

На правах рукописи

БРИЧКИН Андрей Сергеевич

**ВЛИЯНИЕ SP-D ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
НА ЭКСИТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ  
В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ  
КВАНТОВЫХ ЯМАХ И ТОЧКАХ**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Черноголовка

2010

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук  
Институт физики твёрдого тела РАН.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,  
профессор  
Кулаковский Владимир Дмитриевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
Долганов Владимир Карлович

Кандидат физико-математических наук  
Мельник Николай Николаевич

Ведущая организация: Физико-Технический Институт им. А.Ф.  
Иоффе Российской Академии Наук

Защита диссертации состоится «9» марта 2010 г.

В 10 ч. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 002.100.01 при  
Учреждении Российской академии наук Институт физики твёрдого тела  
РАН по адресу: 142432, г. Черноголовка, Московская Область, ИФТТ  
РАН, ул. Институтская, д.2

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН, по адресу:  
142432, г. Черноголовка, ул. Институтская, д.2

Автореферат разослан «5» февраля 2010 г.

Учёный секретарь диссертационного совета Доктор физико-математических наук  
Зверев В. Н.

© Бричкин А.С. 2009  
© ИФТТ РАН 2009  
© ИПХФ РАН 2009

## Общая характеристика работы

**Актуальность проблемы.** В последние годы большое внимание уделяется исследованию спиновой подсистемы экситонов и электронов в низкоразмерных полупроводниковых структурах [1]. Полумагнитные полупроводниковые гетероструктуры, благодаря широкой возможности манипулирования электронными и магнитными свойствами, являются перспективными объектами для спиновой электроники («спинтроники»), использующей в качестве носителя информации спиновые состояния носителей заряда [2]. Использование спинового состояния электронов и экситонов в квантовых точках (КТ) перспективно для реализации квантового бита (qubit) и квантовых вычислений, а также для создания магнитной и магнитооптической памяти [3]. Весьма интересными объектами исследования являются полумагнитные полупроводниковые КТ, позволяющие реализовать большую спиновую поляризацию носителей в слабых магнитных полях благодаря sp-d обменному взаимодействию между носителями заряда и ионами магнитных примесей.

Оптические исследования экситонных состояний в одиночных КТ в полупроводниковых наноструктурах с размерами КТ меньше боровского радиуса экситона в объёмном полупроводнике позволяют получить практически полную информацию об электрон-электронном и электрон-дырочном обменном взаимодействии, определяющих спиновую структуру данных состояний экситона.

Исследования одиночных полумагнитных КТ на момент начала данной работы были немногочисленны и, в основном, ограничены изучением основного состояния экситона в незаряженных КТ [4,5,6,7]. Обменное взаимодействие приводит к понижению энергии экситона и образованию экситонных магнитных поляронов (ЭМП). Тонкая структура экситонных состояний в КТ при этом не наблюдается из-за сильного уширения уровней вследствие флуктуаций намагниченности ионов магнитной примеси в области локализации носителя заряда [5,8,9]. Наличие магнитной примеси в широкозонных II-VI полупроводниках приводит также к радикальному уменьшению сигнала фотolumинесценции (ФЛ) из-за интенсивной безызлучательной рекомбинации экситонов на магнитных ионах [10,11]. Эти нежелательные эффекты можно в значительной мере подавить, если между немагнитной КТ из CdSe и полумагнитным ZnMnSe барьером поместить дополнительно тонкий немагнитный барьер из ZnSe, который приводит к уменьшению перекрытия волновых функций электрона и дырки в КТ с магнитными ионами в барьере. Варьируя толщину ZnSe слоя, можно реализовать условия, когда sp-d обменное взаимодействие спинов электронов (дырок) с магнитными ионами доминирует над электрон-дырочным обменным взаимодействием, а неоднородное уширение экситонных уровней становится меньше расщепления экситонных состояний в одиночных КТ вследствие обменного электрон-дырочного взаимодействия. Такие

условия были реализованы в данной работе, что позволило не только исследовать влияние sp-d обменного взаимодействия на энергию основного состояния экситона в нейтральных и заряженных КТ, но и детально изучить эффект этого взаимодействия на тонкую структуру.

Одним из наиболее широко исследуемых эффектов обменного взаимодействия в полумагнитных структурах является формирование ЭМП [12,13]. Несмотря на интенсивные исследования свойств ЭМП в полумагнитных полупроводниковых гетероструктурах [13,14], ряд вопросов, касающихся кинетики формирования и распада ЭМП, до настоящего времени так и не получил полного экспериментального прояснения. К их числу, в частности, относятся проблемы конкуренции механизмов магнитной и немагнитной локализации и сосуществования в гетероструктурах  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnS_ySe_{1-y}$  с квантовыми ямами (КЯ) и сверхрешётками типа II экситонных состояний с сильной и слабой магнитной локализацией [15,16].

Для определения природы этого явления в данной работе были исследованы множественные КЯ  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnS_xSe_{1-x}$ , характеризующиеся большими временами жизни экситонных состояний, что позволило исследовать ЭМП в квазиравновесных условиях и подробно изучить механизмы его формирования.

**Целью диссертационной работы** является экспериментальное исследование влияния эффекта sp-d обменного взаимодействия на энергию и тонкую структуру экситонных состояний в нейтральных и заряженных КТ в полумагнитных полупроводниковых структурах CdSe/ZnSe/ZnMnSe и на магнитную локализацию экситонов в полумагнитных гетероструктурах второго типа ZnMnSe/ZnSSe.

**Методы исследований.** Исследование эффекта sp-d обменного взаимодействия на экситонные состояния осуществлялось с помощью метода магнетофотolumинесценции. Исследовались линейно и циркулярно поляризованные спектры ФЛ КЯ и КТ в режиме непрерывного и импульсного лазерного возбуждения в магнитных полях до 12 Тл при гелиевых температурах. Для исследования спектров одиночных КТ на образцах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, с помощью фотолитографии и химического травления были приготовлены мезы с размером порядка 100 нм, содержащие всего несколько одиночных КТ.

**Научную новизну работы составляют следующие положения, выносимые на защиту:**

1) Исследована фотolumинесценция экситонов, локализованных в нейтральных и заряженных CdSe/ZnSe/ZnMnSe одиночных КТ в широком диапазоне температур и магнитных полей.

2) Показано, что величину  $sp-d$  обменного взаимодействия носителей заряда с ионами магнитной примеси в экситонных состояниях в полупроводниковых КТ можно варьировать путем изменения толщины немагнитного барьера между слоем КТ и магнитным барьером. Исследовано влияние  $sp-d$  обменного взаимодействия на тонкую структуру экситонных состояний в нейтральных и заряженных полумагнитных  $CdSe/ZnSe/ZnMnSe$  КТ в условиях, когда величины электрон-дырочного и  $sp-d$  обменного взаимодействий одного порядка.

3) В исследованиях экситонных состояний в нейтральных  $CdSe/ZnSe/ZnMnSe$  КТ с различной долей ( $\eta$ ) волновой функции экситона в полумагнитном барьере найдено, что:

(i) эффективный  $g$ -фактор экситона в магнитном поле в геометрии Фарадея ( $B||Oz$ ) имеет противоположный знак по сравнению с  $g$ -фактором в аналогичных немагнитных КТ и достигает значения  $g \sim 10$ , достаточного для наблюдения антикроссинга «светлых» и «тёмных» экситонных состояний в поле  $B < 10$  Тл.

(ii) в КТ с пониженной симметрией магнитные флуктуации приводят к увеличению расщепления линейно поляризованных «светлых» экситонных состояний и их частичной деполаризации в нулевом магнитном поле.

(iii) сильное увеличение спиновой релаксации между двумя «светлыми» экситонными состояниями ( $J=1$ ) наблюдается уже при  $\eta \sim 2\%$ , тогда как релаксация между состояниями с  $J=1$  и  $J=2$  остается пренебрежимо малой даже при  $\eta \sim 4\%$ .

(iv) резкое уменьшение квантового выхода излучения экситонов из-за их безызлучательной рекомбинации с возбуждением ионов  $Mn$  наступает при  $\eta \sim 4\%$ .

4) В исследованиях экситонных состояний в заряженных  $CdSe/ZnSe/ZnMnSe$  КТ найдено, что:

(i) увеличение  $\eta$  вплоть до  $\sim 4\%$  слабо влияет на скорость спиновой релаксации, однако при  $\eta \sim 4\%$  уже наблюдается заметное уменьшение квантового выхода излучения из-за роста скорости безызлучательной рекомбинации экситонов с возбуждением ионов  $Mn$ .

(ii) в отличие от нейтральных КТ, магнитное поле  $B||Oz$  не ведёт к подавлению безызлучательной рекомбинации в основном спиновом состоянии триона ( $j_z=3/2$ ), однако подавляет её в возбужденном спиновом состоянии триона ( $j_z=-3/2$ ), что в условиях малой скорости спиновой релаксации дырок приводит к доминированию в сильном магнитном поле излучения из возбужденного состояния триона.

5) Обнаружена сильная зависимость скорости безызлучательной рекомбинации экситонов в  $CdSe/ZnSe/ZnMnSe$  КТ от направления магнитного поля. Получены правила отбора для спин-зависимой безызлучательной рекомбинации в КТ в магнитном поле. Показано, что безызлучательная рекомбинация экситонов с возбуждением иона  $Mn$  разрешена при условии сохранения проекции на ось  $Oz$  суммарного спина системы «экситон + ион  $Mn$ ». Рост квантового выхода излучения светлых

экситонов в поле  $B||Oz$  обусловлен вымораживанием спинов  $Mn$  в состоянии с  $S_z=-5/2$ . Низкая квантовая эффективность излучения в поле  $B \perp Oz$  связана со смешиванием экситонных состояний с разной проекцией спина.

6) В гетероструктурах  $ZnMnSe/ZnSSe$  с КЯ типа II в магнитном поле в геометрии Фарадея и Фойгта изучена динамика формирования ЭМП. Найдены зависимости радиуса локализации и энергии локализации ЭМП от магнитного поля. Проанализированы вклады от магнитной и немагнитной локализации дырок в ЭМП. Найдено, что локализация фотовозбуждённых дырок идёт по двум каналам: сильная магнитная локализация в центре  $ZnMnSe$  КЯ и слабая - на её границе.

**Научная и практическая ценность работы** определяется полученными новыми экспериментальными результатами дающими информацию об энергетической структуре нейтральных и заряженных экситонов в одиночных КТ и поляронном эффекте в КЯ типа II. Эти результаты важны не только для более глубокого понимания фундаментальных вопросов физики низкоразмерных полумагнитных полупроводниковых структур, но и с точки зрения практического применения при разработке приборов в области спиновой электроники.

**Апробация работы.** Результаты представленных в диссертационной работе исследований докладывались на всероссийских и международных конференциях: «12th International Conference on II-VI Compounds» (Warsaw, Poland 2005); «VII Российская конференция по физике полупроводников» (г. Москва, 2005); «28<sup>th</sup> International Conference on Physics of Semiconductors» (Vienna, Austria, 2006); «Международный Российско-Швейцарский Семинар» (Москва, 2006); «15th International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology”» (Novosibirsk, Russia, 2007); «VIII Российская конференция по физике полупроводников» (Екатеринбург, 2007); «16th International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology”» (Vladivostok, Russia, 2008); «17th International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology”» (Minsk, Belarus, 2009); «14th International Conference on II-VI Compounds» (St Petersburg, Russia 2009)

**Публикации.** По теме диссертации опубликовано 5 печатных работ.

**Личный вклад автора** в экспериментальные работы, выполненные в соавторстве, состоял в его участии в постановке задач, разработке методик, проведении экспериментов, обработке и интерпретации результатов.

**Структура и объём диссертации.** Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объём диссертации составляет \_\_\_\_\_ страниц, включая \_\_\_ рисунков.

## Содержание диссертации

**Во введении** объясняется выбор темы диссертации, обосновывается её актуальность и научная новизна, сформулированы цели и задачи работы, описана структура диссертации и её содержание.

**В Главе I** приведен обзор литературы по вопросам, рассматриваемым в диссертации.

В разделе 1.1 дано общее определение понятия полумагнитных полупроводников, описывается поведение намагниченности системы ионов Mn во внешнем магнитном поле. Рассматривается механизм обменного взаимодействия между спинами носителей заряда и ионами магнитной примеси. Приводится математический аппарат для описания обменного взаимодействия в приближении «эффективного обменного поля».

В разделе 1.2 описываются различные типы гетероструктур на основе полумагнитных полупроводников, изготавливаемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Детально обсуждаются особенности приготовления самоорганизующихся полумагнитных КТ и методики их экспериментального исследования.

Раздел 1.3 посвящен магнитным поляронам (МП). Обсуждаются различные типы МП: автолокализованный (свободный) МП, связанный МП, локализованный МП. Описываются два качественно различных режима поляронного состояния: коллективный и флуктуационный режимы МП. Отдельно рассматривается экситонный магнитный полярон (ЭМП), подробно изучаемый в данной работе. Описана временная иерархия процессов формирования МП: энергетическая релаксация неравновесного фотовозбуждённого экситона, установление стартовой корреляции между спином экситона и мгновенным магнитным моментом системы ионов Mn, релаксация спинов Mn в обменном поле экситона (формирование ЭМП) и, наконец, рекомбинация ЭМП.

В разделе 1.4 описываются оптические свойства экситонов в КТ. Рассматривается энергетическая структура оптических переходов в изотропных и анизотропных КТ и поляризационные характеристики оптического излучения экситонов и трионов в продольном и поперечном магнитном поле.

**Во второй главе** приводится описание экспериментальных методик, структуры исследуемых образцов и используемого криогенного и оптического оборудования. Приведена методика измерения фотолюминесценции одиночных КТ при температуре около 2 К и магнитных полях до 12 Тл в геометрии Фарадея и Фойгта, а также методика селективного химического травления. Приведены оптические схемы эксперимента по возбуждению и детектированию сигнала ФЛ в двух режимах: в первом случае образцы возбуждались непрерывным

излучением лазера, а во втором - использовалось импульсное возбуждение и спектры записывались с временным разрешением. Образцы были изготовлены в Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе (г. Санкт-Петербург) В диссертации приведены параметры измеряемых структур, а также технология их приготовления. Используемая экспериментальная методика впервые позволила наблюдать, спектрально разрешить и идентифицировать зеемановские компоненты в спектрах излучения экситонов в отрицательно заряженных и нейтральных одиночных полумагнитных КТ.

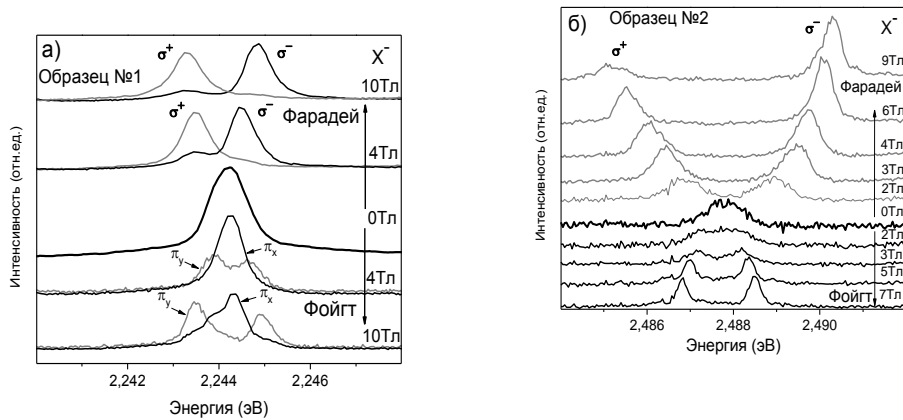
**Третья глава** посвящена исследованию экситонных состояний в однократно заряженных полумагнитных КТ. В работе исследованы спектры излучения одиночных полумагнитных CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ, содержащих один электрон, и проведено сравнение магнитооптических свойств исследуемых КТ со свойствами аналогичных немагнитных CdSe/ZnSe КТ [17].

Были исследованы КТ в двух образцах CdSe/ZnSe/ZnMnSe с различной толщиной промежуточного немагнитного ZnSe барьера (2 нм в образце №1 и 1.5 нм в образце №2) и оценена величина обменного взаимодействия, которая определяется долей волновых функций электронов и дырок ( $\eta$ ) в полумагнитном барьере.

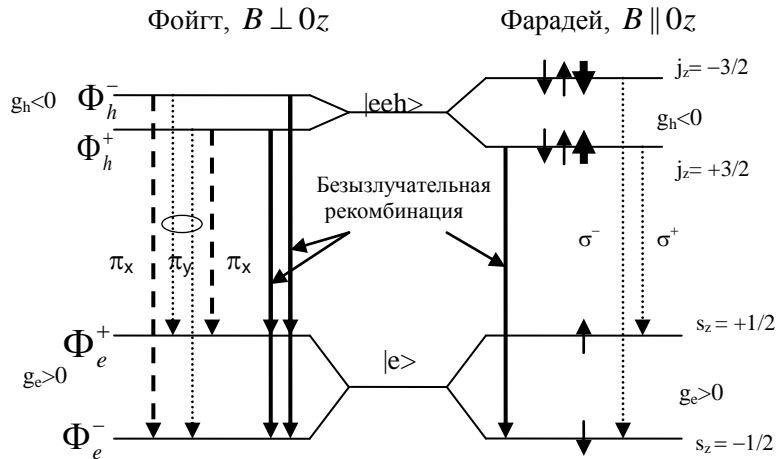
При локализации экситона в отрицательно заряженной КТ два электрона образуют спиновой синглет, и только одна частица (дырка) обладает неспаренным спином, поэтому обменное расщепление триона в основном состоянии отсутствует, и в спектре излучения в отсутствие магнитного поля наблюдается одиночная неполяризованная линия (рис. 3.1).

В магнитном поле состояние триона расщепляется на дублет. Также на дублет расщепляется и конечное состояние экситонного перехода – электрона в КТ, поэтому максимальное число зеемановских компонент равно четырём (рис. 3.2).

В магнитном поле в геометрии Фарадея ( $\mathbf{B}||\mathbf{Oz}$ ) в спектре излучения наблюдаются две циркулярно поляризованные компоненты ( $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ ), поляризация которых противоположна наблюдающейся в немагнитных КТ [18]. Вклад в эффективный g-фактор дырки, обусловленный p-d обменным взаимодействием, является доминирующим, несмотря на относительно небольшое проникновение волновых функций носителей в полумагнитный барьер. В результате g-фактор триона, равный g-фактору дырки, становится отрицательным, и в эксперименте наблюдается обратная по сравнению с немагнитными КТ последовательность зеемановских компонент.



**Рис.3.1** Спектры ФЛ трионов ( $X^-$ ), локализованных в одиночных КТ в образцах №1 (а) и №2 (б) с разным проникновением волновой функции в полумагнитный барьер. Одиночная трионная линия в продольном магнитном поле  $B||Oz$  расщепляется на две циркулярно поляризованные компоненты, причём в образце №2 верхняя по энергии ( $\sigma^-$ ) компонента доминирует в больших полях. В поперечном магнитном поле в образце №1 наблюдаются все 4 зеемановских компоненты, а в образце №2 из-за быстрой спиновой релаксации дырок только две.



**Рис.3.2** Схема переходов в трионе  $X^-$  в магнитном поле в геометриях Фарадея и Фойгта. Пунктиром отмечены разрешенные оптические переходы в различных поляризациях, а сплошными стрелками – разрешенные безызлучательные переходы. Их порядок зависит от знаков и величин g-факторов.

В образце №1 в магнитном поле в геометрии Фойгта ( $B \perp Oz$ ) одиночная линия излучения триона расщепляется на четыре линейно поляризованные компоненты со степенью линейной поляризации более 90% (рис. 3.1а). Их поляризация не зависит от направления магнитного поля и полностью определяется симметрией потенциала в КТ. Такое поведение аналогично наблюдавшемуся ранее в немагнитных КТ [17,19]. Это свидетельствует о существенной анизотропии потенциала в CdSe/ZnSe КТ, приводящей к смешиванию состояний тяжёлых дырок с  $j_z=3/2$  с состояниями отщепленных лёгких дырок  $j_z=1/2$ . Сильная анизотропия потенциала в CdSe/ZnSe КТ, отсутствующая в InGaAs КТ, была объяснена наличием упругих деформаций в плоскости роста [17].

Для измерения времени жизни заряженных экситонов была исследована кинетика излучения при импульсном пикосекундном возбуждении. Затухание линии ФЛ трионов в образце №1 имеет экспоненциальный характер с временем затухания  $\sim 350$  пс. Это время почти не изменяется в магнитном поле, как для основного, так и для возбужденного состояний. Найденное время жизни трионов близко к их времени жизни в немагнитных КТ ( $\sim 500$  пс) [20], т.е взаимодействие носителей в КТ с ионами Mn в барьере в CdSe/ZnSe/ZnMnSe приводит к относительно слабой безызлучательной рекомбинации, и не ведёт к заметному увеличению скорости спиновой релаксации, хотя обменный вклад в g-фактор дырок заметно превышает его величину в немагнитных КТ.

В образце №2 (рис.3.1б) с большей величиной проникновения волновых функций носителя в область ZnMnSe барьера квантовый выход излучения экситонов в заряженных КТ в нулевом магнитном поле почти на порядок меньше, чем в образце №1, т.е. безызлучательный канал рекомбинации экситонов в заряженных КТ в этом образце становится доминирующим.

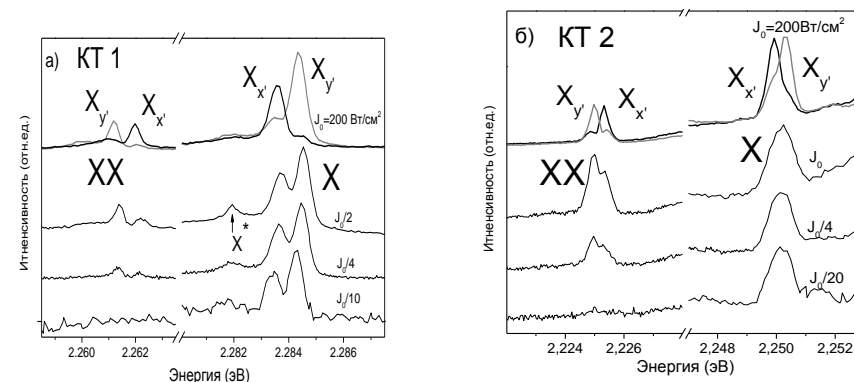
В магнитном поле в геометрии Фарадея в спектрах излучения трионов в КТ в образце №2 наблюдается существенный рост интенсивности верхней по энергии  $\sigma^-$  компоненты, вместо ожидаемого её уменьшения вследствие спиновой релаксации дырки в основное состояние (рис.3.1б). Такое поведение излучения трионов обусловлено двумя факторами: запретом безызлучательной рекомбинации из состояний триона с  $j_z=-3/2$  и малой эффективностью спиновой релаксации дырок в трионе, требующей большого изменения момента дырок  $\Delta j_z=3$ .

В геометрии Фойгта в образце №1 интенсивности всех зеемановских компонент остаются одинаковыми во всех магнитных полях. В образце №2 остается дублетная структура линии излучения триона, отвечающая переходам из основного состояния триона. Расщепление компонент в геометрии Фойгта связано с расщеплением электронного уровня в конечном состоянии. Быстрая спиновая релаксация дырок в этом случае обеспечивается благодаря смешиванию состояний дырок с  $j_z=3/2$  и  $-3/2$ .

По величинам расщепления линий излучения в магнитном поле определено отношение вкладов в эффективные  $g$ -факторы дырок  $g_h$  и электронов  $g_e$  связанных с обменным взаимодействием. В обоих образцах оно составляет примерно 4:1, что почти совпадает с отношением  $p$ - $d$  и  $s$ - $d$  обменных констант в объёмном ZnMnSe [13], т.е. доли волновых функций электрона и дырки, находящиеся в удалённом ZnMnSe барьере совпадают. Произведена оценка величины проникновения квадрата волновой функции носителей ( $\eta_{e,h}$ ) в ZnMnSe полумагнитный барьер, она составляет примерно 2% и 4% в образцах №1 и 2, соответственно.

**Четвёртая глава** посвящена исследованию экситонных состояний в нейтральных полумагнитных КТ. В работе исследованы спектры излучения экситонов в одиночных незаряженных полумагнитных CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ и проведено сравнение магнитооптических свойств исследуемых КТ со свойствами аналогичных немагнитных CdSe/ZnSe КТ [18].

На рис. 4.1 представлены спектры ФЛ двух одиночных КТ в образце №1 при разных плотностях возбуждения в отсутствие внешнего магнитного поля. Излучению «светлого» экситона с моментом  $J=1$  отвечает дублет  $X$  со взаимно перпендикулярной линейной поляризацией компонент, а возгорающийся с увеличением плотности возбуждения дублет  $XX$ , расположенный примерно на 23-25 мэВ ниже линии  $X$ , соответствует разрешенным переходам из биэкситонного синглетного состояния с  $J=0$  в экситонные состояния с  $J=1$ . Расщепление экситонной линии свидетельствует о том, что симметрия исследуемых КТ ниже, чем  $D_{2d}$ , а ориентация поляризации вдоль осей кристалла  $[110]$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$  указывает на то, что КТ вытянуты вдоль одной из осей кристалла  $\{110\}$  [17]. Обратная по отношению к экситонной линии энергетическая последовательность линейно поляризованных компонент биэкситонной линии хорошо согласуется с правилами отбора для экситонных переходов в КТ [18]. Наблюдаемая в спектре линия  $X^*$  (рис.4.1а) соответствует излучению «тёмного» экситона с полным моментом  $J=2$ . Такие переходы являются запрещёнными в КТ с симметрией  $C_s$  и выше, но поскольку данное экситонное состояние является нижайшим по энергии, для проявления его в спектре излучения достаточно относительно небольшой анизотропии формы КТ, понижающей симметрию КТ ниже  $C_s$  и, как следствие, приводящей к подмешиванию состояний с  $J=1$  в компоненту с  $J=2$  [21].



**Рис.4.1** Спектры ФЛ экситонов ( $X$ ) и биэкситонов ( $XX$ ) из двух различных одиночных КТ CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ1 (а) и КТ2 (б) образца №1, записанные при различных плотностях оптического возбуждения в нулевом магнитном поле. Линии экситонной и биэкситонной ФЛ линейно поляризованы вдоль осей близких к  $[110]$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$  и с противоположным порядком компонент. В спектре КТ1 дополнительно наблюдается линия  $X^*$ , соответствующая излучению «тёмного» экситона.

В магнитном поле в геометрии Фарадея (рис.4.2а) две линейно поляризованные компоненты, соответствующие переходам из состояний «светлого» экситона, становятся циркулярно поляризованными. На «фиолетовом» краю линии излучения «тёмного» экситона формируется линия  $Z$ , которая с ростом магнитного поля сдвигается вверх по энергии и, по мере приближения к компоненте «светлого» экситона, резко увеличивается в интенсивности. В области  $B \sim 5$  Тл происходит антипересечение высокоэнергетичной компоненты «тёмного» экситона (линии  $Z$ ) с низкоэнергетичной  $\sigma^+$ -компонентой «светлого» экситона, при этом две компоненты обмениваются силами осциллятора.

В магнитном поле в геометрии Фойгта наблюдается резкий рост интенсивности излучения «тёмного» экситона с  $J=2$ , что связано с ростом подмешивания экситонных состояний с  $J=1$ . В большом магнитном поле в спектре излучения наблюдаются обе зеемановские компоненты «тёмного» экситона, которые так же, как и компоненты линии излучения «светлого» экситона с  $J=1$ , имеют взаимно перпендикулярную линейную поляризацию.

Наблюдающееся антипересечение  $\sigma^+$  поляризованных компонент «светлого» и «тёмного» экситона в геометрии Фарадея свидетельствует о том, что симметрия этой КТ ниже, чем  $C_s$ . В КТ с более высокой симметрией линия излучения «тёмного» экситона проявляется в спектре лишь в достаточно большом поле в геометрии Фойгта, когда подмешивание «светлого» экситонного состояния к «тёмному» вызвано понижением симметрии потенциала в КТ в магнитном поле в плоскости КЯ.

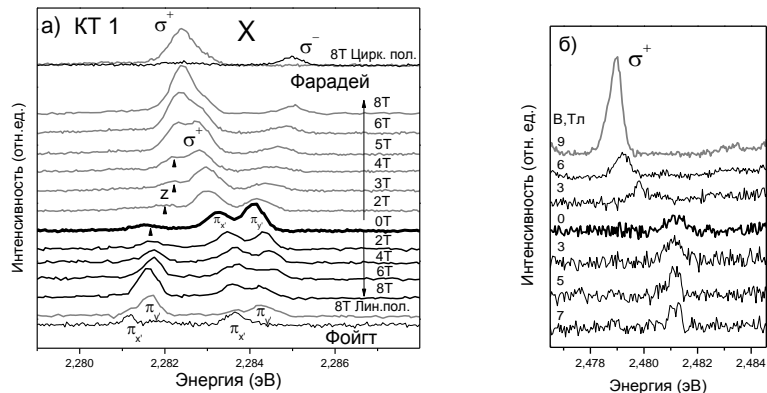


Рис. 4.2 Спектры излучения экситона в образцах №1 (а) и №2 (б) в магнитном поле в геометрии Фарадея и Фойгта.

В образце №2 толщина промежуточного немагнитного барьера меньше, и соответственно, влияние обменного взаимодействия  $sp-d$  заметно больше. Линии излучения заметно уширены из-за влияния магнитных флуктуаций, а квантовый выход излучения на порядок ниже из-за сильного безызлучательного канала рекомбинации экситонов с возбуждением ионов Mn из состояния A в состояние T [10]. В результате, спектр излучения в отсутствие магнитного поля качественно изменяется: дублетная структура экситонной линии не разрешается, а линия излучения биекситона отсутствует в спектре вплоть до самых больших плотностей возбуждения.

В магнитном поле в геометрии Фарадея линия излучения экситонов сужается, и сдвигается в «красную» сторону, а её интенсивность заметно растёт. Линия становится практически полностью  $\sigma^+$  циркулярно поляризованной уже в поле 2 Тл, в отличие от образца №1 и  $\sigma^-$  компонента в магнитном поле не наблюдается (рис. 4.2б). Её отсутствие свидетельствует о том, что скорость спиновой релаксации экситонов в КТ больше скорости их рекомбинации. В геометрии Фойгта заметного изменения интенсивности излучения и энергетического сдвига не происходит, однако наблюдается существенное сужение линий.

Время жизни светлых экситонов с  $J=1$  в образце №1 близко к времени жизни экситонов в немагнитных КТ:  $\tau_1(5Тл) \sim \tau_1(0Тл) \sim 350$  пс [22]. Следовательно, канал безызлучательной рекомбинации экситонов с возбуждением ионов Mn в этом образце не эффективен из-за малого проникновения экситонной волновой функции в область ZnMnSe барьера. Кроме того, время спиновой релаксации экситонов в нижележащее состояние «тёмного» экситона, несмотря на появление дополнительных

каналов спин-флип рассеяния на ионах Mn также остается больше времени жизни «светлых» экситонов. Таким образом, магнитные флуктуации не приводят к ускорению спин-флипа в КТ отдельно одного электрона либо одной дырки.

В то же время, анализ изменения в магнитном поле  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  компонент линии излучения нейтрального экситона показывает, что магнитные флуктуации приводят к ускорению спиновой релаксации между двумя «светлыми» экситонными состояниями, т.е. вызывают ускорение одновременного спин-флипа электрона и дырки в экситоне. В большом магнитном поле в геометрии Фарадея безызлучательная рекомбинация запрещена для обоих оптически разрешённых экситонных переходов и отношение  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  компонент определяется только временами спиновой релаксации. С учетом пренебрежимо малой спиновой релаксации из «светлого» экситонного состояния в ниже расположенное «тёмное» состояние из отношения интенсивностей  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  компонент светлого экситона была получена оценка времени спиновой релаксации между двумя «светлыми» состояниями:  $t \sim 100$  пс.

В образце №2 рост интенсивности излучения из основного состояния «светлого» экситона с  $J_z=+1$ , в первую очередь, обусловлен исчезновением канала безызлучательной рекомбинации по мере выстраивания спинов Mn на нижнем спиновом уровне. С другой стороны, это возрастание свидетельствует также о том, что несмотря на увеличение доли волновой функции экситона в ZnMnSe до 4%, скорость спиновой релаксации из «светлого» экситонного состояния с  $J_z=+1$  в «тёмное» состояние с  $J_z=\pm 2$ , требующее переворота спина дырки или электрона, также остаётся относительно низкой, по крайней мере, сравнимой со скоростью излучательной рекомбинации.

Отсутствие излучения экситонов из возбуждённого состояния  $J_z=-1$  в магнитном поле свидетельствует о том, что уменьшение скорости безызлучательной рекомбинации с увеличением магнитного поля для этого состояния с избытком компенсируется ростом скорости спиновой релаксации.

Магнитное поле в геометрии Фойгта слабо влияет на интенсивность излучения экситонов в нейтральных КТ. Основная причина заключается в том, что используемое магнитное поле до 12 Тл в плоскости КТ не приводит к какому-либо запрету безызлучательной рекомбинации экситонов с возбуждением ионов Mn на всех четырех уровнях. Это связано с тем, что поле 12 Тл еще явно недостаточно для переориентации спина тяжёлой дырки в направлении магнитного поля [5].

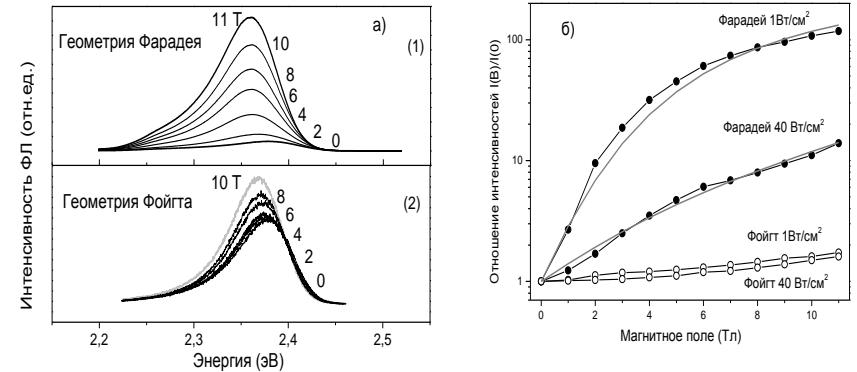
В низкосимметричных КТ электрон-дырочное обменное взаимодействие расщепляет экситонные состояния и делает их неэквивалентными для формирования ЭМП: энергия нижнего уровня «светлого» экситона понижается, а верхнего - повышается с ростом эффективного обменного поля. Средние энергии «светлого» экситона могут быть записаны в виде:  $\langle E_{1,G} \rangle = E_0 - \sqrt{(\delta_1/2)^2 + E_{fl}^2 + E_{MP}^2}$  и

$\langle E_{1,E} \rangle = E_0 + \sqrt{(\delta_1/2)^2 + E_{fl}^2}$ , где  $E_0$  - энергия в отсутствие обменного взаимодействия  $\delta_1$  - электрон-дырочное обменное расщепление,  $E_{fl}$  - вклад в энергию экситона, обусловленный  $sp-d$  обменным взаимодействием электронов и дырок с флуктуациями намагниченности, и  $E_{MP}$  - вклад, обусловленный  $sp-d$  обменным взаимодействием вследствие формирования ЭМП. Отклонение вектора намагниченности от плоскости КТ приводит к нарушению паритета состояний  $J_z=+1$  и  $J_z=-1$  в экситонной волновых функциях  $(|+1\rangle \pm |-1\rangle)/\sqrt{2}$  и появлению циркулярной компоненты в излучении экситонов. Формирование ЭМП приводит к появлению дополнительной намагниченности Mn в области волновой функции дырки в направлении, перпендикулярном плоскости КТ, что приводит к росту деполаризации излучения нижней компоненты. Степень линейной поляризации излучения нижней и верхней экситонных компонент в КТ1 равны 60% и 90%, соответственно. Это различие связано с формированием ЭМП в основном состоянии экситона. Оно отсутствует в биекситонном дублете, частичная деполаризация излучения которого обусловлена влиянием магнитных флуктуаций на энергию экситонов в конечном состоянии перехода.

**Пятая глава** посвящена изучению механизма безызлучательной рекомбинации экситонов в полумагнитных структурах, сопровождающейся процессом возбуждения иона Mn из основного состояния  $A_1$  с  $S=5/2$  в возбуждённые состояния  $T_1$  с  $S=3/2$ . В полупроводниках с запрещённой зоной  $E_g$ , превышающей энергию внутрицентрового электронного перехода в ионах  $Mn^{2+}$ ,  $E_{Mn} \sim 2.1$  эВ, ионы Mn оказываются эффективными центрами безызлучательной рекомбинации [10,23]. Магнито-ФЛ исследования КЯ и КТ в полумагнитных полупроводниках с  $E_g > 2.1$  эВ показали, что квантовая эффективность излучения сильно зависит от величины внешнего магнитного поля: сигнал ФЛ существенно (более чем на порядок величины) растёт в сильном магнитном поле, перпендикулярном плоскости КТ [24,25]. Этот эффект был объяснён в рамках модели спин-зависимой безызлучательной рекомбинации экситонов, сопровождающейся возбуждением ионов  $Mn^{2+}$ , согласно которой такая рекомбинация является запрещённой при полной ориентации спинов Mn вдоль магнитного поля [12].

Проведённые в данной работе исследования излучения экситонов в ансамбле CdMnSe/ZnSe КТ в магнитном поле в геометрии Фарадея и Фойгта выявили сильную зависимость квантовой эффективности экситонного излучения от направления внешнего магнитного поля. Было найдено, что магнитное поле, направленное параллельно плоскости образца, гораздо слабее влияет на квантовую эффективность излучения, чем магнитное поле, перпендикулярное плоскости образца. В поле  $B \parallel Oz$  наблюдается рост интенсивности

излучения до двух порядков величины, в то время как в поле  $B \perp Oz$  увеличение интенсивности не превышает 1.5 раза (рис.5.1). Такое поведение не описывается простой моделью, предложенной в работе [12], поэтому в данной работе правила отбора для передачи энергии от экситонов ионам  $Mn^{2+}$  при безызлучательной рекомбинации были проанализированы более детально.



**Рис.5.1** а) спектр ФЛ массива CdMnSe/ZnSe КТ в магнитном поле в геометрии Фарадея (1) и Фойгта (2) при плотности мощности лазерного возбуждения  $J = 40$  Вт/см<sup>2</sup>. б) зависимость отношения интенсивностей излучения  $I(B)/I(0)$  от величины магнитного поля в геометрии Фарадея и Фойгта, сплошная линия показывает результаты аппроксимации.

Основным состоянием электронов  $Mn^{2+}$  в d-оболочке в тетраэдрическом кристаллическом поле  $T_d$  является состояние  ${}^6A_1$  с полным спином  $S=5/2$  и полным моментом  $L=0$ , которое происходит из состояния  ${}^6S$  свободного иона Mn. Первое возбуждённое состояние  ${}^4T_1$  ( $S=3/2$ ) является триплетом, возникающим из  $(2L+1) \times (2S+1) = 9 \times 4$ -кратно вырожденного атомного уровня  ${}^4G(L=4)$  свободного иона, который в поле кристалла расщепляется на 4 мультиплета ( ${}^4T_1$ ,  ${}^4T_2$ ,  ${}^4E$  и  ${}^4A_2$ ). Следующим по энергии возбуждённым состоянием, расположенным на  $\sim 2$  мэВ выше является триплет  ${}^4T_2$ . Спин-орбитальное взаимодействие расщепляет состояния  ${}^4T_1$ ,  ${}^4T_2$  и  ${}^6A_1$  на наборы состояний  $\Gamma_6$ ,  $\Gamma_7$  и  $\Gamma_8$ , однако это расщепление очень мало ( $< 200$  мэВ) и им можно пренебречь [23].

В системе ион Mn + экситон в дисковидной одиночной КТ с невырожденной валентной зоной, безызлучательная рекомбинация, приводит к исчезновению экситона и возбуждению иона Mn из основного



состояния  ${}^6A_1$  в первое возбужденное состояние  ${}^4T_1$  со спином 3/2. Матричные элементы такого перехода могут быть представлены как рекомбинация электрон-дырочной пары с одновременным возбуждением одного d-электрона с уровня  $e$  на уровень  $t_2$ .

Из-за размерного квантования и анизотропной деформации уровни тяжёлых и лёгких дырок заметно расщеплены, поэтому состояние тяжёлой дырки характеризуется не только определённой проекцией полного момента  $j_z = \pm 3/2$ , но и проекцией спина  $s_z^h = \pm 1/2$ .

Детальный анализ показал, что безызлучательная рекомбинация экситонов с возбуждением иона Mn разрешена при условии сохранения проекции суммарного спина системы «экситон + ион Mn» на ось Oz:  $S_z = s_{Mn,z} + s_z = s'_{Mn,z} + s'_z = S'_z$ , где проекция спина экситона  $s_z = s_z^e + s_z^h$ ,  $s_z^e$  - спин электрона,  $s_z^h$  - проекция спина иона Mn. Из этого условия следует, что в поле  $B \parallel Oz$  запрещены безызлучательные переходы с участием «светлых» экситонов ( $J_z = \pm 1, s_z = 0$ ) и «тёмного» экситона с  $J_z = -2, s_z = -1$ , так как переходы  $|A_1(s_{Mn,z} = -5/2)\Psi_{ex}\rangle \rightarrow |T_{1i}(s'_z)\Psi_0\rangle$  требуют изменения проекции полного спина системы ( $\Delta S_z \geq 1$ ), тогда как переход  $|A_1(s_{Mn,z} = -5/2)\Psi_{ex}\rangle \rightarrow |T_{1i}(s_{Mn,z} = -3/2)\Psi_0\rangle$  с участием «тёмного» экситона ( $J_z = +2, s_z = +1$ ) - оказывается разрешенным (рис.5.2).

Поэтому в сильном магнитном поле, когда заселённость состояний иона Mn  ${}^6A_1$  с  $S_z \neq -5/2$  экспоненциально падает  $p \sim \exp(\mu_B g_{Mn} B(S_z + 5/2)/k_B T)$ , происходит подавление безызлучательной рекомбинации светлых экситонов, что приводит к сильному росту интенсивности ФЛ.

В поле  $B \perp Oz$  безызлучательная рекомбинация остается разрешенной из-за смешивания экситонных состояний, в результате которого спин дырки перестает быть хорошим квантовым числом. Небольшое увеличение интенсивности излучения в сильном поле  $B \perp Oz$  связано с частичным поворотом оси квантования экситонов в направлении магнитного поля, о чём свидетельствует монотонное увеличение линейной поляризации излучения до 20% в поле 10 Тл.

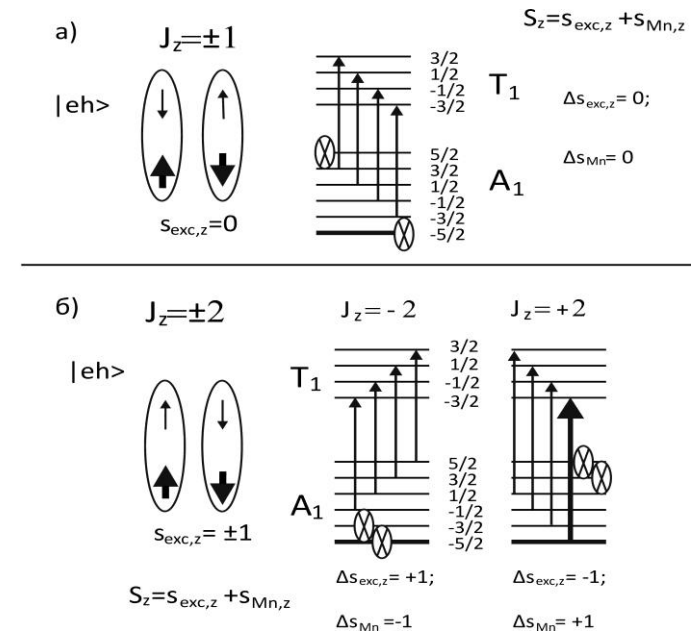


Рис.5.2 Схема процесса безызлучательной рекомбинации экситона с возбуждением иона Mn из состояний  ${}^6A_1$  ( $s_{Mn} = 5/2$ ) в возбуждённые состояния  ${}^4T_1$  ( $s_{Mn} = 3/2$ ) для «светлых» (а) и «тёмных» (б) экситонов. Безызлучательная рекомбинация экситонов с возбуждением иона Mn из основного состояния  ${}^6A_1$  с  $s_{Mn,z} = -5/2$  запрещена для «светлых» экситонов (с  $J_z = \pm 1$ ) и для «тёмных» экситонов с  $J_z = -2$  и разрешена только для «тёмных» экситонов с  $J_z = +2$ , для которых выполняется условие сохранения проекции суммарного спина системы «экситон + ион Mn».

**Шестая глава** посвящена изучению влияния sp-d обменного взаимодействия на электрон-дырочную систему в ZnMnSe/ZnSSe гетероструктурах с КЯ типа II, в которых электроны и дырки пространственно разделены: электроны локализованы в немагнитных ZnSSe КЯ, а дырки в полумагнитных ZnMnSe КЯ. Пространственное разделение носителей приводит к большим временам излучательной рекомбинации локализованных экситонов, что позволяет изучать обусловленный sp-d обменным взаимодействием магнитополяронный эффект в квазиравновесных условиях. Взаимодействие дырок, находящихся в полумагнитном ZnMnSe слое со спинами ионов Mn

приводит к выстраиванию спина последних вдоль направления спина дырки в КЯ, т.е. вдоль оси Oz, что в свою очередь ведёт к понижению энергии дырок и формированию экситонного магнитного полярона (ЭМП).

В спектрах излучения ZnMnSe/ZnSSe гетероструктур наблюдается излучение области ~ 2.805 эВ (линия X) и излучение в области ~ 2.785 эВ (линия ЭМП). В предыдущих исследованиях излучения ZnMnSe/ZnSSe гетероструктур эти линии были приписаны излучению слаболокализованных экситонов (X) и экситонных магнитных поляронов (ЭМП), соответственно [15,16]. Принадлежность линии излучения 2.785 эВ излучению ЭМП подтверждается исчезновением этой линии из спектра несмотря на большую величину энергии связи (~20 мэВ) уже при увеличении температуры до 20 К (kT~ 2 мэВ) [16]. Тепловое разрушение магнитных поляронов при столь низкой температуре обусловлено деполяризацией спинов ионов Mn [26]. При этом оставался открытым вопрос, почему часть дырок в полумагнитной КЯ образует сильнолокализованное поляронное состояние (линия ЭМП), а часть, ответственная за линию X – нет. Для выяснения причины такого поведения в настоящей работе исследованы кинетика нарастания и затухания излучения и соотношения между интенсивностями фоновых и бесфононных компонент линий излучения, что позволило оценить размеры и положение областей дырочной локализации в ЭМП и X состояниях.

Исследования нарастания интенсивности излучения при пикосекундном фотовозбуждении лазером с частотой 80 МГц показали, что в обеих исследованных структурах  $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnS_xSe_{1-x}$  ( $x = 0.1$  и  $0.16$ ) интенсивности линий X и ЭМП быстро растут в первые 30-40 пс после импульса возбуждения. С ростом плотности возбуждения относительная интенсивность линии ЭМП уменьшается из-за сильной сублинейной зависимости интенсивности линии ЭМП от плотности возбуждения. При дальнейшем увеличении времени задержки быстрое нарастание интенсивности линии ЭМП сменяется медленным ростом с характерным временем ~ 150 пс. Рост интенсивности продолжается вплоть до  $t \sim 300$ -400 пс, после чего интенсивность линии ЭМП начинает уменьшаться с временем затухания ~ 2 нс. Интенсивность же линии X начинает уменьшаться уже при  $t \sim 40$  пс, причём время её затухания примерно на порядок короче: 150 – 200 пс.

Рост интенсивностей линий X и ЭМП в первые 40 пс связан с релаксацией горячих фотовозбуждённых электронов и дырок соответственно в КЯ в ZnSSe и ZnMnSe. Поскольку формирование ЭМП требует более продолжительного времени, быстрое нарастание интенсивности излучения в области излучения равновесных ЭМП может быть связано с локализацией фотовозбуждённых дырок непосредственно в области нерелаксировавших магнитных поляронов, которые остались после рекомбинации экситонов в ЭМП, возбуждённых предыдущим лазерным импульсом. Время релаксации магнитного момента в таких поляронов определяется временем спин-решёточной релаксации [27] и

сравнимо со временем повторения импульсов возбуждения (~12 нс). Медленный процесс нарастания интенсивности линии ЭМП соответствует постепенному формированию магнитных поляронов благодаря магнитной локализации фотовозбуждённых дырок, сопровождающейся понижением энергии дырки. При этом линия излучения сначала формируется на низкоэнергетическом крыле линии X и постепенно сдвигается в красную сторону на величину около 15 мэВ. Красный сдвиг удовлетворительно описывается экспонентой с временем магнитной локализации около 150-200 пс.

Сильное различие во временах затухания линий ЭМП и X, достигающее порядка величины, свидетельствует о том, что магнитная локализация сопровождается заметным уменьшением перекрытия волновых функций электронов и дырок.

Во внешнем магнитном поле в геометрии Фарадея обе линии становятся циркулярно поляризованными. С ростом поля линии сдвигаются в сторону меньших энергий, причём линия X сдвигается заметно быстрее линии ЭМП. Более медленный сдвиг линии ЭМП обусловлен уменьшением энергии магнитной локализации экситонов за счёт ориентации спинов ионов Mn обменным полем носителя из-за частичной равновесной ориентацией спинов ионов Mn внешним магнитным полем. В геометрии Фарадея (B||Oz) величина красного сдвига при T=2 К насыщается в полях 5-7 Т, которое приводит к выстраиванию спинов ионов Mn вдоль магнитного поля. При этом линии X и ЭМП в спектре сливаются в одну линию и спектрально не разрешаются. В геометрии Фойгта сдвиг линий в красную сторону происходит значительно медленнее и не насыщается вплоть до B= 10 Тл.

Помимо двух бесфононных линий, в спектре излучения ZnMnSe/ZnSSe гетероструктур хорошо разрешаются LO-фононные повторения линии ЭМП. Относительная интенсивность первого фононного повторения  $I_{LO}/I_{NP}$  в нулевом магнитном поле в обоих образцах (с  $x_{Mn}=0.1$  и  $0.16\%$ ) достигает 18%. Величина  $I_{LO}/I_{NP}$  уменьшается с ростом магнитного поля. Из рис. 6.1 видно, что наиболее сильное уменьшение  $I_{LO}/I_{NP}$  наблюдается в образце A (10% Mn) в геометрии B||Oz (в ~3.5 раза при B=2 Тл и в ~8 раз при B=10 Тл). У линии X фононное повторение не разрешается на фоне линии ЭМП во всем интервале полей 0-10 Тл, выполненный анализ спектров показывает, что отношение  $I_{LO}/I_{NP}$  у линии X не превышает 2-3%.

Вероятность рекомбинации электронов с дырками с испусканием LO-фона зависит, в основном, от размера области дырочной локализации: отношение интенсивностей  $I_{LO}/I_{NP}$  обратно пропорционально радиусу дырочной локализации,  $r_{loc}$  [28]. Поэтому измерения отношения  $I_{LO}/I_{NP}$  позволяют оценить величину  $r_{loc}$  [29]. У линии ЭМП в нулевом магнитном поле  $I_{LO}/I_{NP} \sim 0.18$ . согласно работам [16,29] это значение соответствует величине  $r_{loc} \sim 3.5$  нм, что несколько меньше толщины ZnMnSe КЯ, составляющей 8 нм. В то время как очень малое отношение  $I_{LO}/I_{NP}$  ( $< 0.03$ ) у линии X свидетельствует о крайне слабой локализации рекомбинирующих носителей,  $r_{loc} > 20$  нм. Сильное уменьшение  $I_{LO}/I_{NP}$  у линии ЭМП в магнитном поле свидетельствует о быстром увеличении  $r_{loc}$  дырок в экситонном магнитном поляроне с ростом магнитного поля. Это увеличение связано с уменьшением магнитной локализации из-за поляризации спинов Mn внешним магнитным полем вдоль направления спина дырки. В условиях насыщения поляризации спинов Mn во внешнем магнитном поле  $B||Oz$ , которое, как отмечалось выше, при  $T=2$  К реализуется в полях  $B > 6$  Тл, остается только локализация дырок, обусловленная флуктуациями немагнитного потенциала. Влияние магнитного поля в плоскости КЯ на локализацию дырок существенно меньше, поскольку поле  $B \perp Oz$  влияет на энергию тяжёлых дырок только через подмешивание состояний лёгких дырок. Поэтому эффект от обменного взаимодействия тяжёлых дырок ( $j_z||Oz$ ) с ионами Mn, приводящего к отклонению полного эффективного поля в направлении оси Oz, оказывается существенным до больших полей. Из рис. 6.1 видно, что в этом случае магнитная локализация остается существенной вплоть до полей 10 Тл.

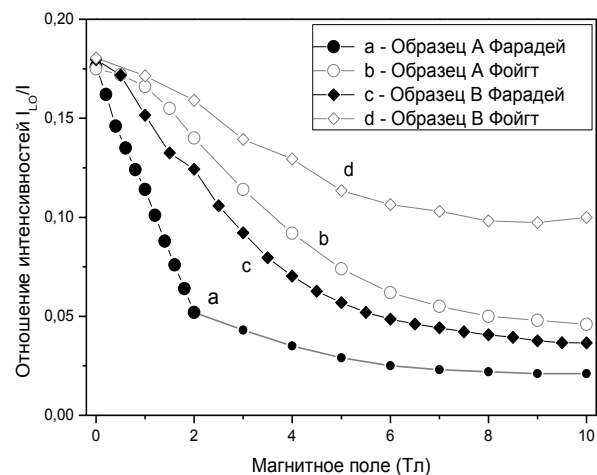


Рис 6.1 Отношение интенсивностей  $I_{LOmp}/I_{mp}$  однофотонного пика  $I_{LOmp}$  и бесфотонного пика  $I_{mp}$  для двух образцов в обеих конфигурациях магнитного поля. Для определения  $I_{LOmp}/I_{mp}$  в образце А в геометрии Фарадея в диапазоне полей 2-10 Тл использовались результаты аппроксимации (кривая «а», маленькие кружки)

В образце В с большей концентрацией Mn (16%) рост  $r_{loc}$  с ростом поля происходит медленнее и при  $B||Oz$  и при  $B \perp Oz$  вследствие более высокой эффективной температуры  $T_0$  и более сильной немагнитной локализации (антиферромагнитные поправки в  $T_0$  и флуктуации потенциала в ZnMnSe КЯ увеличиваются с ростом  $x$ ). В частности, из сравнения отношений  $I_{LO}/I_{NP}$  в образцах А и В в поле 10 Т, когда магнитная локализация подавлена, видно, что величина  $r_{loc}$  в образце В в два раза больше, чем в образце А.

Линию X, отвечающую рекомбинации слабо локализованных дырок, естественно связать с рекомбинацией электронов с дырками, локализуемыми вблизи границы ZnMnSe/ZnSSe, где из-за проникновения дырочной волновой функции в ZnSSe барьер сильно затруднена как немагнитная, так и магнитная локализация. В пользу такой интерпретации свидетельствует и относительно короткое время затухания излучения, которое лежит в пределах 200 пс, что близко к времени жизни пространственно неразделенных электрон-дырочных пар в КЯ типа I.

Линию ЭМП, отвечающую рекомбинации сильно локализованных дырок, естественно связать с рекомбинацией электронов с дырками, локализуемыми в центре ZnMnSe КЯ. Поскольку размер области магнитной локализации в нулевом магнитном поле  $2r_{loc} \sim 7$  нм несколько меньше толщины КЯ, магнитная локализация дырок обеспечивает пространственное разделение электронов и дырок и выражается в относительно большом времени их жизни, превышающем 2 нс. Увеличение электрического поля на границе ZnMnSe и ZnSSe с ростом плотности возбужденных электронов и дырок приводит к уменьшению величины волновой функции фотовозбужденных дырок в центре ZnMnSe КЯ и её увеличению на границе КЯ, что ведёт не только к увеличению скорости электрон-дырочной рекомбинации, но и к уменьшению вероятности дырочной локализации в центре КЯ. В результате в спектре излучения происходит перераспределение излучения в пользу рекомбинации электронов из ZnSSe КЯ с дырками, слабо локализованными вблизи границы КЯ.

**В заключении** сформулированы основные результаты исследований, выполненных в данной работе:

1) Исследовано влияние sp-d обменного взаимодействия на тонкую структуру экситонных состояний в нейтральных и заряженных полумагнитных CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ в условиях, когда величины электрон-дырочного и sp-d обменного взаимодействий одного порядка.

2) Найдено, что в нейтральных CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ с пониженной симметрией магнитные флуктуации приводят к увеличению расщепления линейно поляризованных «светлых» экситонных состояний и их частичной деполяризации в нулевом магнитном поле. В магнитном поле  $B||Oz$  взаимодействие носителей с ионами Mn приводит к сильному увеличению спиновой релаксации между двумя «светлыми» экситонными состояниями ( $J=1$ ) уже при доле волновой функции экситона в

полумагнитном барьере  $\eta \sim 2\%$ , тогда как релаксация между состояниями с  $J=1$  и  $J=2$  остаётся пренебрежимо малой даже при  $\eta \sim 4\%$ .

3) Найдено, что увеличение доли проникновения волновой функции носителей в полумагнитный барьер до  $\eta \sim 4\%$  приводит к существенному уменьшению квантового выхода излучения экситонов как в нейтральных, так и в заряженных КТ из-за роста скорости безызлучательной рекомбинации с возбуждением ионов Mn

4) Найдено, что в заряженных CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ, в отличие от нейтральных КТ, магнитное поле в геометрии Фарадея не ведёт к подавлению безызлучательной рекомбинации в основном спиновом состоянии триона, однако подавляет её в возбуждённом спиновом состоянии, что в условиях малой скорости спиновой релаксации дырок приводит к доминированию в сильном магнитном поле излучения из возбуждённого состояния триона.

5) Обнаружена сильная зависимость скорости безызлучательной рекомбинации экситонов в КТ от направления магнитного поля. Получены правила отбора для спин-зависимой безызлучательной рекомбинации в КТ в магнитном поле. Показано, что безызлучательная рекомбинация экситонов с возбуждением иона Mn разрешена при условии сохранения проекции на ось Oz суммарного спина системы «экситон + ион Mn». Рост квантового выхода излучения светлых экситонов в поле  $B \parallel Oz$  обусловлен вымораживанием спинов Mn в состоянии с  $S_z = -5/2$ . Низкая квантовая эффективность излучения в поле  $B \perp Oz$  связана со смешиванием экситонных состояний с разной проекцией спина.

6) В гетероструктурах ZnMnSe/ZnSSe с КЯ второго типа из анализа отношения интенсивностей  $I_{LOMP}/I_{MP}$  линии фононного повторения и бесфононной линии ЭМП найдена зависимость радиуса локализации ЭМП от магнитного поля в геометрии Фарадея и Фойгта. Найдено, что локализация фотовозбуждённых дырок идёт по двум каналам: сильная магнитная локализация в центре ZnMnSe КЯ и слабая - на её границе. Проанализированы вклады в формирование ЭМП от магнитной и немагнитной локализации.

### Список публикаций:

1. A. V. Chernenko, P. S. Dorozhkin, V. D. Kulakovskii, A. S. Brichkin, S. V. Ivanov and A. A. Toropov «Auger recombination of excitons in semimagnetic quantum dot structure in a magnetic field» Physical Review B 72, 045302 (2005)
2. P. S. Dorozhkin, A. S. Brichkin, V. D. Kulakovskii, A. V. Chernenko, S. V. Zaitsev, S. V. Ivanov, A. A. Toropov «Electron-hole complexes in individual semimagnetic quantum dots» Physica Status Solidi (a) V. 202, Issue 14, p.2609-2613 (2005)

3. А. С. Бричкин, А. В. Черненко, Е. А. Чехович, П.С. Дорожкин, В.Д. Кулаковский, С.В. Иванов, А.А. Торопов «Отрицательно заряженные экситоны в полумагнитных квантовых точках» CdSe/ZnSe/ZnMnSe» ЖЭТФ, Том 132, Вып. 2, стр. 426 (2007)

4. E. A. Chekhovich, A.S. Brichkin, A.V. Chernenko, V.D. Kulakovskii, I.V. Sedova, S.V. Sorokin, and S.V. Ivanov «Effect of sp-d exchange interaction on excitonic states in CdSe/ZnSe/ZnMnSe quantum dots» Phys.Rev. B 76, 165305 (2007)

5. Максимов А.А., Пашков А.В., Бричкин А.С., Кулаковский В.Д., Тартаковский И.И., Торопов А.А., Иванов С.В. «Долгоживущие локализованные магнитные поляроны в сверхрешётках второго типа ZnMnSe/ZnSSe» ЖЭТФ, Том 133, Вып. 6, стр. 1290 (2008)

### Список литературы:

- [1] D.D.Awschalom, D.Loss, N.Samarth *Semiconductor Spintronics and Quantum Computations*, Springer-Verlag, Berlin 2002.
- [2] P. Ball, Nature 404, 918 (2000).
- [3] S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova and D. M. Treger, Science 294, 1488 (2001).
- [4] A. Hundt, J.Puls F. Henneberger, Phys. Rev. B 69, 121309 2004
- [5] P. S. Dorozhkin, A. V. Chernenko, V. D. Kulakovskii, A. S. Brichkin, A. A. Maksimov, H. Schoemig, G. Bacher, A. Forchel, S. Lee, M. Dobrowolska and J. K. Furdyna, Phys. Rev. B 68, 195313 (2003).
- [6] J. Seufert, G. Bacher, M. Scheibner, A. Forchel, S. Lee, M. Dobrowolska, and J. K. Furdyna, Phys. Rev. Lett. 88, 027402(2001)
- [7] M.Bayer, G.Ortner, O.Stern, A.Kuther, A.A.Gorbunov, A.Forchel, P. Hawrylak, S. Fafard, K. Hinzer, T. L. Reinecke, S. N. Walck, J. P. Reithmaier, F. Klopff, and F. Schäfer, Phys. Rev. B 65, 195315(2002).
- [8] A. A. Maksimov, G. Bacher, A. McDonald, V. D. Kulakovskii, A. Forchel, C. R. Becker, G. Landwehr, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. B 62, R7767 (2000).
- [9] G. Bacher, A. A. Maksimov, H. Schömig, V. D. Kulakovskii, M.K. Welsch, A. Forchel, P. S. Dorozhkin, A. V. Chernenko, S.Lee, M. Dobrowolska, and J. K. Furdyna, Phys. Rev. Lett. 89, 127201-1 (2002)
- [10] S. Makowski, S. Lee, J. K. Furdyna, M. Dobrowolska, G. Prechal, W. Heiss, J. Kossut, and G. Karczewski, Phys.Stat.Sol(b) 229, 469 (2002).
- [11] M. Nawrocki, Yu. G. Rubo, J. P. Lascaray, and D. Coquillat, Phys. Rev. B 52, R2241 (1995)
- [12] P. A. Wolf, in *Semiconductors and Semimetals*, edited by J. K. Furdyna and J. Kossut (Academic, London, 1988), Vol. 25, p. 413.
- [13] J.K. Furdyna, J. Appl. Phys. 64, R29 (1988).
- [14] D. R. Yakovlev, G. Mackh, B. Kuhn-Heinrich, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr, R. Hellmann, and E. O. Göbel, Phys. Rev. B 52, p. 12033 (1995)

- [15] A.A. Toropov, Ya. V. Terent'ev, A.V. Lebedev, S.V. Sorokin, V.A. Kaygorodov, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, I.A. Buyanova, J.P. Bergman, B. Monemar, and W.M. Chen. *Phys. stat. sol. (c)*, v.1, pp. 847-850, (2004)
- [16] A. A. Toropov, Ya. V. Terent'ev, S. V. Sorokin, S. V. Ivanov, T. Koyama, K. Nishibayashi, A. Murayama, Y. Oka, J. P. Bergman, I. A. Buyanova, W. M. Chen, and B. Monemar, *Phys. Rev. B* **73**, 245335 (2006)
- [17] A.V.Kudinov, I.A. Akimov, Yu.G. Kusraev, and F. Henneberger *Phys. Rev B* **70**, 241305R(2004).
- [18] V.D.Kulakovskii, G.Bacher, R. Weigand, T.Kummell, A.Forchel, E.Borovitskaya, K.Leonardi and D. Hommel, *Phys.Rev.Lett.* **82**,1780 (1999).
- [19] Y. Leger, L. Besombes, L. Maingault, D. Ferrand, and H. Mariette, *Phys. Rev. B* **72**, 241309 (2005)
- [20] T. Flissikovskii, I.A. Akimov, A. Hundt and F. Henneberger *Phys.Rev. B* **68**,161309R (2003)
- [21] Е.Л. Ивченко, А.Ю. Каминский, *ФТТ* **37**, 1418(1995).
- [22] G. Bacher, R. Weigand, J. Seufert, V. D. Kulakovskii, N. A. Gippius, A. Forchel, K. Leonardi, and D. Hommel, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4417 (1999)
- [23] В. Ф. Агебян, *Физика Твёрдого Тела* **44**, 213 (2002)
- [24] C. S. Kim, M. Kim, S. Lee, J. Kossut, J. K. Furdyna, and M. Dobrowolska, *J. Cryst. Growth* **214/215**, 395 (2000)
- [25] P. R. Kratzert, J. Puls, M. Rabe, and F. Henneberger, *Appl.Phys.Lett.* **79**, 2814(2001)
- [26] G. Mackh, W. Ossau, D. R. Yakovlev, A. Waag, G. Landwehr, R. Hellmann and E. O. Göbel, *Phys. Rev. B* **49**, 10248 - 10258 (1994)
- [27] M. K. Kneip, D. R. Yakovlev, M. Bayer, A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, D. Keller, W. Ossau, L. W. Molenkamp, and A. Waag *Phys. Rev. B* **73**, 035305 (2006)
- [28] J. Kundrotas, A. Cerskus, S. Asmontas, G. Valusis, M. P. Halsall, E. Johannessen and P Harrison *Semicond. Sci. Technol.* **22** (2007)
- [29] A. L. Gurskii *Journal of Applied Spectroscopy*, Vol. 67, No. 1, (2000)