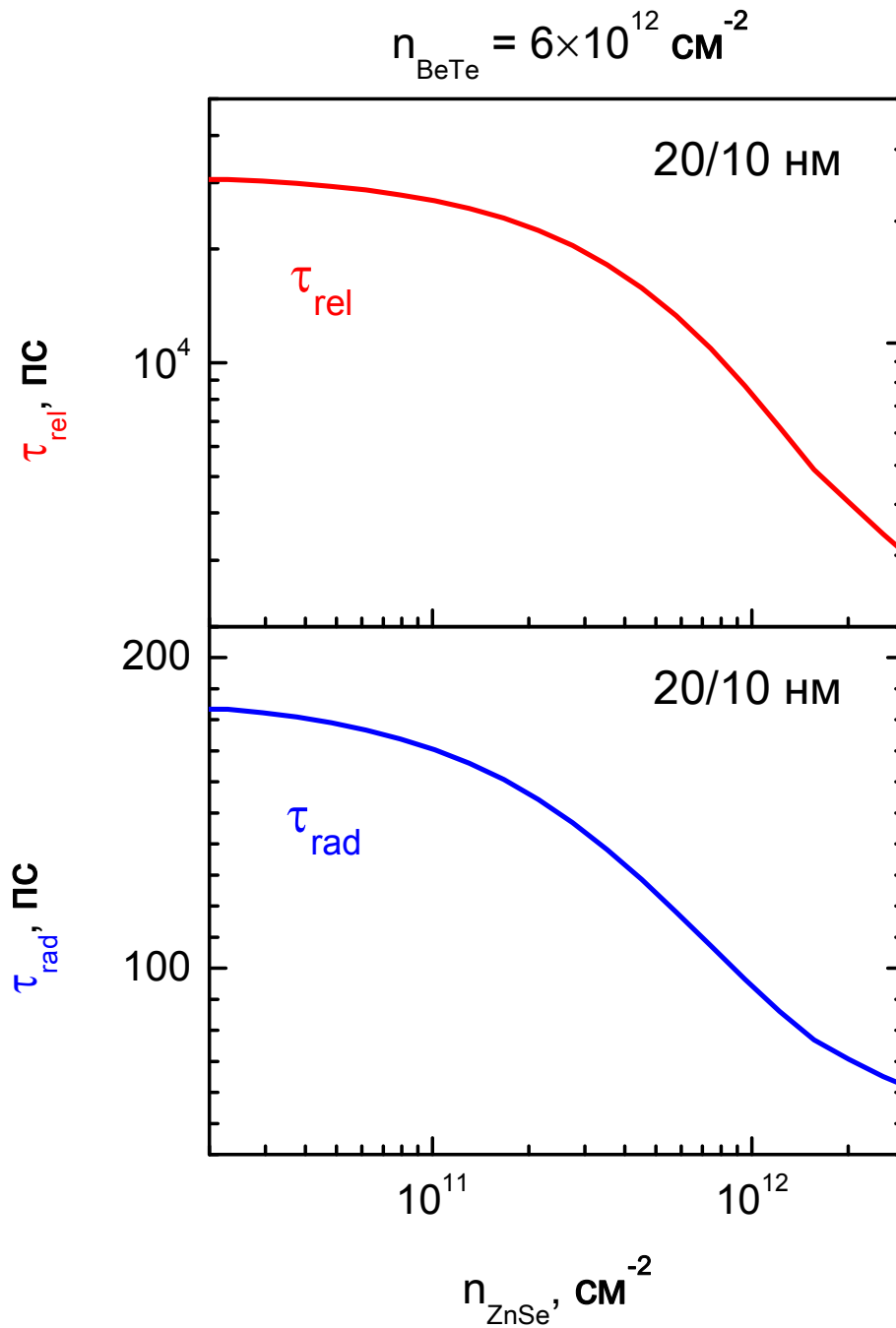


Рисунок 41. Расчетные значения τ_{rad} (синяя линия) и τ_{rel} (красная линия) для структуры S20 при фиксированной концентрации дырок в основном состоянии в слое BeTe n_{BeTe} и различных концентрациях дырок в нижайшем локализованном в слое ZnSe состоянии n_{ZnSe}

Условие $\tau_{rel} \gg \tau_{rad}$ позволяет упростить кинетическую модель (19), исключив из нее члены, описывающие процесс ухода дырок из локализованного в слое ZnSe состояние в основное состояние в слое BeTe:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} n_{ZnSe} = -\frac{n_{ZnSe}}{\tau_{rad}(n_{ZnSe})} \\ \frac{d}{dt} n_{BeTe} = 0 \end{cases} \quad (22)$$

Такая модель использует лишь одну переменную величину для описания состояния системы: концентрацию n_{ZnSe} дырок в слое ZnSe. Релаксация локализованных в слое ZnSe дырок по каналу излучательной рекомбинации сопровождается увеличением времени излучательной рекомбинации $\tau_{rad}(n_{ZnSe})$, и, следовательно, кривая затухания интенсивности ФЛ прямого перехода $I_D(t)$ становится более полой со временем.

Численное решение системы (22) позволяет качественно описать экспериментальные зависимости $I_D(t)$ (см. рис. 38) и $\tau_{rad}(t)$ (см. рис. 39) при максимальной плотности мощности накачки P_0 . При этом начальные значения заселенности дырками основного и нижайшего локализованного в слое ZnSe состояния составляют $n_{BeTe}(0) = 5.7 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $n_{ZnSe}(0) = 0.95 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Такое соотношение начальных заселенностей дырками основного и нижайшего локализованного в слое ZnSe состояния $n_{BeTe}(0)$ и $n_{ZnSe}(0)$ соответствует значению ранее определенного параметра $\delta = 0.86$.

Предположим, что доля фотовозбужденных дырок, релаксирующих в основное состояние сразу после импульса лазера, составляет $\delta_0 = 0.33$, а оставшаяся часть дырок в слое BeTe накапливается за несколько импульсов лазера. В таком случае, характерное время релаксации дырок в слое BeTe можно оценить как $\tau_{ID} = -\frac{\tau_{laser}}{\ln(1-\frac{\delta_0}{\delta})} \approx 26 \text{ нс}$, где $\tau_{laser} \approx 12.6 \text{ нс}$ — интервал времени между импульсами лазера.

§ 4.5. Выводы

Кинетика релаксации фотовозбужденных носителей в ZnSe/BeTe определяется изгибом зон, который задает величины τ_{rel} , τ_{rad} и может меняться со временем.

При импульсном возбуждении возможны различные сценарии кинетики релаксации носителей в зависимости от начальной концентрации разделенных носителей $n_{BeTe}(0)$, формирующейся за времена меньше времени разрешения регистрирующей системы ~ 2 пс.

При $\tau_{rel} < \tau_{rad}$ уход дырок с локализованного в слое ZnSe состояния приводит к увеличению концентрации разделенных носителей n_{BeTe} как функции от времени t . Это приводит к немонотонным зависимостям интенсивности прямого перехода $I_D(t)$ от времени в ситуации, когда время жизни надбарьерной дырки определяется процессом ухода в слой BeTe: $\tau \approx \tau_{rel}$. Такие немонотонные зависимости $I_D(t)$ наблюдаются для всех трех исследуемых образцов S10, S15 и S20 в области средних плотностей мощности лазерной накачки, но наиболее ярко этот эффект проявляется в образце с тонкими слоями S10.

При $\tau_{rel} \gg \tau_{rad}$ процесс ухода дырок с локализованного в слое ZnSe состояния в соседний слой BeTe сильно замедлен. Фактически, надбарьерные дырки «заперты» в слое ZnSe. При этом при высокой плотности мощности накачки в образцах S15 и S20 наблюдается увеличение времени затухания τ интенсивности ФЛ прямого перехода $I_D(t)$ при возрастании t , причем наиболее ярко этот эффект выражен в образце с широкими слоями S20. Данный эффект отражает увеличение времени излучательной рекомбинации электрона и дырки в прямом переходе τ_{rad} , поскольку при высокой мощности накачки $\tau \approx \tau_{rad}$. Эффект увеличения $\tau_{rad}(t)$ связан с уменьшением перекрытия волновых функций электрона и дырки, локализованных в слое ZnSe, при уменьшении концентрации

n_{ZnSe} локализованных в слое ZnSe дырок за счет процесса излучательной рекомбинации электронов и дырок в слое ZnSe.

Отметим, что при количественной оценке начальных концентраций дырок в слоях ZnSe и BeTe при максимальной оптической накачке G_0 для структуры S20 мы пришли к необходимости существенно увеличить параметр δ — долю фотовозбужденных дырок, релаксирующих в основное состояние в слое BeTe по каналу быстрой релаксации. Либо должны были предположить, что часть разделенных электронов и дырок не успевает релаксировать за интервал времени между импульсами лазера. Вероятно, эти предположения были бы излишни при возможности учета многочастичных процессов. Экранирование кулоновского взаимодействия электронов и дырок в слое ZnSe при высокой концентрации фотовозбужденных носителей в слое ZnSe может привести к тому, что рассмотренный нами сценарий будет реализовываться при более высокой, чем в наших расчетах, начальной концентрации $n_{\text{ZnSe}}(0)$ дырок в слое ZnSe.

ГЛАВА 5. Особенности спектров фотолюминесценции при приложении внешнего электрического поля

§ 5.1. Введение

В предыдущих главах диссертации была рассмотрена задача о кинетике релаксации фотовозбужденных дырок при модификациях зонной структуры, вызванных изгибом зон при высокой концентрации разделенных электронов и дырок. Мы полагали, что обратное время жизни дырки в надбарьерном состоянии τ^{-1} определяется суммой обратных времен τ_{rel}^{-1} ухода надбарьерной дырки в основное состояние в слое BeTe и τ_{rad}^{-1} излучательной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe. Было показано, что изгиб зон приводит к увеличению времен τ_{rel} и τ_{rad} и, следовательно, к увеличению времени τ . Это согласуется с данными эксперимента, свидетельствующими об увеличении длительности свечения пространственно прямого перехода при повышении мощности оптической накачки.

Модификацию зонной структуры можно вызвать и другим способом — прикладывая поперечное электрическое поле к исследуемому образцу. В первой части данной главы мы обсудим данные эксперимента, позволяющие получить информацию о кинетике релаксации фотовозбужденных дырок в гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe при различных напряженностях приложенного электрического поля. Затем мы проанализируем данные эксперимента в терминах изменения времени τ_{rel} ухода надбарьерной дырки в основное состояние в слое BeTe и времени τ_{rad} излучательной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe.

Эффект фиолетового сдвига полосы ФЛ непрямого перехода в гетероструктурах 2-го типа позволяет с высокой точностью определять значение разрыва зон, которое важно для разработки эффективных полупроводниковых

устройств [38]. Определению величины разрыва валентной зоны в образцах ZnSe/BeTe при гелиевых температурах посвящена вторая часть настоящей главы.

Отметим, что в отличие от предыдущих глав мы будем в значительной степени опираться на измерения спектров ФЛ без временного разрешения.

§ 5.2. Кинетика релаксации фотовозбужденных носителей при приложении внешнего электрического поля

§ 5.2.1. Постановка задачи

Известно, что при приложении поперечного электрического поля к одиночной квантовой яме наклон зон приводит к локализации волновых функций электрона и дырки в основном состоянии у различных интерфейсов КЯ [62]. Вследствие уменьшения перекрытия волновых функций электрона и дырки увеличивается время жизни носителей в яме [63].

В гетероструктуре 2-го типа ZnSe/BeTe в случае плоских зон волновая функция надбарьерной дырки практически полностью локализована в слое ZnSe (см. рис. 3). Можно ожидать, что, подобно случаю одиночной КЯ, при приложении поперечного электрического поля будет уменьшаться перекрытие волновых функций электрона в основном состоянии и дырки в первом надбарьерном состоянии. Это, в свою очередь, должно приводить к увеличению времени τ_{rad} излучательной рекомбинации носителей в слое ZnSe.

В то же время естественно ожидать, что наклон зон при приложении электрического поля приведет к увеличению вероятности ухода надбарьерной дырки в слой BeTe за единицу времени, а значит, к более коротким временам τ_{rel} ухода надбарьерной дырки в слой BeTe.

На какие измеряемые в эксперименте величины будут оказывать влияние времена τ_{rel} и τ_{rad} ?

В отличие от одиночной КЯ, в гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe с толщинами слоя ZnSe до 20 нм время τ жизни дырки в слое ZnSe слабо зависит от времени излучательной рекомбинации τ_{rad} , но в основном определяется временем τ_{rel} ухода дырки в слой BeTe [20]:

$$\tau \cong \tau_{rel} \quad . \quad (23)$$

С другой стороны, интенсивность ФЛ прямого перехода при фиксированной мощности оптической накачки пропорциональна отношению времени τ жизни дырки в слое ZnSe к времени τ_{rad} излучательной рекомбинации носителей в ZnSe:

$$I_D \propto \frac{\tau}{\tau_{rad}} \quad . \quad (24)$$

Таким образом, изменения времени τ_{rad} проявляются только в изменении интенсивности ФЛ прямого перехода I_D , тогда как изменения τ_{rel} влияют как на интенсивность I_D , так и на длительность τ свечения прямого перехода. В свою очередь, для получения информации о временах τ_{rel} и τ_{rad} релаксации надбарьерных дырок в ZnSe/BeTe необходимы согласованные измерения как длительности свечения прямого перехода, так и его интенсивности.

Вообще говоря, времена τ_{rel} и τ_{rad} являются функциями от концентрации разделенных носителей n_{BeTe} . Мы будем рассматривать эффекты приложения электрического поля только в случае низких плотностей оптического возбуждения и, соответственно, низких концентраций n_{BeTe} , при которых времена τ_{rel} и τ_{rad} близки к предельным значениям при $n_{BeTe} = 0$.

В эксперименте электрическое поле создавалось между подложкой и слоем золота, напыленном на поверхность образца. Напряжение U прикладывалось к слою золота, а подложка была заземлена.

При нулевом приложенном напряжении ($U = 0$) напряженность электрического поля внутри гетероструктуры ZnSe/BeTe отлична от нуля из-за барьера Шоттки между слоем золота и структурой. На рис. 42 приведена зонная схема образца S15, учитывающая разрыв зон в контакте ZnSe-Au при нулевом внешнем напряжении. Прямая линия E_F показывает положение энергии Ферми, которая в подложке практически совпадает с дном зоны проводимости.

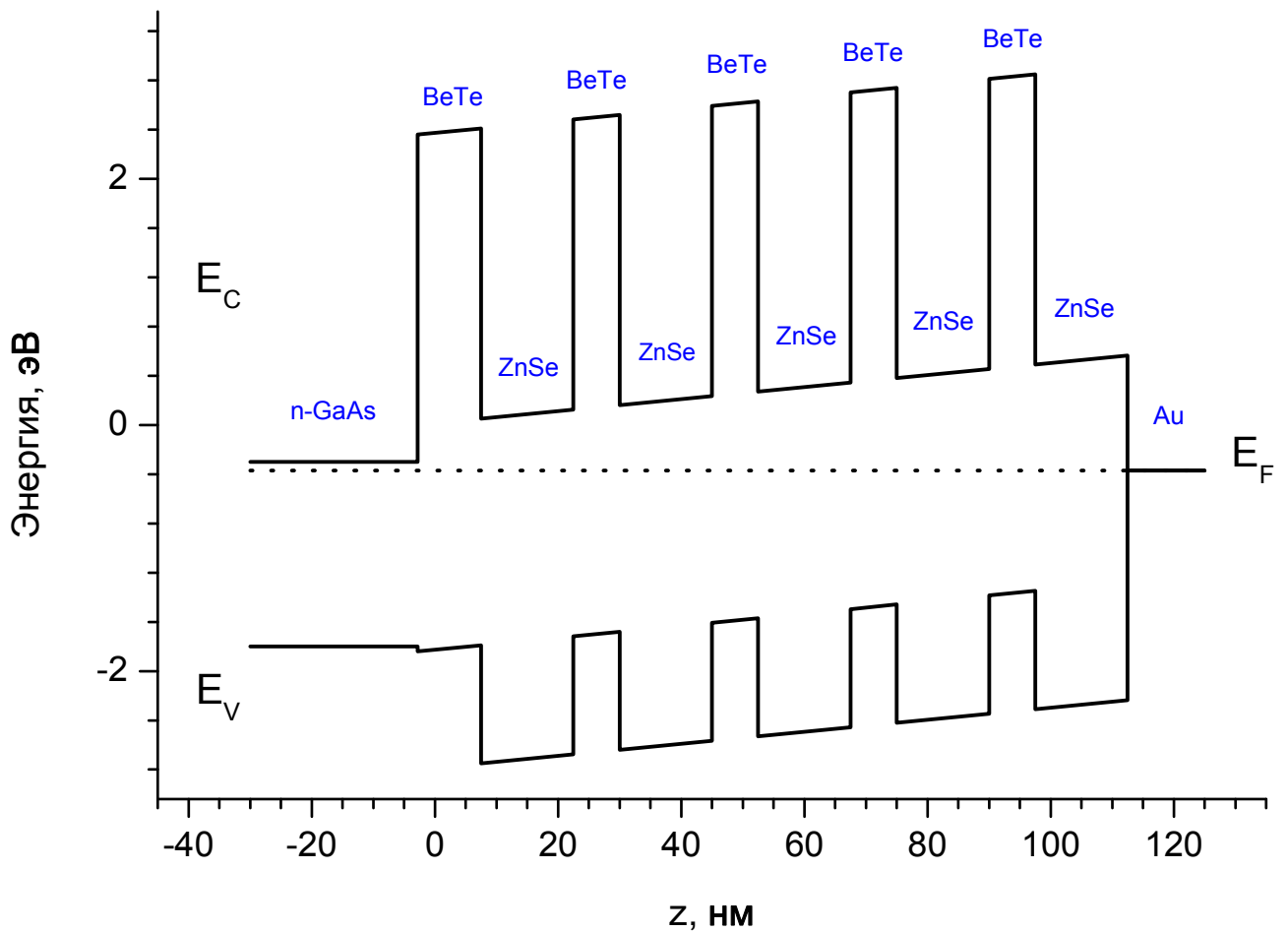


Рисунок 42. Схема зон образца S15 (15/7.5 нм) с напыленным слоем золота. Высота барьера Шоттки для контакта Au-ZnSe принята равной ≈ 0.75 В [97]

При приложении электрического поля к гетероструктуре необходимо независимым образом оценивать напряженность электрического поля непосредственно внутри структуры. Величину электрического поля на поверхности полупроводника в оптических измерениях можно определять по эффекту Франца-Келдыша, который проявляется в спектрах электроотражения. В частности, этот эффект использовался для определения высоты барьера Шоттки, возникающего при контакте ZnSe с золотом [97, 98].

В гетероструктурах 2-го типа альтернативный способ определения напряженности электрического поля внутри структуры связан с эффектом сдвига энергии полосы ФЛ пространственно непрямого перехода. В гетероструктурах ZnSe/BeTe энергия непрямого перехода может увеличиваться на $100 \div 150$ мэВ [65] в сильных электрических полях (см. рис. 15а). Поэтому в настоящей работе зависимость сдвига энергии полосы ФЛ непрямого перехода от приложенного электрического поля использовалась в качестве внутреннего «вольтметра», позволяющего определить напряженность электрического поля внутри структуры при различных значениях прикладываемого к образцу напряжения.

§ 5.2.2. Экспериментальные данные

На рис. 43 показаны спектры ФЛ в области пространственно прямого (D) и непрямого (ID) оптических переходов для структуры S15 (15/7.5 нм) при возбуждении непрерывным He-Cd лазером при двух значениях приложенного к образцу напряжения: $U = 0$ В и $U = -1$ В. В области непрямого перехода наблюдается сильный сдвиг энергии полосы ФЛ, а также изменение интенсивности ФЛ [65]. В то же время, основной эффект в области прямого перехода состоит в изменении интенсивности ФЛ, тогда как сдвиг энергии полосы ФЛ прямого перехода незначителен.

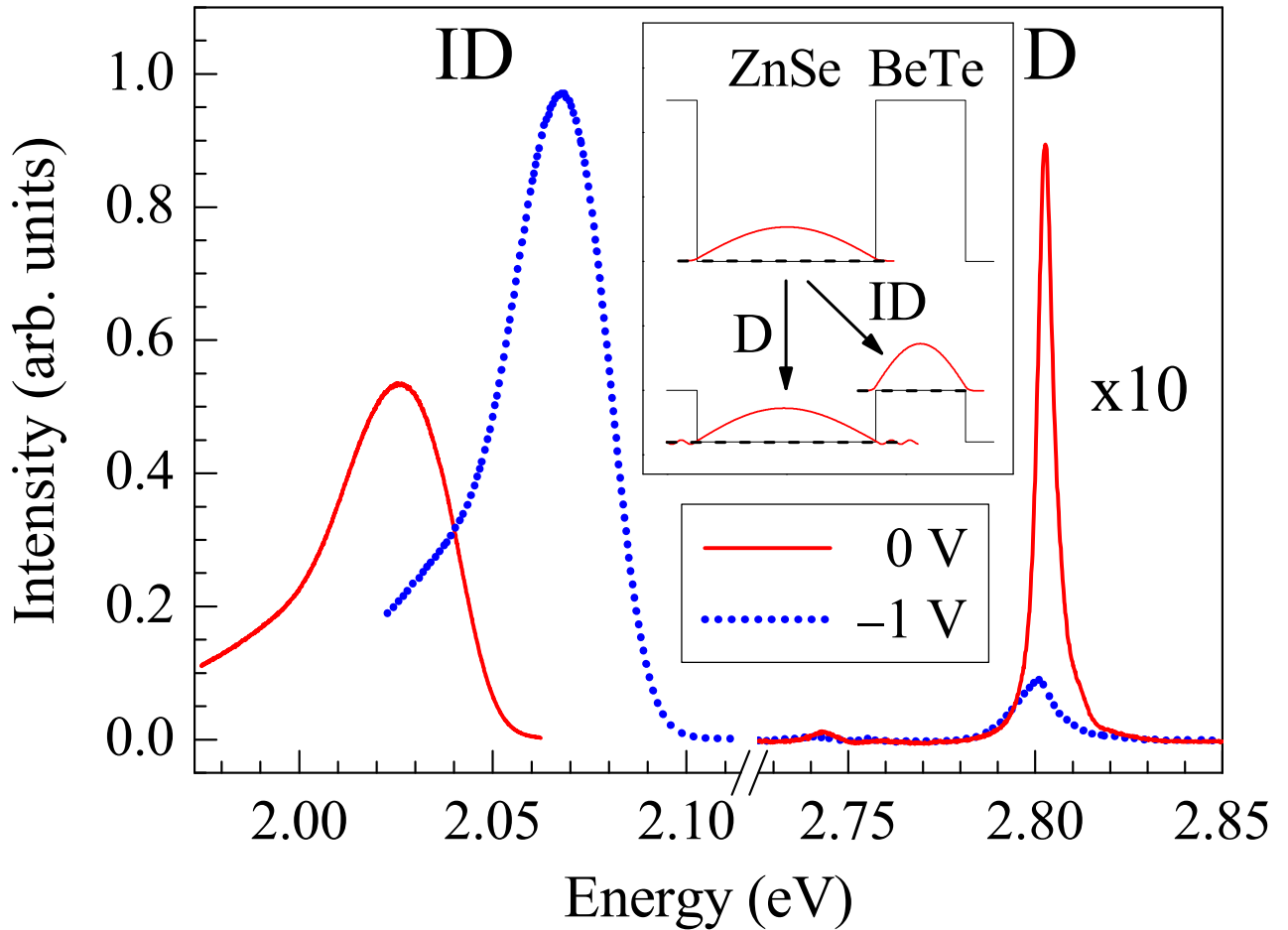


Рисунок 43. Спектры ФЛ структуры ZnSe/BeTe при $T \approx 5$ К и возбуждении непрерывным лазером с длиной волны $\lambda = 325$ нм при слабой оптической накачке, при двух значениях приложенного напряжения U : сплошная кривая — $U = 0$ В, точечная — $U = -1$ В. Спектры в области пространственно прямого оптического перехода для наглядности умножены на 10. На вставке приведена схема зон исследуемой структуры ZnSe/BeTe, волновые функции электрона в основном состоянии, дырки в основном и в надбарьерном состоянии, схема пространственно прямого (D) и непрямого (ID) оптических переходов

На рис. 44 приведена зависимость энергии края полосы ФЛ непрямого перехода от приложенного внешнего напряжения для структуры S15. При приложении внешнего напряжения в диапазоне от -2.0 V до $+0.6$ V сдвиг полосы непрямого перехода составлял 100 мэВ.

В данной работе мы не разделяли вклад в ФЛ непрямого перехода от нормальных и обратных интерфейсов. Поэтому измеряемое положение энергии непрямого перехода минимально при приближении к случаю плоских зон, и возрастает при увеличении наклона зон. При этом в указанном диапазоне напряжений не достигается полной компенсации барьера Шоттки, т.к. напряженность электрического поля внутри структуры знакопостоянна.

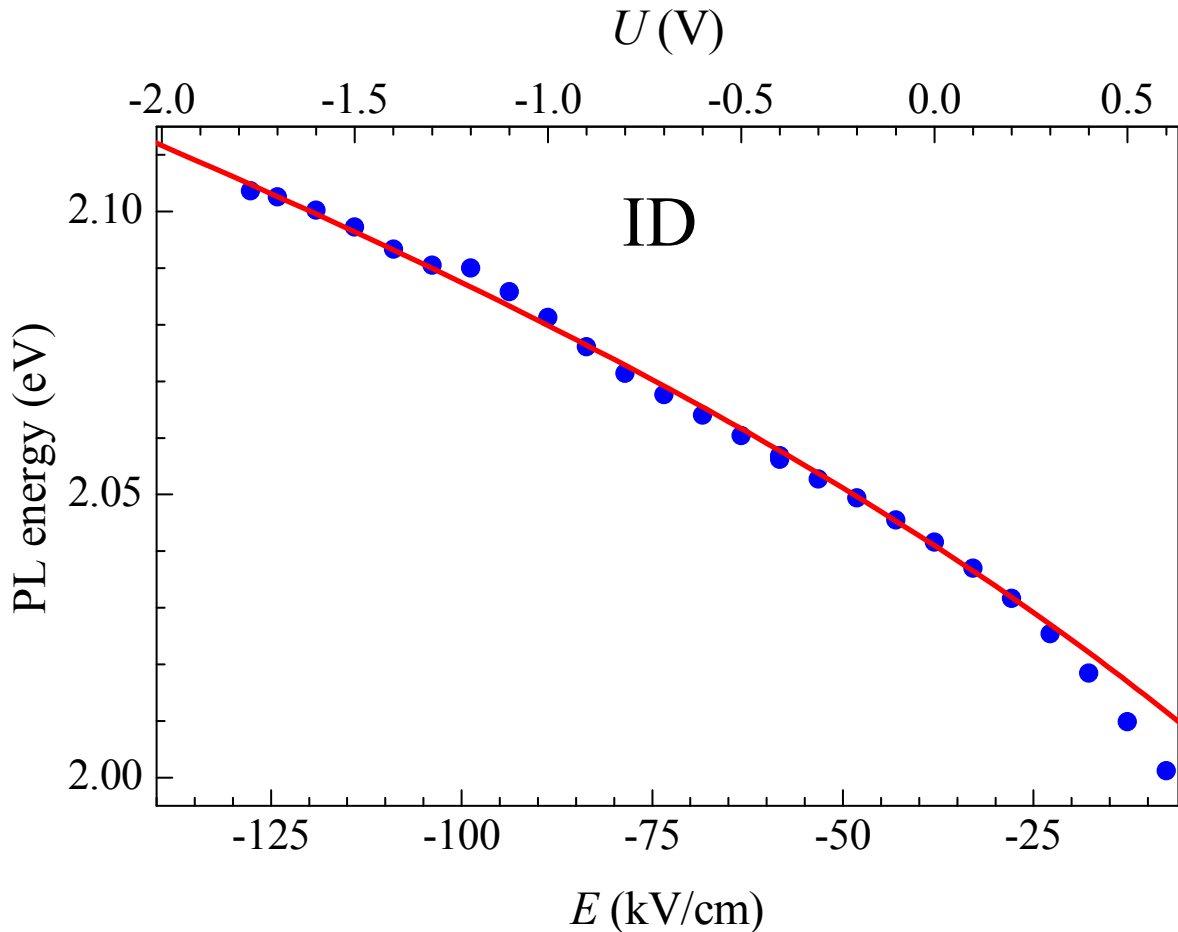


Рисунок 44. Зависимость энергии высокоэнергетического края полосы пространственно непрямого оптического перехода от приложенного внешнего напряжения при низкой мощности оптического возбуждения и $T \approx 5$ K. Символы — результаты эксперимента, сплошная кривая — расчет

На рис. 45 показана зависимость интегральной интенсивности ФЛ прямого перехода (рис. 45) от приложенного внешнего напряжения для исследуемой структуры S15. В экспериментальном диапазоне напряжений интенсивность I_D прямого перехода изменялась в 240 раз при фиксированной плотности мощности оптической накачки. При этом зависимость интенсивности I_D от внешнего поля сохраняла свой вид при увеличении мощности оптической накачки $P_0 = 0.8 \text{ W/cm}^2$ в 3 раза (см. рис. 45).

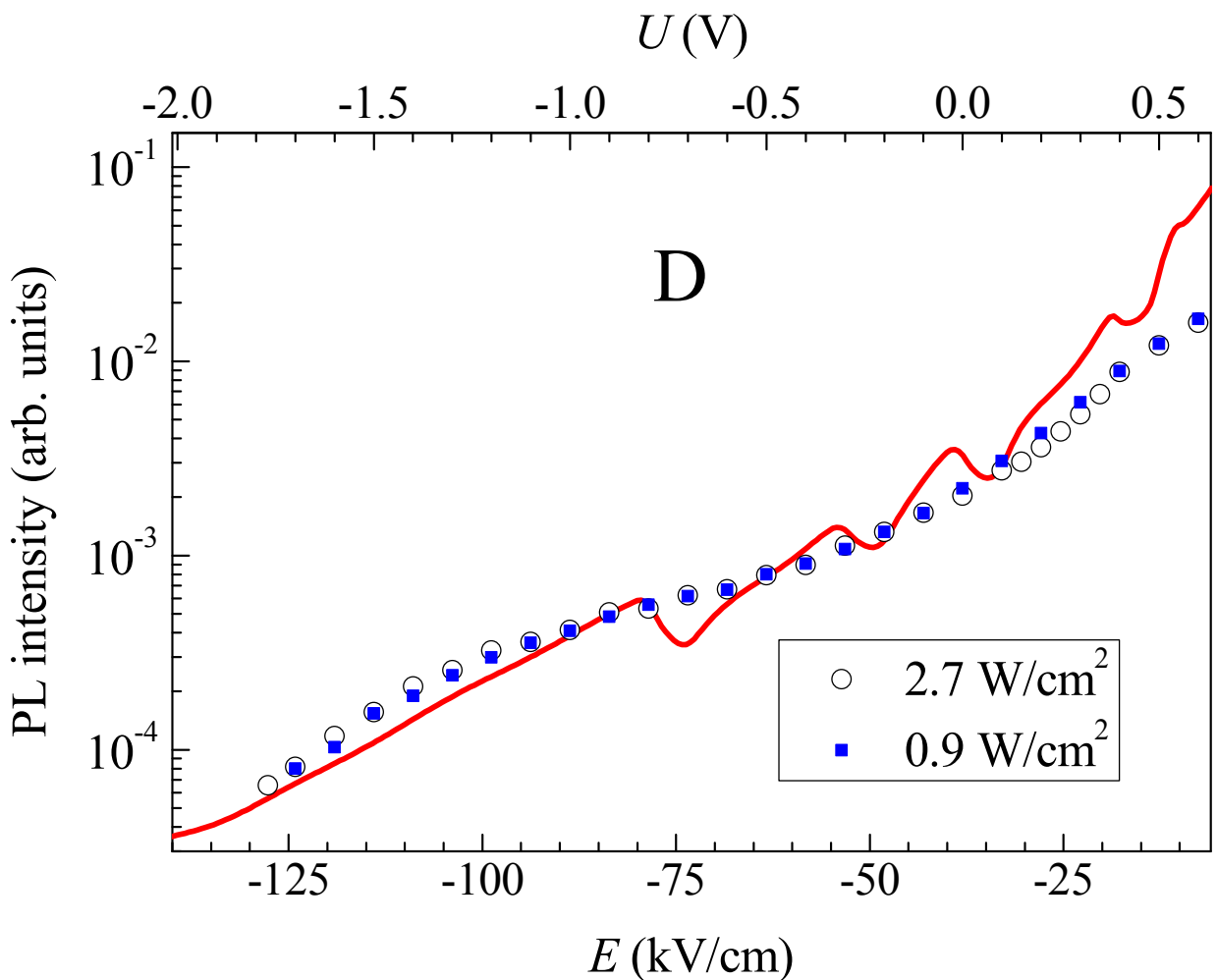


Рисунок 45. Зависимость интегральной интенсивности ФЛ пространственно прямого оптического перехода напряженности электрического поля E в структуре при низкой мощности оптического возбуждения и $T \approx 5 \text{ K}$. Символы — результаты эксперимента, сплошная кривая — расчет

Величина напряженности поля внутри структуры калибровалась по спектральному сдвигу полосы ФЛ непрямого перехода. Для определения значения напряженности электрического поля внутри структуры по известному падению напряжения на образце необходимо учесть наличие встроенного поля барьера Шоттки, высота которого принята равной ≈ 0.75 В [97, 99], и падение напряжения на контактах к подложке, вследствие чего на структуре падала примерно половина приложенного к образцу напряжения [66]. При этом достигалось хорошее согласие как экспериментальных, так и расчетных значений сдвига энергии полосы ФЛ непрямого перехода (см. рис. 44). Ширину барьера Шоттки для контакта Au-ZnSe можно оценить как $d \geq 300$ нм при концентрации электронов в ZnSe $\leq 10^{16}$ см⁻³ и падении напряжения на контакте ≈ 1 В [100]. Таким образом, в первом приближении электрическое поле внутри структуры ZnSe/BeTe можно считать однородным.

Определение напряженности поля внутри структуры позволило построить зависимость интенсивности I_D от величины напряженности поля E , приведенную на рис. 45.

Для данной структуры были также проведены время-разрешенные измерения ФЛ в области прямого перехода при импульсном возбуждении фемтосекундным лазером. При этом плотность оптического возбуждения соответствовала концентрации фотовозбужденных носителей $n_0 \approx 7 \times 10^9$ см⁻² в одном слое ZnSe, что близко к случаю плоских зон [A2].

На графике рис. 46 приведены измеренные длительности свечения прямого перехода в ZnSe/BeTe в зависимости от напряженности поля внутри структуры. Измеренные времена жизни прямого перехода изменялись от максимального значения $\tau \approx 4$ пс до значений, меньших временного разрешения измерительной системы ≈ 2 пс. Отметим, что настолько короткие по сравнению τ_{rad} времена жизни τ прямого перехода определяются непосредственно временем τ_{rel} ухода надбарьерной дырки в слой BeTe [20].

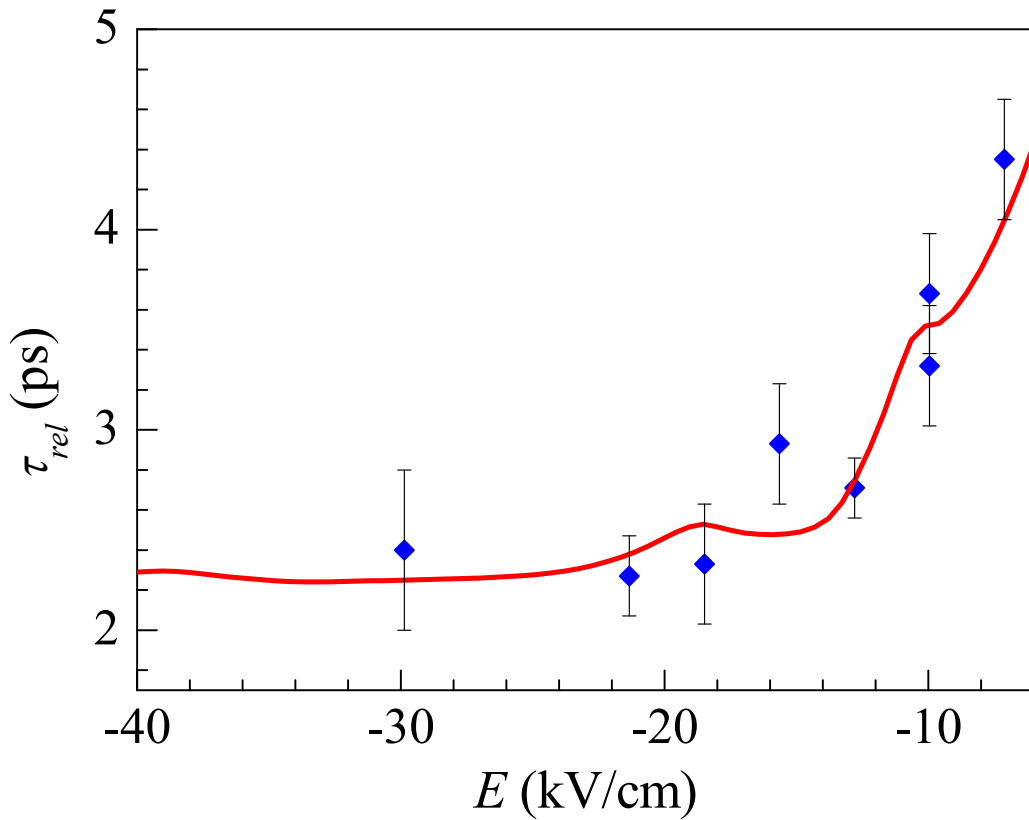


Рисунок 46. Экспериментальные (символы) и расчетные (сплошная кривая) значения времени τ_{rel} релаксации фотовозбужденной дырки из надбарьерного состояния в слое ZnSe в основное состояние в слое BeTe, при низких уровнях оптической накачки (концентрация фотовозбужденных носителей $n_0 \sim 7 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$), $T \approx 1.5 \text{ К}$

§ 5.2.3. Расчеты времен релаксации

Для анализа результатов эксперимента были проведены расчеты электронных и дырочных волновых функций и уровней энергии для структуры S15 (15/7.5 нм) при различных значениях напряженности внешнего электрического поля (см. рис. 47).

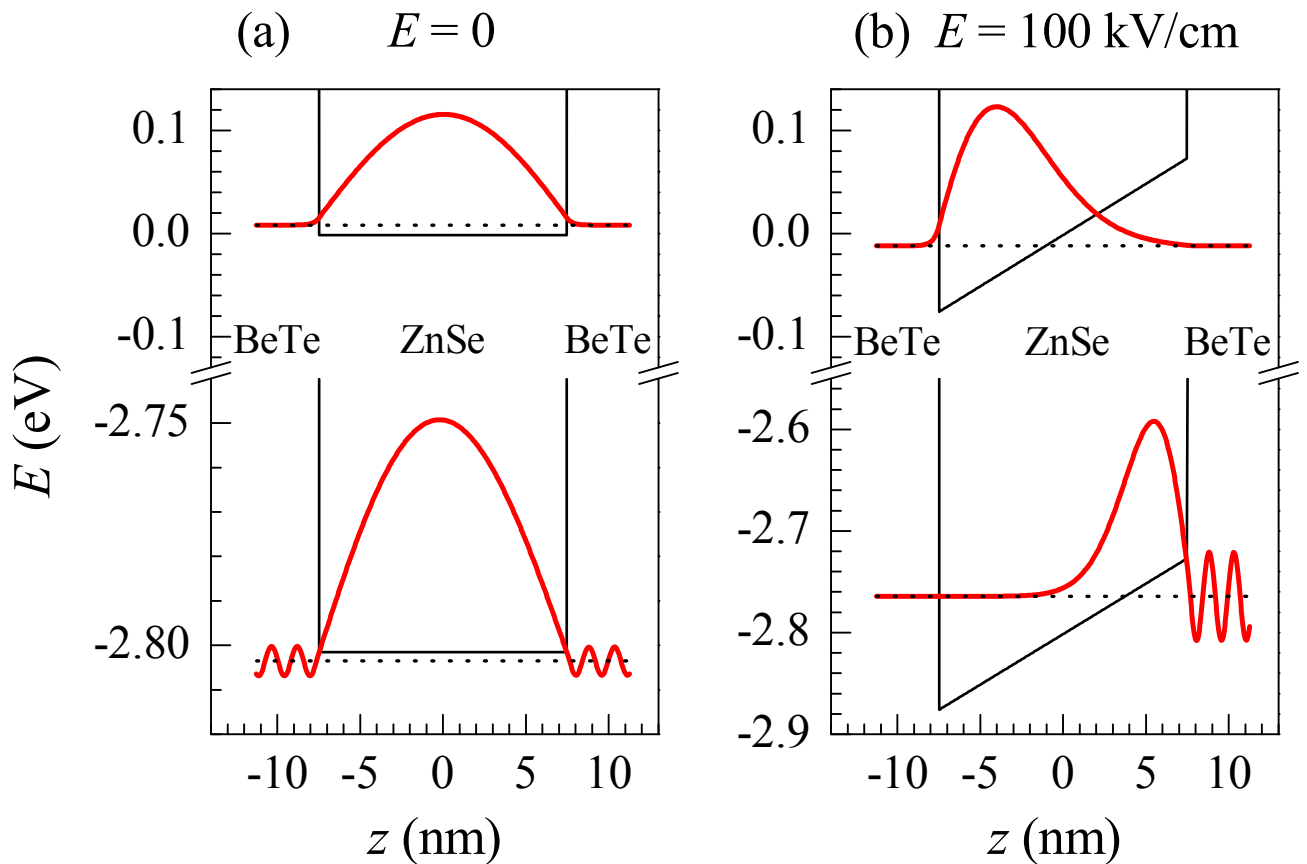


Рисунок 47. Расчетные волновые функции электрона и дырки при нулевом электрическом поле (a) и поле $E = 100$ kV/cm (b) — (сплошные кривые); тонкими линиями изображены профили зоны проводимости и валентной зоны в слое ZnSe в сверхрешетке ZnSe/BeTe с толщинами слоев ZnSe 15 нм и BeTe 7.5 нм; точечные линии — уровни энергии электрона в основном состоянии и дырки в первом надбарьерном состоянии

Поскольку концентрация разделенных носителей в интересующем случае слишком мала для модификации зонной структуры, расчеты сводились к решению стационарного уравнения Шредингера в модельном потенциале. На рис. 47 показаны волновые функции электрона в основном и дырки в надбарьерном состоянии при нулевом электрическом поле (рис. 47a) и в поле $E = 100 \text{ kV/cm}$ (рис. 47b). Расчеты позволили описать количественно кинетику дырочной релаксации в ZnSe/BeTe в зависимости от величины электрического поля внутри структуры.

При описании релаксации носителей предполагалось, что фотовозбужденные электрон и дырка быстро релаксируют до нижайшего локализованного в слое ZnSe состояния. Дырка в надбарьерном состоянии либо излучательно рекомбинирует с электроном в прямом переходе за время τ_{rad} , либо релаксирует в основное состояние, локализованное в слое BeTe, за время τ_{rel} . Время излучательной рекомбинации τ_{rad} определяется перекрытием волновой функции электрона и дырки в слое ZnSe:

$$\tau_{rad} = \frac{\tau_0}{\left| \int dz \Psi_{e_1}(z) \Psi_{d_1}(z) \right|^2}, \quad (25)$$

где τ_0 — величина τ_{rad} при полном перекрытии волновых функций электрона и дырки, Ψ_{e_1} — волновая функция электрона в основном состоянии, Ψ_{d_1} — волновая функция дырки в нижайшем надбарьерном состоянии.

Минимальное время излучательной рекомбинации реализуется при оптимальном перекрытии волновых функций электрона и дырки при нулевой напряженности электрического поля и близко к τ_0 . Время τ_0 положено равным 40 пс, что соответствует времени излучательной рекомбинации носителей в одиночной квантовой яме первого типа ZnSe [57]. При приложении внешнего электрического поля перекрытие волновых функций электрона в основном и

дырки в надбарьерном состоянии уменьшается (см. рис. 47), и это приводит к росту излучательного времени в соответствии с уравнением (25).

Время τ_{rel} ухода дырки из нижайшего надбарьерного состояния в основное состояние в слое BeTe определяется интегралом квадрата модуля волновой функции надбарьерной дырки в слое BeTe:

$$\tau_{rel} \propto \frac{1}{\int_{\text{в слое BeTe}} |\Psi_{d_1}(z)|^2 dz} \quad (26)$$

При этом максимальное время τ_{rel} достигается при нулевом электрическом поле, а при приложении поля τ_{rel} существенно уменьшается, т.к. увеличивается доля волновой функции надбарьерной дырки в слое BeTe (см. рис. 47). Нормировка расчетной зависимости для τ_{rel} осуществлена таким образом, что при нулевом электрическом поле τ_{rel} составило бы 6 пс. Это соответствует экспериментальному значению длительности свечения прямого перехода, измеренному в аналогичном образце ZnSe/BeTe без металлической маски на поверхности, равному 5 ± 1 пс. Отметим, что в расчет введено ограничение минимального значения времени τ_{rel} , принятое равным 0.9 пс. С помощью данного ограничения мы учитывали, что время дырочной релаксации ограничено снизу временем взаимодействия надбарьерной дырки с LO-фононом.

§ 5.2.4. Обсуждение

Расчетные значения времени жизни τ дырки в надбарьерном состоянии (см. рис. 46) и интегральной интенсивности I_D прямого перехода (см. рис. 45) для структуры S15 показали хорошее согласие с данными эксперимента. Отметим, что изображенная на рис. 46 кривая представляет собой результат свертки

расчетных значений τ_{rel} с приборной функцией. При этом в диапазоне экспериментальных значений приложенного электрического поля основной эффект уменьшения $I_D \sim \tau / \tau_{rad}$ достигается за счет роста τ_{rad} , в то время как в том же диапазоне τ_{rel} уменьшается всего лишь в ≈ 4 раза.

Таким образом, измерены зависимости интенсивности прямого перехода $I_D \sim \tau / \tau_{rad}$, а также времени τ_{rel} от приложенного к структуре ZnSe/BeTe электрического поля. Сопоставление расчетов с экспериментальными данными позволило количественно описать зависимости от приложенного поля времени τ_{rel} релаксации дырок по энергии из надбарьерного состояния в основное и времени τ_{rad} излучательной рекомбинации надбарьерных дырок.

Приложение электрического поля к структуре ZnSe/BeTe приводит, с одной стороны, к уменьшению времени τ_{rel} за счет увеличения амплитуды осциллирующей части волновой функции надбарьерной дырки в слое BeTe. С другой стороны, к увеличению времени τ_{rad} за счет уменьшения перекрытия волновой функции дырки в надбарьерном и электрона в основном состоянии. Соответственно, оба эффекта приводят к уменьшению интенсивности ФЛ полосы пространственно прямого перехода I_D . Отметим, что в исследованном диапазоне приложенных напряжений эффект изменения τ_{rad} выражен сильнее, чем эффект изменения τ_{rel} .

§ 5.3. Определение величины разрыва валентной зоны в ZnSe/BeTe

До настоящего момента в диссертации преимущественно рассматривались эффекты влияния внутренних и внешних электрических полей на ФЛ пространственно прямого перехода. Электрические поля, модифицирующие зонную структуру, также влияют и на ФЛ пространственно непрямого перехода. Известно, что в структурах ZnSe/BeTe повышение мощности оптической накачки

сопровождается увеличением концентрации разделенных электронов и дырок, что приводит к двум эффектам: сверхлинейному росту интенсивности межзонного пространственно непрямого перехода [13] и гигантскому фиолетовому сдвигу энергии непрямого перехода, величина которого может достигать 0.5 эВ при большой мощности оптического возбуждения [12].

В данном параграфе эффект фиолетового сдвига полосы непрямого перехода при изгибе зон применяется для уточнения величины разрыва валентной зоны в гетероструктуре ZnSe/BeTe. Для этого были проведены измерения зависимости энергии ФЛ пространственно непрямого перехода от плотности разделенных носителей, и затем эти данные были сопоставлены с расчетами. Ранее подобный подход использовался для уточнения величины разрыва зон в гетеропереходе 2-го типа CdSe/ZnTe [38].

§ 5.3.1. Постановка задачи

Величина разрыва валентной зоны ΔE_v гетероперехода ZnSe/BeTe при низких температурах является важным параметром для моделирования гетеро- и наноструктур 2-го типа, а также для разработки полупроводниковых устройств [101]. Первое известное литературное значение разрыва валентной зоны в ZnSe/BeTe $\Delta E_v = 0.9$ эВ было получено путем измерения энергии ФЛ непрямого перехода [11, 102].

В дальнейшем предпринималась попытка определить значение ΔE_v методом фотоэлектронной спектроскопии для образцов, представлявших собой тонкие пленки BeTe, напыленные на ZnSe. Полученные значения 0.46 эВ и 1.26 эВ для образцов с различными интерфейсами ZnSe/BeTe [103] были впоследствии интерпретированы как величины разрыва зон для гетеропереходов BeSe/ZnSe и ZnTe/ZnSe, соответственно [104].

Расчеты разрыва зон в гетеропереходе ZnSe/BeTe [105], проведенные из первых принципов, позволили получить значение $\Delta E_v = 1.11$ эВ.

Остановимся подробнее на методе определения величины разрыва валентной зоны, который позволил получить значение $\Delta E_v = 0.9$ эВ для гетероперехода ZnSe/BeTe в работе [11]. В этой работе исследовались спектры ФЛ гетероструктуры, состоящей из двух слоев BeTe с толщинами $L_z=50$ нм и $L_z=3$ нм, каждый из которых заключен между широкими барьерами из ZnSe толщиной 500 нм. Величина ΔE_v определялась как разность между положениями максимумов полосы ФЛ пространственно прямого перехода и полосы пространственно непрямого перехода для слоя BeTe $L_z=50$ нм (см. рис. 48).

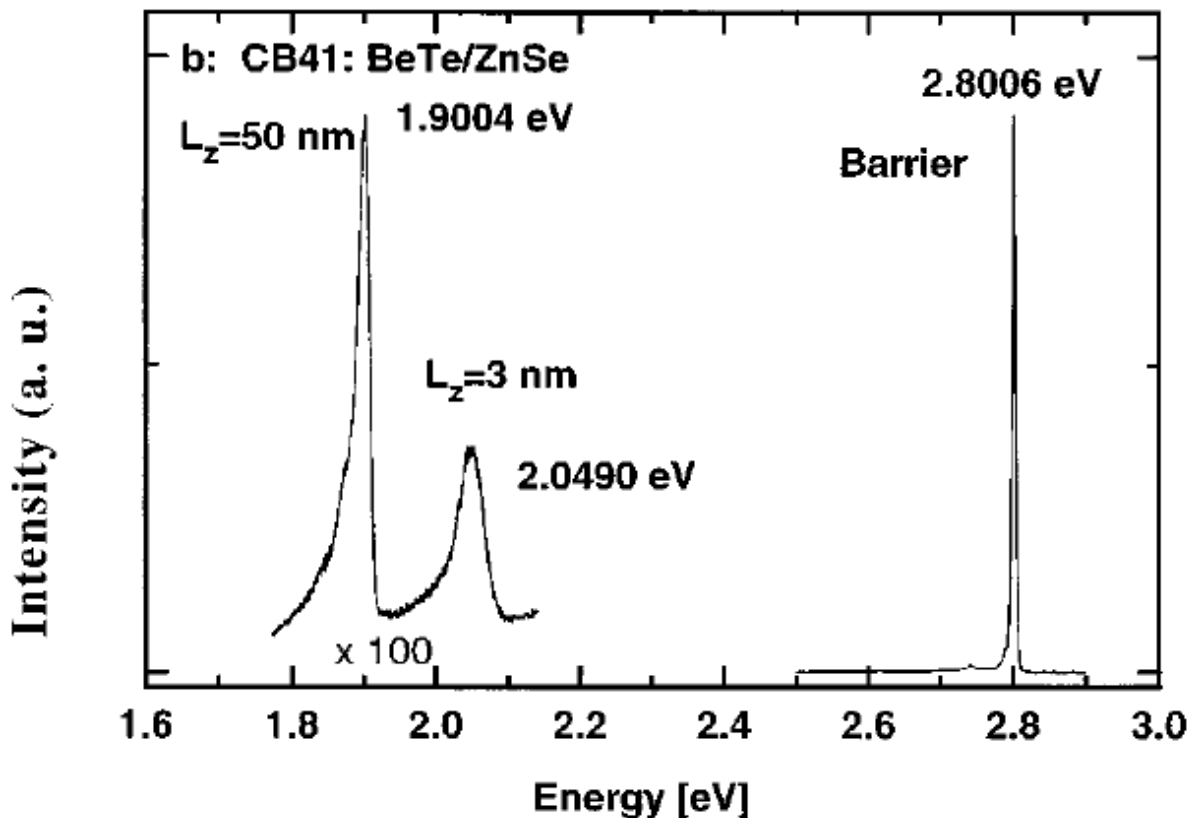


Рисунок 48. Спектр ФЛ при $T=2\text{K}$ для структуры ZnSe/BeTe, состоящей из двух слоев BeTe с толщинами 50 нм и 3 нм, каждый из которых заключен между слоями ZnSe толщиной 500 нм [11]

Два обстоятельства заставляют с осторожностью относиться к интерпретации спектров ФЛ, представленных в работе [11]. Во-первых, при низкой плотности оптической накачки ФЛ в области $\sim 1.8 \div 2.0$ эВ может осуществляться за счет дефектов, поскольку дырки в основном состоянии в слое BeTe релаксируют преимущественно по безызлучательному каналу [13]. Во-вторых, положение полосы ФЛ может смещаться за счет эффекта фиолетового сдвига [12].

Более аккуратная постановка эксперимента по определению величины разрыва зон в ZnSe/BeTe по энергии пространственно непрямого перехода должна учитывать наличие ФЛ, генерируемой дефектами, а также фиолетовый сдвиг полосы ФЛ непрямого перехода. При этом предпочтительно использовать гетероструктуры с широкими слоями, чтобы минимизировать влияние пространственного квантования на энергию основного состояния электронов и дырок.

§ 5.3.2. Результаты эксперимента

На рис. 49 показаны спектры ФЛ в области энергий $1.7 \div 2.2$ эВ при возбуждении структуры S25 с широкими слоями ZnSe и BeTe (25/12.5 нм) 3-й гармоникой импульсного Nd:YAG лазера ($\lambda_{\text{exc}} \approx 355$ нм), при различных плотностях оптической накачки, которые варьировались в диапазоне, составлявшем порядок по мощности.

Обратим внимание на то, что ФЛ в области спектра с энергией менее 1.85 эВ генерируется дефектами, о чем можно судить по сублинейному росту интенсивности полосы ФЛ при увеличении накачки. В то же время, характерные признаки полосы ФЛ в области спектра с энергией $1.85 \div 2.2$ эВ — фиолетовый сдвиг энергии, а также сверхлинейный рост интенсивности полосы ФЛ при

увеличении мощности оптической накачки — позволяют приписать ее пространственно непрямоу оптическому переходу [12, 13].

Частота следования импульсов лазера составляла $\nu_{\text{laser}} \sim 3$ кГц, поэтому фотовозбужденные носители успевали релаксировать между импульсами. Длительность импульса лазера не превышала 10 нс, что позволяет считать накачку для подсистемы дырок в основном состоянии в слое ВеТе импульсной.

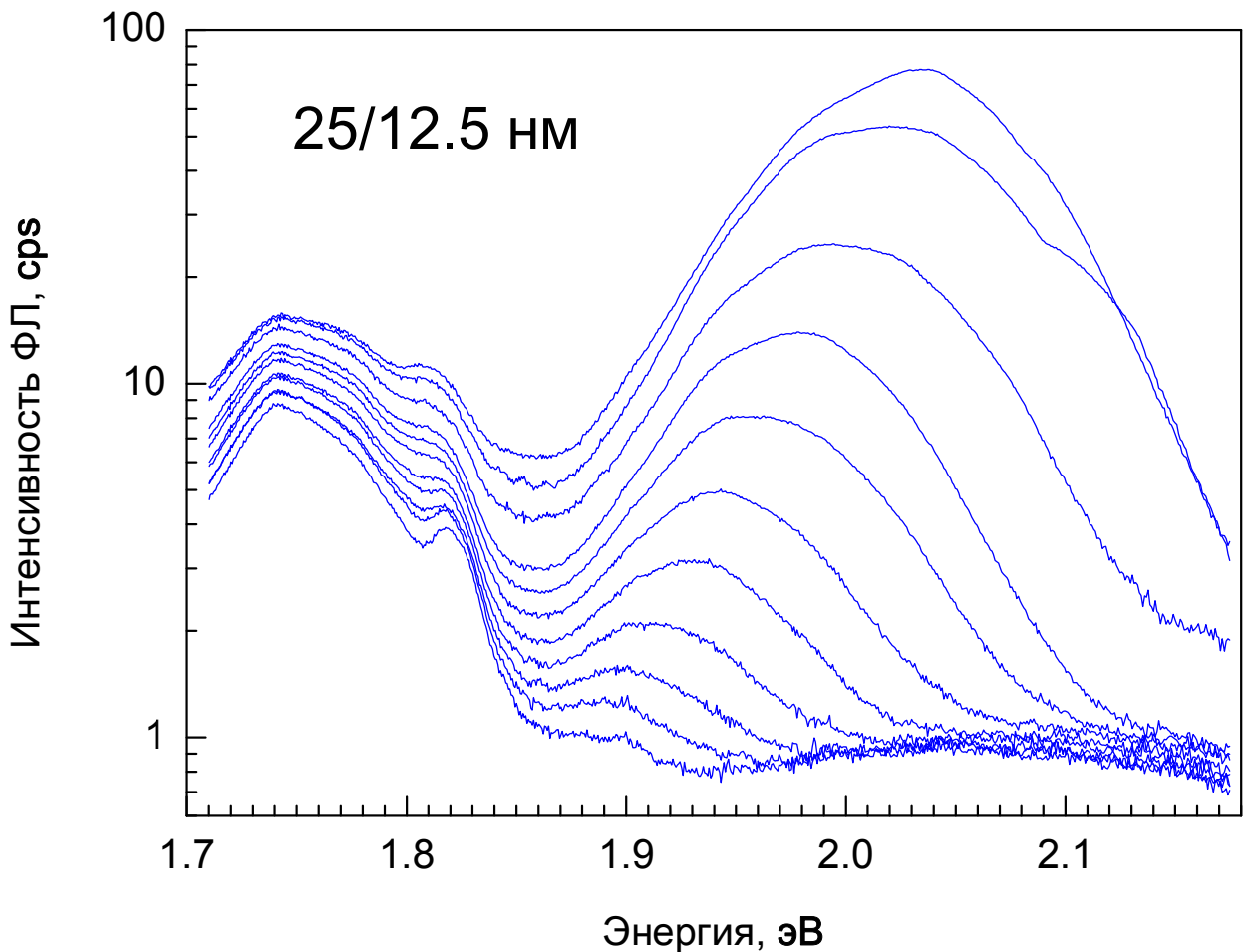


Рисунок 49. Спектры ФЛ в области пространственно-непрямого перехода для структуры S25 (ZnSe/ВеТе с толщиной слоев 25/12.5 нм) при $T \approx 5$ К и различных плотностях мощности оптической накачки

Концентрацию разделенных носителей n_{BeTe} , которая генерировалась после каждого импульса лазера, можно оценить следующим образом:

$$n_{\text{BeTe}} = \delta \alpha \frac{P_{\text{exc}}}{\vartheta_{\text{laser}}} \frac{\lambda_{\text{exc}}}{hc} \frac{1}{S}, \quad (27)$$

где δ — доля дырок, релаксирующих в основное состояние в слое BeTe по быстрому каналу релаксации, принятая равной $\delta \approx 1/3$,

α — коэффициент поглощения в одном слое ZnSe, который составляет $\alpha \approx 0.24$ при толщине слоя ZnSe 25 нм и длине волны лазера $\lambda_{\text{exc}} \approx 355$ нм [94],

P_{exc} — мощность 3-й гармоники лазера, варьировавшаяся в диапазоне $P_{\text{exc}} \approx 0.15 \div 1.45$ мВт,

S — площадь пятна возбуждения, $S \approx 600 \times 600$ мкм².

§ 5.3.3. Сравнение величины фиолетового сдвига с расчетами

Расчетные значения энергии $E_{\text{ID}}(0)$ пространственно непрямого перехода в пределе плоских зон для широких слоев ZnSe определяются разностью ширины запрещенной зоны ZnSe и величины разрыва валентной зоны ΔE_{v} . В случае изгиба зон при концентрации разделенных носителей n_{BeTe} энергия $E_{\text{ID}}(n_{\text{BeTe}})$ возрастает относительно ее значения в пределе плоских зон ($n_{\text{BeTe}} = 0$). Определить величину $E_{\text{ID}}(0)$, а значит, и разрыв валентной зоны ΔE_{v} , мы можем, сравнивая зависимость расчетных значений энергии непрямого перехода E_{ID} от концентрации разделенных носителей n_{BeTe} с зависимостью экспериментальных значений E_{ID} от мощности оптической накачки P_{exc} . Для этого необходимо знать связь величин n_{BeTe} и P_{exc} , которая задается уравнением (27).

На рис. 50 символами показаны измеренные зависимости энергии максимума полосы пространственно непрямого перехода E_{ID} в образцах S20 и S25

от концентрации разделенных носителей n_{BeTe} , которая определялась в соответствии с уравнением (27) по измеренной мощности оптической накачки P_{exc} .

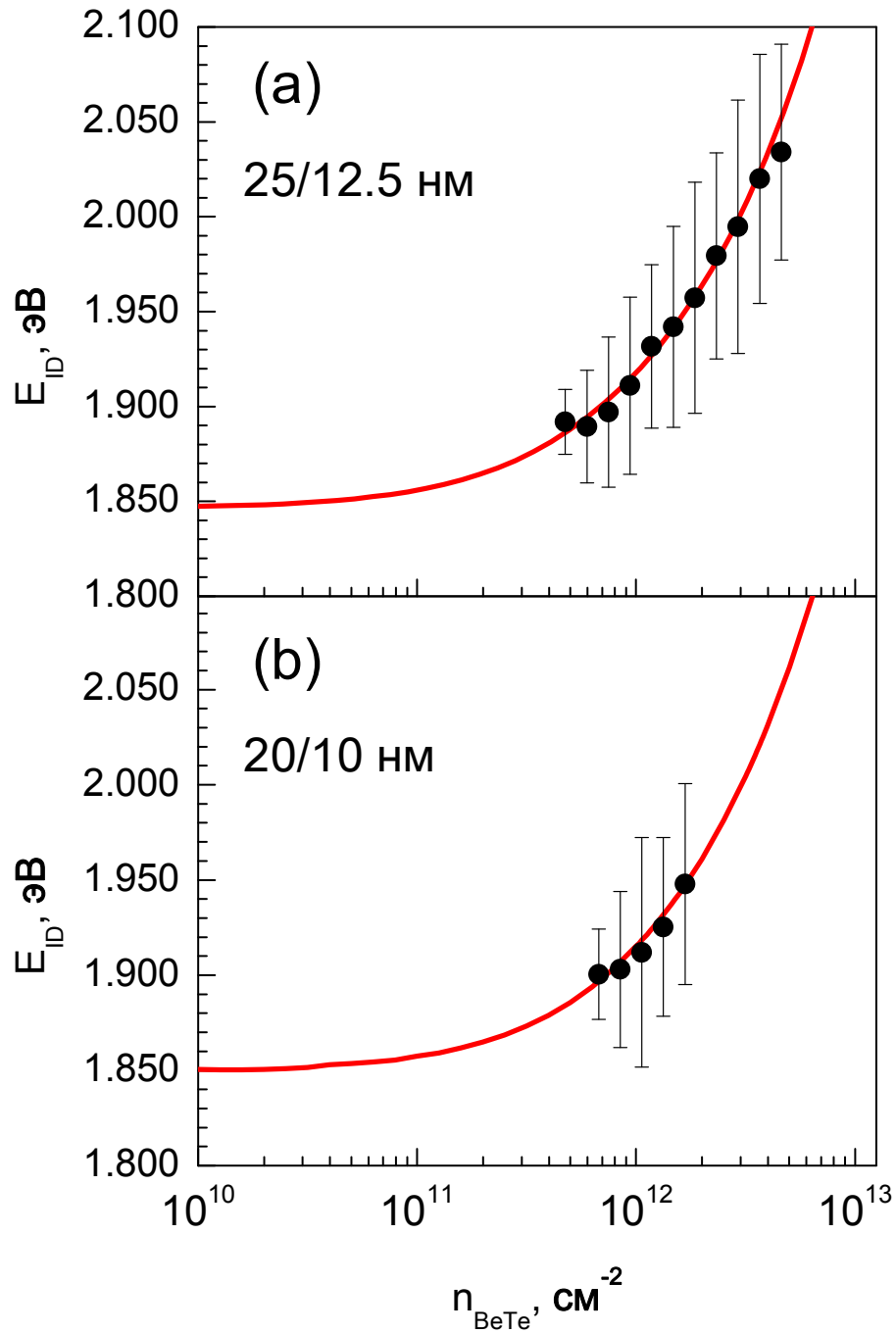


Рисунок 50. Экспериментальные (символы) и расчетные (линии) положения максимумов полосы ФЛ пространственно непрямого перехода в зависимости от концентрации разделенных носителей для структур S25 (a) и S20 (b), при $T \approx 5 \text{ К}$. Величине ошибки соответствует полуширина полосы ФЛ на половине высоты

Сплошными линиями на рис. 50 изображены расчетные значения энергии непрямого перехода E_{ID} при наилучшем совпадении расчетных и экспериментальных значений E_{ID} , которое достигается при величине разрыва зон $\Delta E_v = 960 \pm 30$ мэВ. При этом энергия пространственно непрямого перехода в пределе плоских зон составляет $E_{ID}(0) = 1.847 \pm 0.03$ эВ. Отметим, что данная оценка энергии максимума непрямого перехода в плоских зонах согласуется со значениями $E_{ID}(0)$, полученными в работе [67] при приложении электрического поля (см. рис. 15).

Погрешность определения величины ΔE_v определяется точностью оценки концентрации разделенных носителей n_{BeTe} , а также ограничениями рассматриваемой модели, которая не учитывает сдвиг полосы пространственно непрямого перехода вследствие заполнения двумерной зоны электронов и дырок [106].

Более высокая по сравнению с работой [38] погрешность величины разрыва валентной зоны объясняется тем, что в ФЛ пространственно непрямого перехода ZnSe/BeTe значительный вклад дают дефекты. Поэтому измерения полосы ФЛ непрямого перехода в пределе плоских зон и при слабых значениях изгиба зон, проведенные для структуры CdSe/ZnTe в работе [38], затруднены при изучении структуры ZnSe/BeTe.

§ 5.4. Выводы

Исследовано влияние модификации зонной структуры ZnSe/BeTe при приложении внешнего электрического поля на кинетику релаксации фотовозбужденных дырок. Экспериментально наблюдаемый эффект состоит в значительном уменьшении интенсивности ФЛ и уменьшении длительности свечения прямого перехода при приложении электрического поля, увеличивающего степень наклона зон. Показано, что наблюдаемое уменьшение интенсивности ФЛ и длительности свечения прямого перехода связано как с возрастанием времени τ_{rad} излучательной рекомбинации, так и с уменьшением

времени τ_{rel} ухода фотовозбужденных дырок из слоя ZnSe в слой BeTe. Экспериментальные данные хорошо согласуются с проведенными численными расчетами.

Эффект изгиба зон при увеличении концентрации разделенных носителей был применен для определения величины разрыва валентной зоны в гетеропереходе ZnSe/BeTe. Для этого были проведены измерения сдвига полосы ФЛ пространственно непрямого перехода в образцах S20 и S25 при различных значениях энергии импульсной накачки. Полученная оценка величины разрыва валентной зоны ZnSe/BeTe при низкой температуре составила $\Delta E_v = 960 \pm 30$ мэВ, что на 60 мэВ выше, чем известное литературное значение $\Delta E_v = 0.9$ эВ [11].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей диссертационной работе исследован круг явлений, связанных с релаксацией фотовозбужденных носителей в широкозонных гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe при различных модификациях зонной структуры.

Получены следующие результаты:

1. При высокой концентрации разделенных носителей обнаружено увеличение на порядки длительности свечения ФЛ в области пространственно прямого перехода. Это связано с двумя эффектами, возникающими при значительных величинах изгиба зон:

Во-первых, надбарьерное состояние для дырки в слое ZnSe превращается в состояние, ограниченное реальным барьером, что приводит к резкому замедлению процесса ухода локализованной в слое ZnSe дырки в основное состояние.

Во-вторых, изгиб зон приводит к удлинению времени излучательной рекомбинации электрона и дырки в слое ZnSe из-за уменьшения перекрытия волновых функций электрона в основном состоянии и дырки в состоянии, локализованном в слое ZnSe.

2. Отличия временной зависимости интенсивности кривой затухания ФЛ в области пространственно прямого перехода от моноэкспоненты позволили изучить особенности формирования электрического поля внутри структуры ZnSe/BeTe при различных режимах импульсного фотовозбуждения.

При низкой плотности мощности оптической накачки релаксация локализованных в слое ZnSe дырок происходит преимущественно по каналу ухода из слоя ZnSe в основное состояние в слое BeTe, что сопровождается увеличением концентрации пространственно разделенных носителей.

При высокой мощности оптического возбуждения основным каналом релаксации локализованных в слое ZnSe дырок является излучательная рекомбинация с электронами в слое ZnSe, поэтому концентрация разделенных носителей не возрастает после начального периода быстрого разделения электронов и дырок. Однако в структурах ZnSe/BeTe с широкими слоями при высокой плотности оптической накачки существенный вклад в формирование изгиба зон вносит кулоновское взаимодействие локализованных в слое ZnSe электронов и дырок, что приводит к более быстрым временам излучательной рекомбинации электронов и дырок в слое ZnSe сразу после импульса лазера.

3. Изучены эффекты модификации схемы зон за счет приложения внешнего электрического поля при низкой плотности оптического возбуждения. При этом основным процессом релаксации надбарьерной дырки является уход в основное состояние в слое BeTe, а эффект от приложения электрического поля заключается в уменьшении времени ухода надбарьерной дырки в основное состояние. Также приложение электрического поля приводит к уменьшению перекрытия волновых функций электрона в основном и дырки в нижайшем надбарьерном состоянии, что проявляется в резком уменьшении интенсивности ФЛ прямого перехода за счет увеличения отношения времени излучательной рекомбинации к времени ухода надбарьерной дырки в основное состояние.
4. Измерения фиолетового сдвига энергии пространственно непрямого перехода в широких структурах позволили получить новую оценку величины разрыва валентной зоны в ZnSe/BeTe при гелиевых температурах.

В заключение хочу выразить глубокую признательность своему научному руководителю, Илье Иосифовичу Тартаковскому, а также Андрею Анатольевичу Максимову, за плодотворные обсуждения, а также всестороннюю помощь и

поддержку на всех этапах исследовательской работы. Хочу поблагодарить Сергея Владимировича Зайцева за помощь в освоении экспериментальной техники, а также всех сотрудников Лаборатории неравновесных электронных процессов ИФТТ РАН за теплую и дружескую атмосферу.

Список публикаций

Список публикаций автора, вошедших в данную диссертацию

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

A1. Максимов, А.А. Формирование надбарьерных дырочных состояний в гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe / А.А. Максимов, С.В. Зайцев, Е.В. Филатов, А.В. Ларионов, И.И. Тартаковский, Д.Р. Яковлев, А. Ваг // Письма в ЖЭТФ. — 2008. — Т. 88. — С. 587-591.

A2. Filatov, E.V. Picosecond kinetics of the electron-hole layers formation in wide-bandgap II-VI type-II heterostructures / E.V. Filatov, S.V. Zaitsev, I.I. Tartakovskii, A.A. Maksimov, D.R. Yakovlev, A. Waag // Phys. Stat. Sol. (c). — 2010. — V. 7. — P. 1533-1535.

A3. Филатов, Е.В. Влияние внешнего электрического поля на кинетику релаксации фотовозбужденных носителей в гетероструктуре 2-го типа ZnSe/BeTe / Е.В. Филатов, А.А. Максимов, И.И. Тартаковский, Д.Р. Яковлев, А. Ваг // Письма в ЖЭТФ. — 2011. — Т. 94. — С. 939-944.

A4. Debus, J. Heating of the Mn spin system by photoexcited holes in type-II (Zn,Mn)Se/(Be,Mn)Te quantum wells / J. Debus, A.A. Maksimov, D. Dunker, D.R. Yakovlev, E.V. Filatov, I.I. Tartakovskii, V.Yu. Ivanov, A. Waag, M. Bayer // Phys. Stat. Sol (b). — 2014. — DOI: 10.1002/pssb.201350320.

Результаты диссертации докладывалась на следующих конференциях:

1. Максимов, А.А., С.В. Зайцев, И.И. Тартаковский, Е.В. Филатов. // «Пикосекундная релаксация носителей в широкозонных гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe». // VIII Российская конференция по физике полупроводников, г. Екатеринбург, 30 сентября – 5 октября 2007 г.
2. Максимов, А.А., С.В. Зайцев, И.И. Тартаковский, Е.В. Филатов. // «Пикосекундная релаксация носителей в широкозонных гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe». // Новые материалы и структуры, Черноголовка, 6-7 декабря 2007 года.
3. Tartakovskii, I.I., A.A. Maksimov, E.V. Filatov, S.V. Zaitsev, D.R. Yakovlev, A. Waag. // «Picosecond kinetics of the electron-hole layers formation in wide-bandgap II-VI type-II heterostructures». // 14th International Conference on II-VI Compounds, St.Peterburg, Russia, August 23-28, 2009.
4. Максимов А.А., И.И. Тартаковский, Е.В. Филатов, Д.Р. Яковлев. // «Влияние внешнего электрического поля на кинетику фотолюминесценции в широкозонных A^2B^6 гетероструктурах 2-го типа». // X Российская конференция по физике полупроводников, Н. Новгород, 19-23 сентября 2011 года.
5. Филатов Е.В., Максимов А.А., Тартаковский И.И. // «Особенности кинетики релаксации фотовозбужденных носителей в полупроводниковых гетероструктурах второго типа ZnSe/BeTe в условиях значительного изгиба зон». // XI Российская конференция по физике полупроводников, Санкт-Петербург, 16-20 сентября 2013 года.

Список работ автора, не вошедших в диссертацию

В1. Случанко, Н.Е. LuV₁₂: эффекты беспорядка и изотопического замещения в теплоемкости и комбинационном рассеянии света / Н.Е. Случанко, А.Н. Азаревич, А.В. Богач, И.И. Власов, В.В. Глушков, С.В. Демишев, А.А. Максимов, И.И. Тартаковский, Е.В. Филатов, К. Флахбарт, С. Габани, В.Б. Филиппов, Н.Ю. Шицевалова, В.В. Мощалков // ЖЭТФ. — 2011. — Т. 140. — С. 536-552.

В2. Kuzovnikov, M.A. Raman scattering study of α -MgH₂ and γ -MgH₂ / M.A. Kuzovnikov, V.S. Efimchenko, E.V. Filatov, A.A. Maksimov, I.I. Tartakovskii, A.J. Ramirez-Cuesta // Sol. Stat. Commun. — 2013. — V. 154. — P. 77-80.

В3. Maksimov, A.A. Circularly polarized light emission from chiral spatially-structured planar semiconductor microcavities / A.A. Maksimov, I.I. Tartakovskii, E.V. Filatov, S.V. Lobanov, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, C. Schneider, M. Kamp, S. Maier, S. Höfling, V.D. Kulakovskii // Phys. Rev. B. — 2014. — V. 89. — P. 045316.

Литература

1. Ж.И. Алферов. «История и будущее полупроводниковых гетероструктур». ФТП **32**, 3 (1998).
2. M.M. Barroso. «Quantum Dots in Cell Biology». Journal of Histochemistry & Cytochemistry **59**, 237 (2011).
3. A.D. Stiff, S. Krishna, P. Bhattacharyaa, S. Kennerly. «High-detectivity, normal-incidence, mid-infrared ($\lambda \sim 4 \mu\text{m}$) InAs/GaAs quantum-dot detector operating at 150 K». Appl. Phys. Lett. **79**, 421 (2001).
4. H.B. Serreze, Y.C. Chen, R.G. Waters. «High-power, very low threshold, GaInP/AlGaInP visible diode lasers». Appl. Phys. Lett. **58**, 2464 (1991).
5. S.E. Hooper, M. Kauer, V. Bousquet, K. Johnson, J.M. Barnes, J. Heffernan. «InGaN multiple quantum well laser diodes grown by molecular beam epitaxy». Electronics Letters **40**, 33 (2004).
6. I.V. Sedova, E.V. Lutsenko, E.V. Lutsenko, S.V. Gronin, S.V. Sorokin, A.G. Vainilovich, A.A. Sitnikova, G.P. Yablonskii, A. Alyamani, D.L. Fedorov, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov. «Low-threshold green laser heterostructures with Zn(Mg)SSe/ZnSe graded-index superlattice waveguide: Structural and optical properties». Appl. Phys. Lett. **98**, 171103 (2011).
7. H. Kroemer, G. Griffiths. «Staggered-lineup heterojunctions as sources of tunable below-gap radiation: Operating principle and semiconductor selection». IEEE Electron Device Letters **4**, 20 (1983).
8. K. Suzuki, R.A. Hogg, Y. Arakawa. «Structural and optical properties of type II GaSb/GaAs self-assembled quantum dots grown by molecular beam epitaxy». J. Appl. Phys. **85**, 8349 (1999).

9. H. Mino, Y. Kouno, K. Oto, K. Muro, R. Akimoto, S. Takeyama. «Optically induced long-lived electron spin coherence in ZnSe/BeTe type-II quantum wells». *Appl. Phys. Lett.* **92**, 153101 (2008).
10. B.M. Nguyen, S. Bogdanov, S. Abdollahi Pour, M. Razeghi. «Minority electron unipolar photodetectors based on type II InAs/GaSb/AlSb superlattices for very long wavelength infrared detection». *Appl. Phys. Lett.* **95**, 183502 (2009).
11. A. Waag, F. Fisher, H.J. Lugauer, Th. Litz, J. Laubender. «Molecular-beam epitaxy of beryllium-chalcogenide-based thin films and quantum well structures». *J. Appl. Phys.* **80**, 792 (1996).
12. С.В. Зайцев, В.Д. Кулаковский, А.А. Максимов, Д.А. Пронин, И.И. Тартаковский, Н.А. Гиппиус, Т. Литц, Ф. Фишер, А. Вааг, Д.Р. Яковлев, В. Оссау, Г. Ландвер. «Гигантский фиолетовый сдвиг фотолюминесценции в сильно возбужденных сверхрешетках второго типа ZnSe/BeTe». *Письма в ЖЭТФ* **66**, 351 (1997).
13. S.V. Zaitsev, A.A. Maksimov, I.I. Tartakovskii, D.R. Yakovlev, M. Bayer, A. Waag. «Radiative and nonradiative recombination in type-II ZnSe/BeTe quantum wells». *Phys. Rev. B* **76**, 035312 (2007).
14. H. Luo, W.C. Chou, N. Samarth, A. Petrou, J.K. Furdyna. «Observation of novel type-I excitons in type-II superlattices». *Sol. Stat. Commun.* **85**, 691 (1993).
15. F.C. Zhang, H. Luo, N. Dai, N. Samarth, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna. «Observation of type-I excitons and related confinement effects in type-II superlattices». *Phys. Rev. B* **47**, 3806 (1993).
16. H. Luo, N. Dai, F.C. Zhang, N. Samarth, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna, C. Parks, A.K. Ramdas. «Observation of Quasibound States in Semiconductor Single Quantum Barriers». *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1307 (1993).

17. J. Feldmann, J. Nunnenkamp, G. Peter, E. Gobel, J. Kuhl, K. Ploog, P. Dawson, C.T. Foxon. «Experimental study of the Γ -X electron transfer in type-II (Al, Ga)As/AlAs superlattices and multiple-quantum-well structures». *Phys. Rev. B* **42**, 5809 (1990).
18. A.A. Maksimov, S.V. Zaitsev, I.I. Tartakovskii, V.D. Kulakovskii, N.A. Gippius, D.R. Yakovlev, W. Ossau, G. Reuscher, A. Waag, G. Landwehr. «Kinetics of Radiative Recombination in Strongly Excited ZnSe/BeTe Superlattices». *Phys. Stat. Sol. (b)* **221**, 523 (2000).
19. С.В. Зайцев, А.А. Максимов, И.И. Тартаковский, Д.Р. Яковлев, А. Ваг. «Резонансное туннелирование носителей в фотовозбужденных гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe». *ФТП* **42**, 555 (2008).
20. А.А. Максимов, И.И. Тартаковский, Д.Р. Яковлев, М. Байер, А. Ваг. «Пикосекундная релаксация носителей в гетероструктурах 2-го типа ZnSe/BeTe». *Письма в ЖЭТФ* **83**, 173 (2006).
21. Г. Крёмер. «Квазиэлектрическое поле и разрывы зон. Обучение электронов новым фокусам». *УФН* **172**, 1087 (2002).
22. A.Y. Cho. «Growth of Periodic Structures by the Molecular-Beam Method». *Appl. Phys. Lett.* **19**, 467 (1971).
23. L. Esaki, R. Tsu. «Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors». *IBM J. Res. Dev.* **14**, 61 (1970).
24. Gerald Bastard. *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures* («Les éditions de physique», Les Ulis, 1988), pp. 18-23.
25. F.C. Zhang, N. Dai, H. Luo, N. Samarth, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna, L.R. Ram-Mohan. «Observation of Localized Above-Barrier Excitons in Type-I Superlattices». *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3220 (1992).

26. J.J. Song, Y.S. Yoon, A. Fedotowsky, Y.B. Kim, J.N. Schulman, C.W. Tu, D. Huang, H. Morkoc. «Barrier-width dependence of optical transitions involving unconfined energy states in GaAs-Al_xGa_{1-x}As superlattices». *Phys. Rev. B* **34**, 8958 (1986).
27. J.E. Zucker, A. Pinczuk, D.S. Chemla, A. Gossard, W. Wiegmann. «Delocalized excitons in semiconductor heterostructures». *Phys. Rev. B* **29**, 7065 (1984).
28. N. Dai, I.R. Ram-Mohan, H. Luo, G.L. Yang, F.C. Zhang, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna. «Observation of above-barrier transitions in superlattices with small magnetically induced band offsets». *Phys. Rev. B* **50**, 18153 (1994).
29. J. Warnock, B.T. Jonker, A. Petrou, W.C. Chou, X. Liu. «Exciton energies in shallow quantum wells and spin superlattices». *Phys. Rev. B* **48**, 17321 (1993).
30. W.Y. Yu, S. Stoltz, A. Petrou, J. Warnock, B.T. Jonker. «Metastable excitons in ZnSe/Zn_{1-x}Fe_xSe quantum wells». *Phys. Rev. B* **56**, 6862 (1997).
31. A.A. Toropov, O.V. Nekrutkina, M.O. Nestoklon, S.V. Sorokin, D.D. Solnyshkov, S.V. Ivanov, A. Waag, G. Landwehr. «Γ-X electron level crossover in ZnSe/BeTe multiple quantum wells». *Phys. Rev. B* **67**, 113307 (2003).
32. M.A. Lampert. «Mobile and Immobile Effective-Mass-Particle Complexes in Nonmetallic Solids». *Phys. Rev. Lett.* **1**, 450 (1958).
33. G.V. Astakhov, D.R. Yakovlev, V.P. Kochereshko, W. Ossau, J. Nürnberger, W. Faschinger, G. Landwehr. «Charged excitons in ZnSe-based quantum wells». *Phys. Rev. B* **60**, 8485 (1999).
34. Z.W. Ji, S. Takeyama, H. Mino, K. Oto, K. Muro, R. Akimoto. «Spatially direct charged exciton photoluminescence in undoped ZnSe/BeTe type-II quantum wells». *Appl. Phys. Lett.* **92**, 093107 (2008).

35. Z.W. Ji, H. Mino, K. Oto, R. Akimoto. «Type-I interband transition in undoped ZnSe/BeTe type-II quantum wells under high excitation density». *Semicond. Sci. Technol.* **24**, 095016 (2009).
36. E.J. Caine, S. Subbanna, H. Kroemer, J.L. Merz, A.Y. Cho. «Staggered-lineup heterojunctions as sources of tunable below-gap radiation: Experimental verification». *Appl. Phys. Lett.* **45**, 1123 (1984).
37. М.С. Бреслер, О.Б. Гусев, М.П. Михайлова, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев, И.Н. Ясиевич. «Интерфейсная люминесценция, обусловленная надбарьерным отражением в изотипной гетероструктуре p-InAs/P-InAsPSb». *ФТП* **25**, 298 (1991).
38. D. Mourad, J.-P. Richters, L. Gérard, R. André, J. Bleuse, H. Mariette. «Determination of valence-band offset at cubic CdSe/ZnTe type-II heterojunctions: A combined experimental and theoretical approach». *Phys. Rev. B* **86**, 195308 (2012).
39. K.-S. Kim, J.B. Lee, B.-D. Choe, W.G. Jeong, H. Lim. «Photoluminescence of a staggered $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterojunction». *Appl. Phys. Lett.* **65**, 451 (1994).
40. N.N. Ledentsov, J. Bohrer, M. Beer, F. Heinrichsdorff, M. Grundmann, D. Bimberg, S.V. Ivanov, B.Ya. Meltser, S.V. Shaposhnikov, I.N. Yassievich, N.N. Faleev, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. «Radiative states in type-II GaSb/GaAs quantum wells». *Phys. Rev. B* **52**, 14058 (1995).
41. T. Mozume, N. Georgiev, H. Yoshida, A. Neogi, T. Nishimura. «Observation of direct (type-I) transitions in type-II InGaAs/AlAsSb heterostructures lattice matched to InP grown by molecular beam epitaxy». *Journal of Vacuum Science & Technology B* **18**, 1586 (2000).
42. K. Borgi, M. Hjiri, F. Hassen, H. Maaref, V. Souliere, Y. Monteil. «Optical study of inverted interface in InP/InAlAs/InP structures grown by MOCVD». *Microelectronic Engineering* **51–52**, 299 (2000).

43. Y.S. Chiu, M.H. Ya, W.S. Su, Y.F. Chen. «Properties of photoluminescence in type-II GaAsSb/GaAs multiple quantum wells». *J. Appl. Phys.* **92**, 5810 (2002).
44. H. Priller, M. Schmidt, M. Dremel, M. Grün, A. Toropov, E.L. Ivchenko, H. Kalt, C. Klingshirn. «Density dependent luminescence properties of CdS/ZnSe single quantum wells». *Phys. Stat. Sol. (c)* **1**, 747 (2004).
45. C.-H. Chia, W.-C. Fan, Y.-C. Lin, W.-C. Chou. «Radiative recombination of indirect exciton in type-II ZnSeTe/ZnSe multiple quantum wells». *Journal of Luminescence* **131**, 956 (2011).
46. E.R. Glaser, B.R. Bennett, B.V. Shanabrook, R. Magno. «Photoluminescence studies of self-assembled InSb, GaSb, and AlSb quantum dot heterostructures». *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3614 (1996).
47. F. Hatami, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, F. Heinrichsdorff, R. Heitz, J. Böhrer, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. «Carrier dynamics in type-II GaSb/GaAs quantum dots». *Phys. Rev. B* **57**, 4635 (1998).
48. D. Alonso-Álvarez, B. Alén, J.M. García, J.M. Ripalda. «Optical investigation of type II GaSb/GaAs self-assembled quantum dots». *Appl. Phys. Lett.* **91**, 263103 (2007).
49. J.S. Ng, H.Y. Liu, M.J. Steer, M. Hopkinson, J.P.R. David. «Photoluminescence beyond 1.5 μm from InAs quantum dots». *Microelectronics Journal* **37**, 1468 (2006).
50. C.Y. Jin, H.Y. Liu, S.Y. Zhang, Q. Jiang, S.L. Liew, M. Hopkinson, T.J. Badcock, E. Nabavi, D.J. Mowbray. «Optical transitions in type-II InAs/GaAs quantum dots covered by a GaAsSb strain-reducing layer». *Appl. Phys. Lett.* **91**, 021102 (2007).
51. M. Larsson, A. Elfving, P.O. Holtz, G.V. Hansson, W.-X. Ni. «Spatially direct and indirect transitions observed for Si/Ge quantum dots». *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4785 (2003).

52. Y. Gu, I.L. Kuskovsky, M. van der Voort, G.F. Neumark, X. Zhou, M.C. Tamargo. «Zn-Se-Te multilayers with submonolayer quantities of Te: Type-II quantum structures and isoelectronic centers». *Phys. Rev. B* **71**, 045340 (2005).
53. C.H. Wang, T.T. Chen, K.W. Tan, Y.F. Chena, C.T. Cheng, P.T. Chou. «Photoluminescence properties of CdTe/CdSe core-shell type-II quantum dots». *J. Appl. Phys.* **99**, 123521 (2006).
54. W.-H. Lin, K.-W. Wang, S.-Y. Lin, M.-C. Wu. «Long-wavelength electroluminescence of InGaAs-capped type-II GaSb/GaAs quantum-rings at room temperature». *Journal of Crystal Growth* **378**, 571 (2013).
55. D. Bimberg, R. Bauer, D. Oertel, J. Mycielski, K.-H. Goetz, M. Razeghi. «Recombination of carriers confined at $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ and $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}_{0.5}\text{P}_{0.5}/\text{InP}$ interfaces». *Physica B* **134**, 399 (1985).
56. A.A. Maksimov, S.V. Zaitsev, I.I. Tartakovskii, V.D. Kulakovskii, D.R. Yakovlev, W. Ossau, M. Keim, G. Reuscher, A. Waag, G. Landwehr. «Kinetics of radiative recombination in strongly excited ZnSe/BeTe superlattices with a type-II band alignment». *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1231 (1999).
57. D.R. Yakovlev, J. Puls, G.V. Mikhailov, G.V. Astakhov, V.P. Kochereshko, W. Ossau, J. Nürnberger, W. Faschinger, F. Henneberger, G. Landwehr. «Charged Exciton Dynamics in ZnSe/ZnMgSSe QWs». *Phys. Stat. Sol (a)* **178**, 501 (2000).
58. J. Haetty, E.H. Lee, H. Luo, A. Petrou, J. Warnock. «Type-I and Type-II Interband Transitions in CdSe/ZnTe Quantum Well Structures». *Sol. Stat. Commun.* **108**, 205 (1998).
59. J. Feldmann, R. Sattmann, E.O. Gobel, J. Kuhl, J. Hebling, K. Ploog, R. Muralidharan, P. Dawson, C.T. Foxon. «Subpicosecond Real-Space Charge Transfer in Type-II GaAs/AlAs Superlattices». *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1892 (1989).

60. B.K. Ridley. «Electron scattering by confined LO polar phonons in a quantum well». *Phys. Rev. B* **39**, 5282 (1989).
61. R. Akimoto, K. Akita, F. Sasaki, S. Kobayashi. «Short-wavelength ($\lambda < 2 \mu\text{m}$) intersubband absorption dynamics in ZnSe/BeTe quantum wells». *Appl. Phys. Lett.* **80**, 2433 (2002).
62. D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, C.A. Burrus. «Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect». *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2173 (1984).
63. В.В. Соловьев, И.В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Дитче. «Кинетика не прямой электрон-дырочной рекомбинации в широкой одиночной квантовой яме в сильном электрическом поле». *Письма в ЖЭТФ* **84**, 256 (2006).
64. S.V. Zaitsev, A.A. Maksimov, V.D. Kulakovskii, I.I. Tartakovskii, D.R. Yakovlev, W. Ossau, L. Hansen, G. Landwehr, A. Waag. «Interface properties and in-plane linear photoluminescence polarization in highly excited type-II ZnSe/BeTe heterostructures with equivalent and nonequivalent interfaces». *J. Appl. Phys.* **91**, 652 (2002).
65. S.V. Zaitsev, A.A. Maksimov, P.S. Dorozhkin, V.D. Kulakovskii, I.I. Tartakovskii, D.R. Yakovlev, W. Ossau, L. Hansen, G. Landwehr, A. Waag. «Electric-field effects on the radiative recombination in type-II ZnSe/BeTe heterostructures with equivalent and nonequivalent interfaces». *Phys. Rev. B* **66**, 245310 (2002).
66. A.A. Maksimov, S.V. Zaitsev, P.S. Dorozhkin, V.D. Kulakovskii, I.I. Tartakovskii, D.R. Yakovlev, W. Ossau, L. Hansen, G. Landwehr, A. Waag. «Interface Properties and in-Plane Linear Photoluminescence Polarization in Highly Excited Type-II ZnSe/BeTe Heterostructures». *Phys. Stat. Sol. (b)* **229**, 35 (2002).
67. A.V. Platonov, V.P. Kochereshko, E.L. Ivchenko, G.V. Mikhailov, D.R. Yakovlev, M. Keim, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr. «Giant Electro-optical Anisotropy in Type-II Heterostructures». *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3546 (1999).

68. R. Sakamoto, T. Kohno, T. Kamiyoshi, M. Inoue, S. Nakajima, H. Hayashi. «Optical analysis of hot carrier distribution and transport properties in InP/AlInAs type II heterostructures». *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 8271 (1992).
69. M.P. Mikhailova, G.G. Zegrya, K.D. Moiseev, Yu.P. Yakovlev. «Interface electroluminescence of confined carriers in type-II broken-gap p-GaInAsSb/p-InAs single heterojunction». *Solid-State Electronics* **40**, 673 (1996).
70. W. Langbein, M. Hetterich, C. Klingshirn. «Many-body effects and carrier dynamics in CdSe/Cds Stark superlattices». *Phys. Rev. B* **51**, 9922 (1995).
71. G. Landwehr, D.R. Yakovlev, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, A. Waag. «Optical anisotropy of surface-emitting ZnSe/BeTe LEDs». *Superlattices and Microstructures* **27**, 515 (2000).
72. M.W. Cho, S.K. Hong, J.H. Chang, S. Saeki, M. Nakajima, T. Yao. «MBE grown BeTe and ZnBeTe films as a new p-contact layer of ZnSe-based II-VI lasers». *Journal of Crystal Growth* **214/215**, 487 (2000).
73. W. Uhring, C.V. Zint, P. Summ, B. Cunin. «Very high long-term stability synchroscan streak camera». *Review of Scientific Instruments* **74**, 2646 (2003).
74. A. Vinattieri, J. Shah, T.C. Damen, D.S. Kim, L.N. Pfeiffer, L.J. Sham. «Picosecond dynamics of resonantly-excited excitons in GaAs quantum wells». *Sol. Stat. Commun.* **88**, 189 (1993).
75. A. Vinattieri, J. Shah, T.C. Damen, D.S. Kim, L.N. Pfeiffer, M.Z. Maialle, L.J. Sham. «Exciton dynamics in GaAs quantum wells under resonant excitation». *Phys. Rev. B* **50**, 10868 (1994).
76. G. Bastard, J.A. Brum, R. Ferreira. «Electronic States in Semiconductor Heterostructures». *Solid State Physics* **44**, 348 (1991).
77. D. Kranzer. «Mobility of Holes of Zinc-Blende III-V and II-VI Compounds». *Phys. Stat. Sol. (a)* **26**, 11 (1974).

78. D.R. Herrick. «Construction of bound states in the continuum for epitaxial heterostructure superlattices». *Physica B* **85**, 44 (1977).
79. Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин. *Оптические свойства наноструктур* («Наука», Санкт-Петербург, 2001), стр. 89.
80. I. Yamakawa, Y. Akanuma, R. Akimoto, A. Nakamura. «Scanning-tunneling-microscopy observation of heterojunctions with a type-II band alignment in ZnSe/BeTe multiple quantum wells». *Appl. Phys. Lett.* **86**, 153112 (2005).
81. M.K. Kneip, D.R. Yakovlev, M. Bayer, A.A. Maksimov, I.I. Tartakovskii, D. Keller, W. Ossau, L.W. Molenkamp, A. Waag. «Spin-lattice relaxation of Mn ions in ZnMnSe/ZnBeSe quantum wells measured under pulsed photoexcitation». *Phys. Rev. B* **73**, 045305 (2006).
82. J. Debus, A.A. Maksimov, D. Dunker, D.R. Yakovlev, I.I. Tartakovskii, A. Waag, M. Bayer. «Dynamical control of Mn spin-system cooling by photogenerated carriers in a (Zn,Mn)Se/BeTe heterostructure». *Phys. Rev. B* **82**, 085448 (2010).
83. M.G. Tyazhlov, V.D. Kulakovskii, A.I. Filin, D.R. Yakovlev, A. Waag, G. Landwehr. «Mn spin domains in highly photoexcited (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te quantum wells». *Phys. Rev. B* **59**, 2050 (1999).
84. J.K. Furdyna. «Diluted magnetic semiconductors». *J. Appl. Phys.* **64**, R29 (1988).
85. M.K. Kneip, D.R. Yakovlev, M. Bayer, A.A. Maksimov, I.I. Tartakovskii, D. Keller, W. Ossau, L.W. Molenkamp, A. Waag. «Direct energy transfer from photocarriers to Mn-ion system in II-VI diluted-magnetic semiconductor quantum wells». *Phys. Rev. B* **73**, 035306 (2006).
86. D.R. Yakovlev, I.A. Merkulov. «Spin and Energy Transfer Between Carriers, Magnetic Ions, and Lattice». *Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors* («Springer», Berlin, 2010), pp. 263–303.

87. A.A. Maksimov, D.R. Yakovlev, J. Debus, I.I. Tartakovskii, A. Waag, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, M. Bayer. «Spin diffusion in the Mn^{2+} ion system of II-VI diluted magnetic semiconductor heterostructures». *Phys. Rev. B* **82**, 035211 (2010).
88. A.V. Akimov, A.V. Scherbakov, D.R. Yakovlev, I.A. Merkulov, M. Bayer, A. Waag, L.W. Molenkamp. «Multiple transfer of angular momentum quanta from a spin-polarized hole to magnetic ions in $Zn_{1-x}Mn_xSe/Zn_{1-y}Be_ySe$ quantum wells». *Phys. Rev. B* **73**, 165328 (2006).
89. S.A. Crooker, D.D. Awschalom, J.J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth. «Optical spin resonance and transverse spin relaxation in magnetic semiconductor quantum wells». *Phys. Rev. B* **56**, 7574 (1997).
90. G. Tränkle, H. Leier, A. Forchel, H. Haug, C. Ell, G. Weimann. «Dimensionality Dependence of the Band-Gap Renormalization in Two- and Three-Dimensional Electron-Hole Plasmas in GaAs». *Phys. Rev. Lett.* **58**, 419 (1987).
91. V.D. Kulakovskii, E. Lach, A. Forchel, D. Grützmacher. «Band-gap renormalization and band-filling effects in a homogeneous electron-hole plasma in $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ single quantum wells». *Phys. Rev. B* **40**, 8087 (1989).
92. C.F. Klingshirn. *Semiconductor Optics* («Springer», Berlin, 2012), p. 589.
93. S. Venkatachalam, Y.L. Jeyachandran, P. Sureshkumar, A. Dhayalraj, D. Mangalaraj, S.K. Narayandass, S. Velumani. «Characterization of vacuum-evaporated ZnSe thin films». *Materials Characterization* **58**, 794 (2007).
94. L. Ward. «Zinc Selenide (ZnSe), Zinc Telluride (ZnTe)». *Handbook of Optical Constants of Solids* («Academic Press», Waltham, 1991), pp. 737-758.
95. R. Dahmani, L. Salamanca-Riba, N.V. Nguyen, D. Chandler-Horowitz, and B. T. Jonker. «Determination of the optical constants of ZnSe films by spectroscopic ellipsometry». *J. Appl. Phys.*, **76**, 514 (1994).

96. A.A. Istratov, O.F. Vyvenko. «Exponential analysis in physical phenomena». *Review of Scientific Instruments* **70**, 1233 (1999).
97. V. Wagner, M. Becker, M. Weber, T. Füller, M. Korn, J. Geurts. «Raman and electroreflectance analysis of internal electric fields in ZnSe». *Thin Solid Films* **364**, 119 (2000).
98. V. Wagner, M. Becker, M. Weber, M. Korn, M. Keim, A. Waag, J. Geurts. «Electric field effects in ZnSe/BeTe superlattices». *Appl. Surf. Sci.* **166**, 30 (2000).
99. M. Vos, F. Xu, J.H. Weaver, H. Cheng. «Influence of metal interlayers on Schottky barrier formation for Au/ZnSe(100) and Al/ZnSe(100)». *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1530 (1988).
100. В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* («Наука», Москва, 1977), стр. 222.
101. U. Lunz, M. Keim, G. Reuscher, F. Fischer, K. Schüll, A. Waag, G. Landwehr. «Resonant electron tunneling in ZnSe/BeTe double-barrier, single-quantum-well heterostructures». *J. Appl. Phys.* **80**, 6329 (1996).
102. M. Th. Litz, F. Fischer, H.-J. Lugauer, M. Keim, U. Zehnder, W. Ossau, Th. Gerhard, R. Gall, A. Waag, G. Landwehr, M. Nagelstraßer, H.-P. Steinrück, Th. Walter, D. Gerthsen. «Be-chalcogenides: heteroepitaxy and interface properties». *Appl. Surf. Sci.* **123/124**, 429 (1998).
103. M. Nagelstrasser, H. Dröge, F. Fischer, T. Litz, A. Waag, G. Landwehr, H.-P. Steinrück. «Band discontinuities and local interface composition in BeTe/ZnSe heterostructures». *J. Appl. Phys.* **83**, 4253 (1998).
104. F. Bernardini, M. Peressi, V. Fiorentini. «Band offsets and stability of BeTe/ZnSe (100) heterojunctions». *Phys. Rev. B* **62**, R16302 (2000).

105. P. Rodríguez-Hernández, M. González-Díaz, A. Munoz. «First principles calculations of the band offset of the ZnSe/BeTe heterojunctions». Appl. Surf. Sci. **123/124**, 445 (1998).

106. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* («Мир», Москва, 1985), стр. 27.