

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Ордена Ленина Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

УДК 538.958

на правах рукописи

Кудинов Алексей Валерьевич

**ЭФФЕКТЫ АНИЗОТРОПИИ И МЕЖЧАСТИЧНЫЕ ОБМЕННЫЕ ВЗАИМО-
ДЕЙСТВИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ A2B6**

Специальность 01.04.07 – физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2008

Работа выполнена в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор

Е.Л. Ивченко

доктор физико-математических наук, профессор

В.Д. Кулаковский

доктор физико-математических наук, профессор

Б.В. Новиков

Ведущая организация:

Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет

Защита состоится « ____ » _____ 2008 г. в ____ часов на заседании совета Д 002.205.01 по защите докторских и кандидатских диссертаций при Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН по адресу:

194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.

Автореферат разослан « ____ » _____ 2008 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук

А.А. Петров

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Спиновые явления в полупроводниках на протяжении нескольких десятилетий вызывают интерес исследователей. Помимо фундаментального аспекта, связанного с выявлением закономерностей спиновых и спин-зависимых явлений, этот интерес имеет и значительный прикладной аспект. Полупроводники и полупроводниковые наноструктуры играют важнейшую и все увеличивающуюся роль в жизни общества. Совершенствование полупроводниковых микросхем, создание новых микро- и нанотехнологий немислимы без детального понимания физических процессов, протекающих в полупроводниковых кристаллах под действием света, электрического тока, внешних полей. Беспрецедентно важную роль в изучении свойств полупроводников играла и играет оптическая спектроскопия.

Свет является во многих отношениях идеальным агентом, через посредство которого можно не только оказывать контролируемое воздействие на электронную подсистему полупроводника, но и выносить из кристалла информацию о происходящих в нем процессах. Хотя световая волна представляет собой векторное поле, во многих разновидностях оптической спектроскопии регистрируется лишь интенсивность световых колебаний в оптическом отклике кристалла, а информация об их направлении (о поляризации света) утрачивается. Полностью извлечь информацию, содержащуюся в оптическом отклике, позволяет лишь поляризационно-чувствительная оптическая спектроскопия. Здесь и проявляется важность спиновой физики – благодаря глубокой связи, существующей между спином, угловым моментом и поляризацией света.

Новый импульс исследованиям физики спина в полупроводниковых объектах придали в последнее десятилетие идеи спинтроники и квантового компьютера. В их основе лежит естественная аналогия между спином электрона, характеризующимся двумя возможными проекциями на ось квантования («вверх» и «вниз»), и битом информации, принимающим в

классической постановке два значения («ноль» и «единица»). В действительности электрон подчиняется законам квантовой механики и может находиться не только в двух чистых состояниях «спин вверх» и «спин вниз», но и в бесконечно большом разнообразии смешанных (суперпозиционных) состояний. В развитие упомянутой выше аналогии ему сопоставляют квантовый бит информации, или кубит. Элементарные операции над кубитами лежат в основе квантовой логики и квантовых алгоритмов обработки данных. Теоретически доказано, что при решении некоторых важных типов задач квантовые алгоритмы принципиально эффективнее классических.

Представляется очевидным, что для «приборной» реализации функциональных элементов электронных устройств, базирующихся на спиновых переменных, необходимо глубокое понимание физики спиновых явлений в твердом теле – подобно тому, как хорошее понимание физических основ кинетики носителей заряда в полупроводниковых гомо- и гетеропереходах, достигнутое в 60-е – 70-е годы XX века, привело к бурному развитию микро- и оптоэлектроники в 80-х – 90-х годах. При этом особенно важно, что интенсивно развивающаяся с начала 90-х годов нанотехнология полупроводников открыла возможность создавать объекты с управляемыми спиновыми свойствами. Такими объектами, в первую очередь, являются квантовые ямы (КЯ) и квантовые точки (КТ). Квантовые точки образно называют «искусственными атомами», и эта аналогия оказывается вполне оправданной в области спиновых свойств. При этом параметрами и тонкой структурой спектра в КТ можно управлять, меняя ее размеры и форму.

С учетом перспективы практического применения ключевую роль играют следующие аспекты спиновых свойств наноструктур: (а) возможность сохранения спиновой поляризации в течение достаточно долгого времени, (б) способы произвольного изменения (записи) и детектирования (считывания) спинового состояния частицы, (в) способы вовлечения двух или более частиц в спин-зависимые взаимодействия с контролируемыми параметрами. Исследования, составившие основу настоящей диссертационной работы, в той

или иной мере затрагивают все три перечисленные проблемы. В части (а) это спиновая релаксация, динамика спина в квантовых ямах и квантовых точках, в части (б) – оптическая ориентация спинов в наноструктурах, поляризованная люминесценция наноструктур, рассеяние света с переворотом электронного спина, в части (в) – магнитооптические проявления межчастичных обменных взаимодействий в наноструктурах.

Целью работы являлось исследование влияния структурной анизотропии и межчастичных обменных взаимодействий на спиновые свойства и оптический отклик полупроводниковых нанобъектов – квантовых ям и квантовых точек.

Научная новизна работы определяется последовательным применением средств поляризационной оптической спектроскопии, в том числе метода угловых гармоник поляризации, для изучения эффектов спиновой анизотропии и обменных взаимодействий в наноструктурах А2В6. Говоря об анизотропии, здесь мы в первую очередь подразумеваем анизотропию свойств дырочных и экситонных состояний в плоскости планарных полупроводниковых наноструктур. Найденные нами проявления этой анизотропии в спектрах поляризованной люминесценции, в излучении одиночных квантовых точек и в спектрах резонансного комбинационного рассеяния света многочисленных и довольно разнообразных образцов свидетельствуют о том, что анизотропия подобного рода органически присуща реальным современным наноструктурам – даже в тех случаях, когда номинально они выращиваются как изотропные. Соответственно обнаруженные нами с применением различных магнитооптических методик эффекты анизотропии могут служить основой для дальнейшего исследования этого фундаментального явления, его причин, форм и механизмов, для характеристики образцов и т.п.

В части, касающейся магнитооптических проявлений межчастичных обменных взаимодействий в полупроводниковых квантовых ямах и квантовых точках, новизна обусловлена предельно выраженной ролью этих

взаимодействий в наноструктурах A2B6. Большая сила электрон-дырочного обменного взаимодействия, характерная для полупроводников семейства A2B6, в совокупности с конфайнментом экситонов в наноструктурах и с эффектами анизотропии в плоскости слоя приводит к тому, что в ряде экспериментов реализуются режимы спиновой динамики, соответствующие теоретическому пределу сильного обменного взаимодействия. В одних случаях можно вести речь о сильном изотропном, в других – о сильном анизотропном обменном взаимодействии между электроном и дыркой.

Непосредственно научная новизна работы обеспечивается тем обстоятельством, что все ее основные результаты, перечисленные в конце автореферата, получены впервые.

Достоверность и надежность результатов обеспечивается тщательной проработкой инженерно-технического обеспечения экспериментов, проведением тестовых измерений, проверкой экспериментов на воспроизводимость, сопоставлением с результатами других авторов. Основные положения диссертации обоснованы экспериментально и теоретически. Результаты исследований опубликованы в авторитетных реферируемых журналах и докладывались на различных семинарах, конференциях и симпозиумах. Некоторые ключевые результаты были воспроизведены в зарубежных лабораториях, в том числе с использованием наноструктур, не принадлежащих к семейству A2B6.

Практическая значимость работы заключается в том, что в ней получена новая информация о полупроводниковых наноструктурах, их оптических и магнитных свойствах, статических и динамических характеристиках. Экспериментальные данные по оптической поляризационной спектроскопии квантовых ям и квантовых точек стимулировали теоретическую разработку проблемы влияния структурной анизотропии нанообъектов на их спиновые

свойства. Это позволило выявить важные закономерности, установить механизмы ряда оптических и спин-зависимых явлений.

Научные выводы носят общий характер и не ограничиваются объектами, непосредственно исследованными в работе. Часть их относятся к классу наноструктур с полумагнитными слоями, другая часть – к еще более широкому классу полупроводниковых наноструктур. Результаты работы могут быть полезны для разработки оптических методов характеристики наноструктур.

Основная научная и практическая значимость работы заключается в фундаментальном характере исследованных явлений и установленных закономерностей.

Положения, выносимые на защиту.

- I) Излучение одиночной однократно заряженной полупроводниковой квантовой точки (одиночного триона) частично линейно поляризовано в направлении, определяемом анизотропией этой квантовой точки в плоскости слоя наногетероструктуры. Во внешнем магнитном поле, параллельном плоскости слоя, спектральная линия одиночного триона расщепляется на квартет линий различной интенсивности. Излучение в каждой из четырех линий полностью линейно поляризовано, причем направления поляризации также определяются анизотропией квантовой точки и не зависят от направления магнитного поля.
- II) Магнитное поле, приложенное в плоскости слоя квантовой ямы или структуры с квантовыми точками, индуцирует линейную поляризацию люминесценции системы. Поляризация содержит несколько вкладов, разделить которые позволяют зависимости степени поляризации от угла поворота кристалла в азимутальной плоскости. Для наноструктур, выращенных в направлении $[001]$, характерны вклады, имеющие симметрию нулевой, второй и четвертой угловых гармоник. За каждым из этих вкладов стоит механизм, связанный с расщеплением и/или смешиванием состояний валентной зоны.

- III) Промежуточными состояниями резонансного спин-флип комбинационного рассеяния света квантовой ямой могут быть как экситонные, так и трионные состояния. Механизм рассеяния для этих двух случаев существенно различается даже для реплик, имеющих одинаковые стоксов сдвиг и уширение. Наблюдается зависимость интенсивности рассеяния от ориентации осей кристалла. Факторами анизотропии интенсивности рассеяния являются, в зависимости от типа реплики и типа промежуточного состояния, энергетическое положение вовлеченных спиновых подуровней и паулиевская блокада в трионе при низкой температуре.
- IV) В квантовых ямах CdTe/(Cd,Mn)Te наблюдается изменение интенсивности резонансного оптического отклика при дополнительном освещении светом с большой энергией квантов. Эффект наиболее выражен в спин-флип комбинационном рассеянии света, интенсивность которого может при подсветке меняться на порядок величины, причем (в зависимости от образца) как увеличиваться, так и уменьшаться. Действие подсветки обусловлено модуляцией нерадиационного однородного уширения экситонных состояний.
- V) В условиях оптической ориентации экситонов в квантовой яме при сильном обменном взаимодействии между электроном и дыркой контур кривой деполяризации фотолюминесценции (эффекта Ханле) содержит две составляющие, которые можно отождествить с электронным и дырочным вкладами в поляризацию. Электронная компонента деполяризации имеет лоренцевскую форму, а ее ширина зависит от величины обменного взаимодействия, времени жизни и времени спиновой релаксации дырки.
- VI) При оптической ориентации экситонов в анизотропных квантовых точках (001)-CdSe/ZnSe наблюдаются магнитооптические межполяризационные конверсии. Наиболее адекватное описание комплекса эффектов конверсии дает двухступенчатая модель, учитывающая спиновую эволюцию в короткоживущем возбужденном состоянии экситона. Оси удлинения

квантовых точек в плоскости слоя тяготеют к направлениям типа $\{110\}$, в особенности к одному из них (направлению $[110]$).

VII) В образцах с наноструктурами A^2B^6 в обычных условиях низкотемпературного оптического эксперимента наблюдаются эффекты нагрева под лучом. Локальная температура внутри освещенного пятна превышает температуру гелиевой ванны (~ 2 К) и составляет при умеренных плотностях засветки $\sim 5-7$ К.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на ряде отечественных и международных конференций, в том числе на V, VI и VII Российских конференциях по физике полупроводников, 10-м и 13-м Международных симпозиумах «Наноструктуры: физика и технология», 26-й Международной конференции по физике полупроводников, 13-й Международной конференции по полупроводникам A^2B^6 , XI Международном симпозиуме «Нанопизика и наноэлектроника», Международном симпозиуме «Свет и спин» памяти Б.П. Захарчени. Работы докладывались на семинарах различных лабораторий ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, а также в С.-Петербургском государственном университете, университетах Бат (Великобритания) и Нотр-Дам (США). Цикл работ А.В. Кудинова и Ю.Г. Кусраева «Наблюдение новых магнитооптических эффектов в наноструктурах методом экситонной спектроскопии» в 2003 г. был удостоен премии им. Я.И. Френкеля, присуждаемой Ученым Советом ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН.

Публикации. Основные результаты диссертации отражены в 15 публикациях в отечественных и зарубежных изданиях [Д1–Д15].

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Объем диссертации составляет 256 страниц, включая 58 рисунков и список литературы из 214 наименований, в том числе работы автора.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Введение

Во введении изложена мотивировка к проведению данного исследования, включая обоснование его актуальности, научной и практической значимости результатов. Приведен список основных положений, выносимых на защиту. Дана необходимая информация о первичных публикациях, результаты которых составили содержание диссертационной работы. Наконец, кратко обрисована структура диссертации.

Глава 1. Оптическая спектроскопия спиновых явлений в наногетероструктурах на рубеже XX – XXI вв.

Первая глава диссертации носит обзорно-справочный характер. С одной стороны, ее цель состоит в том, чтобы очертить ситуацию в оптической спектроскопии полупроводниковых наноструктур, складывавшуюся к моменту постановки задачи нашего исследования, дать краткий обзор новых идей и экспериментальных методик. В то же время идеи и результаты, имеющие наиболее непосредственное отношение к основному содержанию диссертационной работы, в достаточной степени отражены в следующих ее главах. В разделе 1.1 охарактеризованы два активно развивающихся экспериментальных метода физики спиновых явлений в наноструктурах: спектроскопия одиночных квантовых точек и поляризационная спектроскопия со сверхвысоким разрешением во времени. Результаты, получаемые с применением этих методов в различных лабораториях мира, в значительной мере составляли научный контекст нашего исследования. Кроме того, метод одиночных квантовых точек использован в оригинальной части работы (Глава 3), а методические аспекты его конкретной реализации обсуждаются в Главе 2.

С другой стороны, целью главы является предоставление читателю информации справочного характера, необходимой для понимания основного содержания оригинальных глав. Дело в том, что хотя главные результаты диссертации относятся к полупроводниковым наноструктурам вообще и

наноструктурам A2B6 в частности, довольно значительный объем экспериментального материала настоящей работы получен на примере более узкого семейства – наноструктур с полумагнитными слоями. Эти материалы обладают специфическими магнитными и магнитооптическими свойствами, которые активно изучались в 1990-е годы, в том числе нами [1]. Детальное обсуждение «полумагнитной специфики» в тексте оригинальных глав сделало бы работу трудночитаемой, да и к основному научному содержанию это не имеет прямого отношения. В связи со сказанным в разделе 1.2 дан краткий обзор магнитных свойств, оптических и поляризационных явлений в полумагнитных кристаллах и наноструктурах.

Глава 2. Экспериментальные подходы и методические вопросы

В Главе 2 описаны экспериментальные подходы, применявшиеся нами для получения спектроскопической информации о полупроводниковых наноструктурах A2B6. В разделе 2.1 кратко охарактеризованы три основные использованные методики: спектроскопия поляризованной люминесценции наноструктур (включая *метод угловых гармоник* поляризации), спектроскопия одиночных квантовых точек и метод комбинационного рассеяния с переворотом спина. Рассмотрены особенности реализации каждой из методик, требования, предъявляемые ими к используемым приборам и оборудованию, возможные источники систематических ошибок и способы борьбы с ними.

Спектроскопия поляризованной люминесценции наноструктур в совокупности с методом угловых гармоник применялась в исследованиях магнитоиндуцированной линейной поляризации излучения КЯ (Глава 3), оптической ориентации квазидвумерных экситонов при сильном обменном взаимодействии (Глава 5) и магнитооптических межполяризационных конверсий в КТ (Глава 5). Важнейшим моментом в этом методе является прецизионное измерение степени поляризации люминесценции, и лишь на втором по важности месте идет спектральное разрешение. Спектроскопия одиночных КТ была применена при анализе спиновой структуры трионного

состояния в поперечном магнитном поле и смешивания подзон тяжелых и легких дырок (Глава 3). В экспериментальном отношении здесь ключевыми являются высокое спектральное разрешение и специальные приемы, позволявшие селектировать сигналы отдельных квантовых точек. Спектроскопия комбинационного рассеяния с переворотом спина была основным экспериментальным методом в обеих задачах Главы 4. В этом методе исследуются узкие линии, расположенные в непосредственной спектральной окрестности линии возбуждающего лазера. Поэтому, помимо высокого спектрального разрешения, требуется обеспечить эффективное подавление диффузно рассеянного лазерного света.

В разделе 2.2 представлены результаты небольшого оригинального исследования по вопросу, имеющему методическое значение. Механизмы ряда изучавшихся нами явлений и соответствующие вклады в поляризацию излучения имеют существенную температурную зависимость. Поэтому нам была необходима уверенность в том, что температура образца известна и находится под контролем. Однако в оптических экспериментах температура образца под лучом может отличаться от температуры гелиевой ванны. В настоящем разделе изучались эффекты нагрева наноструктур под лучом в обычных условиях оптического низкотемпературного эксперимента. В роли объектов выступали несколько полумагнитных КЯ $\text{CdTe}/(\text{Cd},\text{Mn})\text{Te}$ и $(\text{Cd},\text{Mn})\text{Te}/(\text{Cd},\text{Mn},\text{Mg})\text{Te}$ различного технологического происхождения с концентрацией ионов марганца x от 1 до 7%. Температура освещенной области образца в ее зависимости от плотности оптического возбуждения регистрировалась по степени магнитоиндуцированной циркулярной поляризации фотолюминесценции. Магнитное поле в этих экспериментах прикладывалось в направлении оси роста образца. Величина степени поляризации в образцах с малыми x в слабых магнитных полях обратно пропорциональна температуре [2], что позволяет использовать поляризованную люминесценцию в качестве термометра. Изучалось влияние на эффект нагрева со стороны таких факторов как площадь фокусировки пятна, концентрация

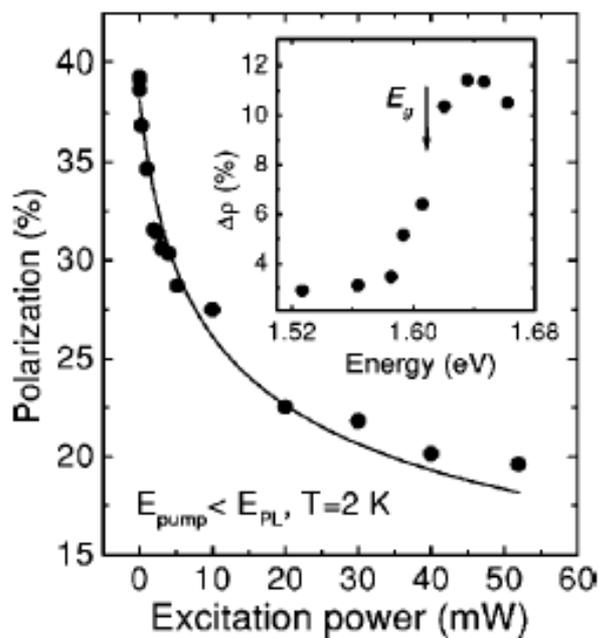


Рис.1. Эффект нагрева под лучом в КЯ $\text{Cd}_{0.93}\text{Mn}_{0.07}\text{Te}/\text{Cd}_{0.64}\text{Mn}_{0.07}\text{Mg}_{0.29}\text{Te}$: люминесценция возбуждается слабым «пробным» пучком, энергия квантов в «нагревающем» пучке ниже основного экситонного перехода в КЯ. На вставке: скачок величины эффекта нагрева при изменении энергии квантов нагревающего пучка в окрестности края фундаментального оптического поглощения подложки (Cd,Zn)Te.

двумерного газа электронов или дырок. Установлены типичные величины эффекта нагрева и диапазон плотностей оптического возбуждения, в котором разыгрывается эффект. В дальнейших экспериментах (Главы 3 – 5) возможность нагрева образца всегда нами учитывалась и, как правило, исключалась соответствующим снижением плотности оптического возбуждения.

В нашей работе [Д4] ход кривых нагрева $T^{-1}(G)$ с ростом мощности накачки G во всех случаях хорошо описывался предложенной на основе качественных соображений зависимостью $T^{-1}(G) \propto (G + \text{const})^{-1/4}$, что является, на наш взгляд, одним из свидетельств решеточного механизма нагрева. Авторы ряда последующих работ [3–5] обнаружили тот же характер зависимости от мощности в различных образцах с полумагнитными КЯ и КТ.

магнитных ионов в образце, избыток энергии возбуждающих квантов над дном экситонной зоны (в том числе в экспериментах с двумя лучами – «нагревающим» и «пробным»). Было установлено, что в исследованных кристаллах нагрев преимущественно носит фоновый характер: поглощаемый свет рождает неравновесные фононы в подложке (рис.1) либо непосредственно в слое КЯ, вызывая локальный перегрев кристаллической решетки по отношению к термостату. Это явление носит довольно универсальный характер и не обусловлено наличием или отсутствием в наноструктуре

Глава 3. Анизотропия состояний валентной зоны и поляризованная люминесценция квантовых ям и квантовых точек

В главе 3 рассмотрены проявления эффектов анизотропии валентной зоны, вызванной одноосными искажениями (дисторсиями) в плоскости, понижающими симметрию наноструктур (КЯ и КТ, выращенных в направлении [001]) по сравнению с номинальной. Опыт наших исследований и многочисленные публикации последних лет свидетельствуют, что ситуация с пониженной симметрией КЯ и КТ в плоскости (т.е. с наличием дисторсий) является распространенной и даже наиболее типичной.

В разделе 3.1 механизмы явлений, протекающих при приложении поперечного магнитного поля (геометрия Фойхта), выявлены наиболее наглядно при помощи метода спектроскопии одиночных квантовых точек [Д5]. Чтобы избежать усложнения картины из-за наличия анизотропного и анизотропного обменных взаимодействий в экситоне, мы выбрали для исследования одиночные однократно заряженные КТ и их фундаментальные оптические возбуждения – трионы. Было установлено, что линия рекомбинационного излучения триона в нулевом поле частично линейно поляризована, причем для исследованных нами самоорганизованных КТ CdSe/ZnSe типичной является величина степени поляризации 20–30 %. Уже отсюда очевидны анизотропные свойства КТ в плоскости. Разброс направлений осей анизотропии, в том числе для КТ, расположенных в пределах 2 μm друг от друга, заставляет отдать предпочтение анизотропии формы КТ как главному источнику дисторсий в этом случае.

В поперечном магнитном поле одинокая линия излучения триона расщепляется (вполне линейно по приложенному полю, что является одним из свидетельств ее трионной природы) на неэквидистантный квартет линий, каждая из которых полностью линейно поляризована. Две внутренние линии квартета поляризованы вдоль одного и того же направления, и это направление перпендикулярно направлению, в котором поляризованы две внешние линии квартета. Величина расщепления между двумя соседними линиями на обоих

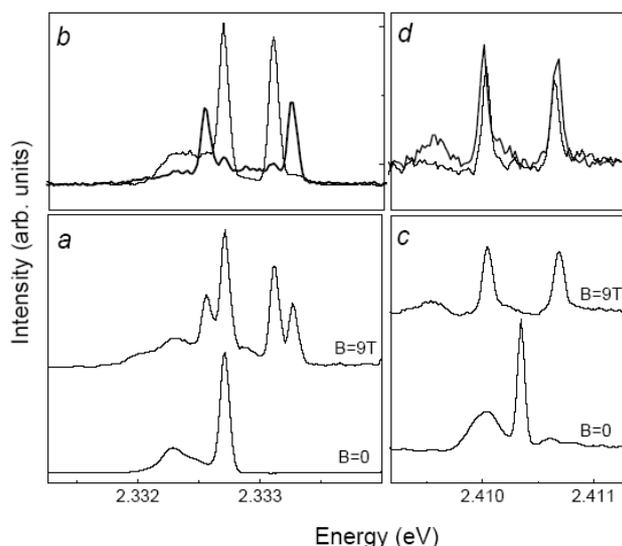


Рис.2. Зеемановское расщепление трионов в одиночных КТ CdSe/ZnSe: типичный случай (*a, b*) и исключительный случай «почти изотропной» КТ, когда дырочное расщепление не удается спектрально разрешить (*c, d*). Внизу – спектры в неполяризованном свете, верху – спектры в поле 9 Т, записанные в двух взаимно ортогональных линейных поляризациях.

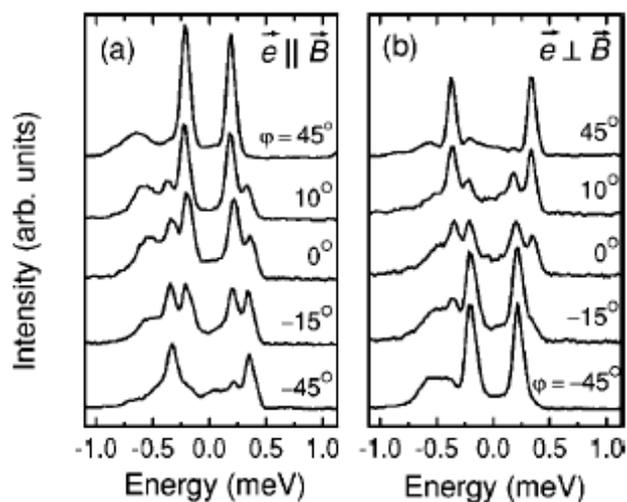


Рис.3. Спектры люминесценции одной из КТ, записанные для двух различных положений анализатора (*a*) и (*b*) при вращении образца вокруг нормали к его поверхности. Магнитное поле 9Т параллельно плоскости образца.

краях квартета меняется от одной КТ к другой, причем она тем больше, чем более сильно поляризовано излучение данной КТ в нулевом поле (рис.2). Замечательным является то обстоятельство, что направления поляризации всех линий квартета индивидуальны для каждой данной КТ и *не зависят от направления поля*, приложенного в плоскости КТ и вызывающего квартетное расщепление (рис.3). Направления поляризации линий коррелируют с направлением преимущественной поляризации, наблюдавшейся у тех же КТ в нулевом поле. Интенсивность внутренних линий квартета выше, чем интенсивность внешних линий квартета.

Все наблюдавшиеся основные закономерности получили объяснение на основе представлений об одноосной дисторсии в плоскости КТ, понижающей ее симметрию и приводящей к смешиванию подзон тяжелых и легких дырок. Низкая симметрия смешивающего возмущения приводит к псевдоизотропной структуре дырочного g -фактора в плоскости, при которой величина спинового расщепления дырок не зависит от направления поля, однако структура дырочных волновых функций и соответствующие поляризационные правила

отбора определяются ориентацией магнитного поля по отношению к дисторсии [6,7]. Смешивание дырочных подзон определяет линейную поляризацию в нулевом поле, а также бóльшую силу осциллятора для рекомбинационных переходов, ответственных за пару внутренних линий квартета.

Ключевые результаты раздела 3.1 – квартетное расщеплений линий одиночных КТ в фойхтовской геометрии при поляризации линий, не зависящей от направления магнитного поля – были позднее подтверждены наблюдениями ряда авторов, причем на КТ, принадлежащих к различным гетеропарам семейств A2B6 и A3B5 [8–12]. Смешивание дырочных подзон в КТ, индуцирующее поперечный g -фактор дырок, необходимо было учитывать для объяснения результатов экспериментов на одиночных КТ, легированных одним атомом марганца [13–15].

В разделе 3.2 разрабатывались методы изучения анизотропии состояний валентной зоны и сопутствующих эффектов по линейно поляризованной ансамблевой люминесценции квантовых ям. Были выбраны КЯ CdTe/(Cd,Mn)Te и (Cd,Mn)Te/(Cd,Mn,Mg)Te на основе полумагнитных полупроводников. Как в эксперименте, так и при анализе результатов широко применялся *метод угловых гармоник* поляризации. Мы детально проанализировали имеющие различную симметрию вклады в линейную поляризацию фотолюминесценции КЯ и стоящие за ними физические механизмы. Магнитополевые, угловые и спектральные зависимости поляризации фотолюминесценции в совокупности с данными по рамановскому спин-флип рассеянию были использованы для построения и проверки теоретической модели. Мы показали, что для реальных КЯ эффекты, связанные с нарушением симметрии в плоскости слоя, существенно проявляются в линейной поляризации люминесценции, определяя и спиновое расщепление состояний валентной зоны в магнитном поле, параллельном плоскости. Напротив, полумагнитная природа исследованных КЯ в нашем случае не приводила к каким-либо качественно новым эффектам, хотя и была полезна в эксперименте, поскольку сдвигала все наблюдаемые явления в область

меньших приложенных магнитных полей. Таким образом, сделанные нами выводы должны в полной мере сохранять актуальность для немагнитных КЯ.

Для КЯ, выращенных вдоль направления [001], линейную поляризацию люминесценции \mathfrak{R}_0 в магнитном поле B , параллельном плоскости слоя, следует анализировать на основе формулы

$$\mathfrak{R}_0 = \wp \cos 2\phi + A_0 B^2 + A_2 B^2 \cos 2\phi + A_4 B^2 \cos 4\phi, \quad (1)$$

которая представляет собой симметричное разложение до второй степени по полю, причем симметрия КЯ исходно предполагается низкой, не выше C_{2v} (Здесь ϕ – угол между осью [110] и магнитным полем; сравнительная эффективность различных вкладов в коэффициенты \wp , A_0 , A_2 , A_4 подробно анализируется в [Д9]).

В большинстве КЯ в нулевом поле фотолюминесценция имеет слабую линейную поляризацию («встроенная поляризация», \wp), направление которой привязано к осям кристалла, а величина слабо меняется по спектру люминесценции. За неё ответственно *смешивание* состояний валентной зоны *дисторсиями в плоскости*. В магнитном поле, направленном в плоскости КЯ, появляются наведенные полем вклады в линейную поляризацию, отличающиеся друг от друга по тому, как они меняются при вращении кристалла вокруг оси роста. Первый вклад («нулевая угловая гармоника», $A_0 B^2$) соответствует поляризации, по направлению привязанной к магнитному полю и имеющей слабую спектральную зависимость. За нее в основном ответственен член «ванфлековского» типа, связанный со *смешиванием* состояний валентной зоны, осуществляемым *магнитным полем* или совместным действием магнитного поля и дисторсий в плоскости. Вторым вкладом («вторая гармоника», $A_2 B^2$) по направлению привязан к осям кристалла, как и встроенная поляризация, но имеет резкую спектральную зависимость. Как и «встроенная поляризация», этот вклад всецело обусловлен дисторсиями, однако, в отличие от нее, восходит главным образом к *расщеплению электронных и дырочных подуровней* в магнитном поле. Третий вклад

(«четвертая гармоника», A_4B^2) имеет небольшую величину, 90-градусную симметрию и наиболее дискуссионную природу. Мы показали, что вклад такого типа может быть получен в квадратичном приближении по магнитному полю без учета кубических по J членов в гамильтониане валентной зоны (как в [7]) и вообще без явного учета кубических элементов симметрии кристалла.

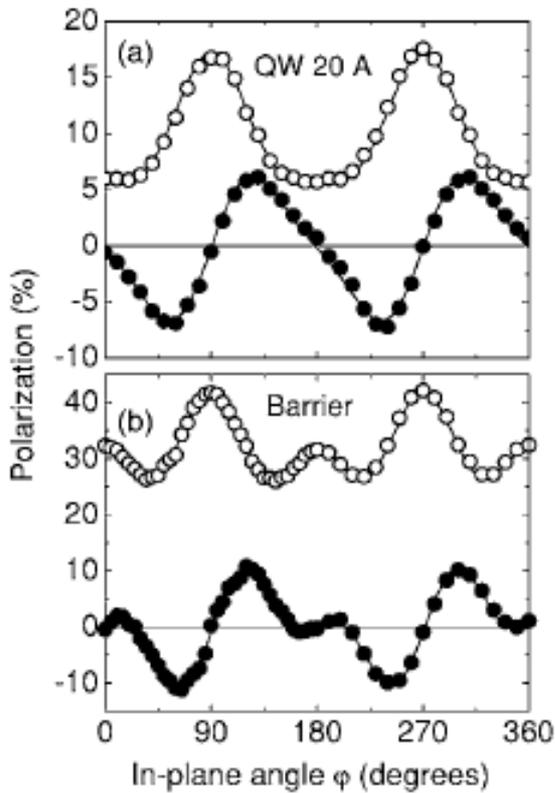


Рис.4. Угловые зависимости степеней линейной поляризации \mathcal{M}_0 и \mathcal{M}_{45} , измеренные в одном образце для люминесценции из КЯ (a) и из барьерного слоя (b). Во всех зависимостях присутствует вторая угловая гармоника.

поляризованной люминесценции в КЯ CdTe/(Cd,Mn)Te и (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg,Mn)Te. Также отметим полное идейное согласие с результатами по одиночным КТ (раздел 3.1). В том, что применимость подхода и выводов раздела 3.2 выходит за рамки исследованных там экспериментально систем, позволяет убедиться следующий пример. В работе [16] сообщалось о симметризации оптического отклика ансамбля КТ CdSe/ZnSe в магнитном поле: вторая угловая гармоника, исходно присутствовавшая в угловой

Задавшись вопросом о происхождении дисторсий в исследованных структурах, мы обнаружили корреляцию между наличием таких искажений в КЯ и в барьерных слоях (рис.4), а также влияние на них типа подложки и буферного слоя. Количественный анализ результатов, и особенно несоответствие между величинами встроенной поляризации и поперечного g -фактора дырок, привели нас к выводу о том, что для КЯ характерны дисторсии мезоскопического масштаба, ориентированные в случайных направлениях.

В целом развитая теория хорошо выдержала экспериментальные проверки и разумно объяснила большую совокупность результатов по линейно

зависимости степени линейной поляризации, пропадала при определенной величине приложенного поля. Этот результат легко объяснить на основе выражения (1). Как видно, первый член, отвечающий за «встроенную поляризацию», может быть компенсирован третьим членом – но лишь в случае различающихся знаков при амплитудах φ и A_2 . Именно такое соотношение знаков реализуется в системе CdSe/ZnSe. Это легко установить, в частности, из результатов по одиночным КТ CdSe/ZnSe, полученных в разделе 3.1 (см. рис.2).

Глава 4. Спин-флип комбинационное рассеяние света в квантовых ямах CdTe/(Cd,Mn)Te: виды отклика, механизмы, промежуточные состояния

Настоящая Глава в основном объединяет результаты по спин-флип комбинационному рассеянию света (СФКР), называемому также в отечественной литературе комбинационным рассеянием с переворотом спина. Изначально мы преследовали цель проверить методами СФКР выводы об анизотропии валентной зоны и, в частности, о предельно анизотропном характере латерального дырочного g -фактора (см. Главу 3). Соответственно в качестве объекта исследования были выбраны образцы КЯ CdTe/(Cd,Mn)Te, демонстрирующие предельно сильную анизотропию g -фактора.

Нам удалось достичь поставленной цели, что выразилось в обнаружении сильных угловых зависимостей интенсивности различных форм рамановского отклика. Однако оказалось, что располагая недоступной ранее информацией о спиновой структуре валентной зоны, можно манипулировать рамановскими промежуточными состояниями, и это дало возможность глубже проникнуть в суть процессов СФКР квантовой ямой. Полумагнитные КЯ представляют собой прекрасный модельный объект для изучения механизмов СФКР, демонстрируя большое разнообразие СФКР-реплик, яркое резонансное поведение откликов и при этом позволяя ограничиваться в эксперименте не слишком сильными магнитными полями. Практически все наиболее существенные результаты были получены в полях до 2 Т, что намного меньше типичных величин поля (6–12 Т), используемых, как правило, в экспериментах по СФКР на немагнитных

образцах. Это обеспечивало определенную экспериментальную свободу, позволяя дополнить собственно методику измерения спектров СФКР (требующую гелиевых температур и сильных полей) такими приемами, как изучение угловых θ - и ϕ -зависимостей спектров (для чего было необходимо прецизионное вращение образца, погруженного в жидкий гелий).

В разделе 4.1 детально исследованы спектры резонансного СФКР, профили возбуждения, полевые и угловые зависимости таких СФКР-откликов как СФКР на зонном электроде в КЯ (в это понятие мы включаем и электрон, слабо локализованный на шероховатостях интерфейса КЯ либо на хвостах кулоновского потенциала донорного остова), СФКР на $3d^5$ - электроде, локализованном на ионе марганца, СФКР на зонной дырке, СФКР на экситоне. Наиболее полно изучены процессы с переворотом спина зонного электрона и электрона на марганце, наблюдающиеся в чистой фойхтовской геометрии. Оказалось, что оба эти СФКР-отклика вблизи фундаментального перехода $1e-1hh$ резонируют дважды – на экситонном состоянии и на трионном состоянии (или на состоянии экситон-примесного комплекса D^0X). Существенно то, что при очевидном внешнем сходстве (определяемом одинаковой величиной рамановского сдвига и шириной линии) правильнее здесь вести речь о различных процессах, осуществляющихся по отличным друг от друга механизмам и вовлекающих различные промежуточные состояния. Об этом свидетельствует ряд экспериментальных фактов, включая особенности резонансного поведения и угловые зависимости интенсивности линий.

Выбранные для исследования КЯ были анизотропными – такими, что спиновая структура валентной зоны в них определялась дисторсией в плоскости КЯ (см. Главу 3). Проявлением и подтверждением этой анизотропии стала обнаруженная нами зависимость интенсивности линий СФКР на зонных электронах от угла поворота кристалла ϕ по отношению к магнитному полю [Д1]. Интерпретация этого эффекта, как и всего комплекса полученных нами результатов, осуществлялась с учетом спиновой структуры дырочных подуровней, реализующейся при различных ориентациях кристалла в случае

псевдоизотропного g -фактора дырки. Анизотропия интенсивности СФКР-откликов в основном обусловлена различием во временах жизни промежуточного состояния, определяемым, в свою очередь, различным временем спиновой релаксации вовлеченной в процесс дырки. Лишь для процесса СФКР на марганце, происходящего через трионное промежуточное

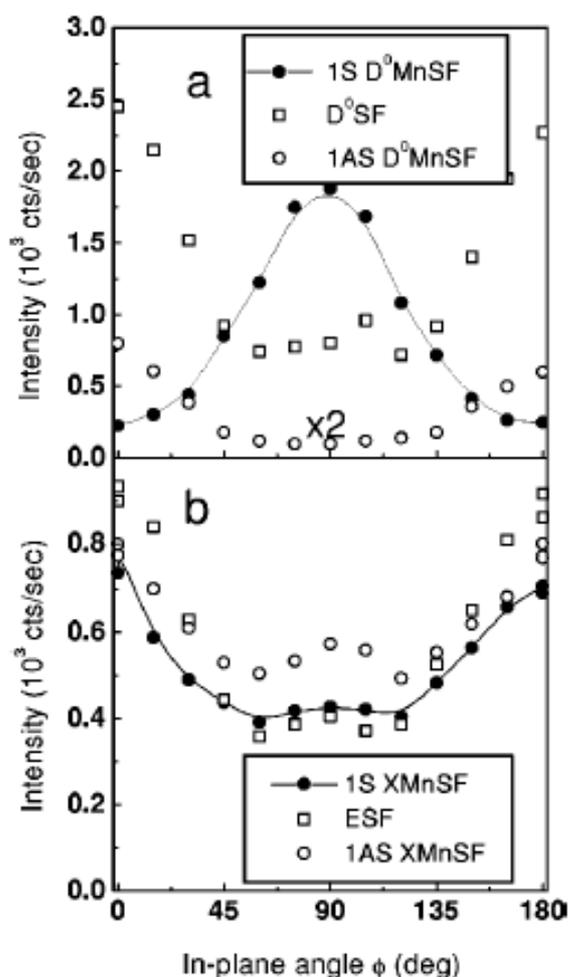


Рис.5. Зависимости интенсивности различных реплик СФКР от ориентации осей кристалла вблизи трионного (a) и экситонного (b) резонансов в 60 Å КЯ CdTe/(Cd,Mn)Te. Геометрия Фойхта, магнитное поле 2 Т, конфигурация $\bar{z}(\pi, \sigma)z$.

состояние (или состояние D^0X), в игру вступает более мощный фактор – эффективность двойного резонанса в условиях низкотемпературной блокады нижнего электронного спинового подуровня [Д2,Д3]. Это приводит к более резкой и антифазной с остальными зависимостями интенсивности этого отклика от угла ϕ (рис.5).

В результате анализа данных по СФКР в поперечном и наклонных магнитных полях удалось впервые количественно определить все компоненты предельно анизотропного g -фактора дырки в конкретной КЯ [Д3].

Три использованных метода определения поперечного g -фактора дырки – по θ -зависимостям рамановского сдвига реплик HSF и XSF (рис.6), по спектральному положению максимумов профилей

возбуждения процесса ESF и по магнитоиндуцированному красному сдвигу линии фотолюминесценции в наклонных полях – дали результаты в прекрасном согласии друг с другом:

$$\hat{g}_h = \begin{pmatrix} 43 & 0 & 0 \\ 0 & 7.7 & 0 \\ 0 & 0 & -7.7 \end{pmatrix} = A_h \begin{pmatrix} 3 & 0 & 0 \\ 0 & 0.54 & 0 \\ 0 & 0 & -0.54 \end{pmatrix}; \quad (2)$$

форма записи с коэффициентом обменного усиления A_h , по сути дела, соответствует «вынесению за скобки» полумагнитной специфики исследуемой КЯ и потому представляет важную оценку величины латерального g -фактора, который может наводиться в реальных КЯ (безразлично – магнитных или немагнитных) неконтролируемой дисторсией в плоскости.

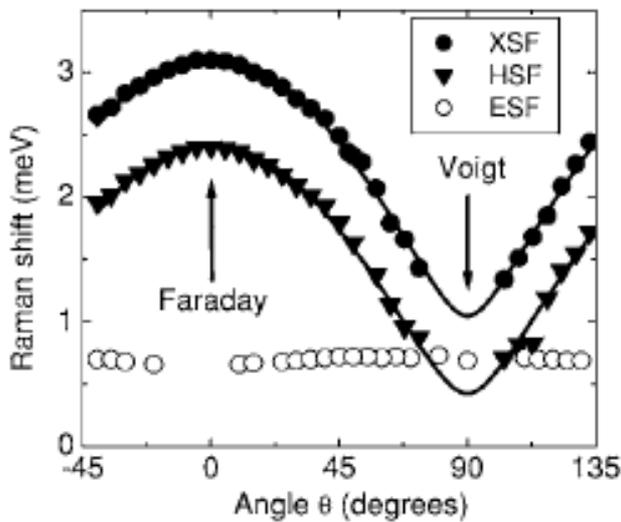


Рис.6. Зависимости рамановских сдвигов линий ESF, HSF и XSF (СФКР электрона, дырки и экситона) от угла наклона магнитного поля (между конфигурациями Фарадея и Фойхта). Поле 1 Т, $T=1.6$ К.

Хорошее согласие оценок величины поперечного g -фактора дырки из различных соображений мы рассматриваем как факт, подкрепляющий правильность основных положений и выводов предложенной нами базовой схемы промежуточных состояний СФКР в КЯ. Прекрасной проверкой этой концепции оказалось также предсказание новой линии СФКР – комбинированного процесса,

который возбуждается только через трионное (или D^0X) промежуточное состояние и завершается переворотом двух спинов – зонного электрона и электрона на марганце. Этот процесс был нами экспериментально обнаружен в «параллельных» поляризационных геометриях (рис.7). Базовая модель дает верные предсказания относительно неизбежности, значительной интенсивности, резонансных и поляризационных свойств комбинированного процесса СФКР.

В результате исследований достигнуто детальное понимание механизмов и природы промежуточных состояний (конкретных спиновых подуровней) для

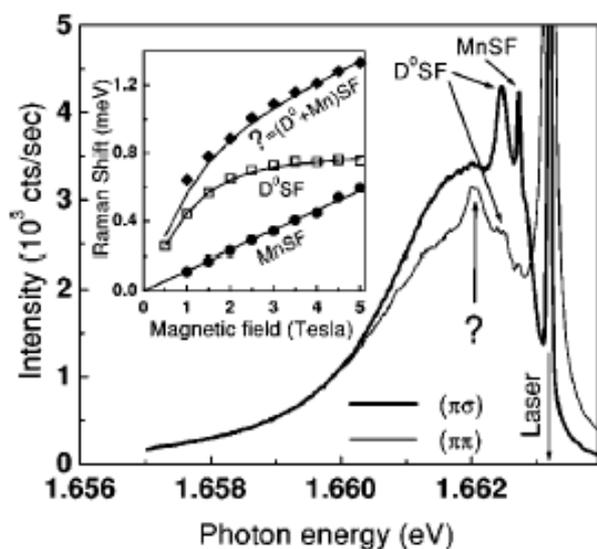


Рис.7. Спектры СФКР в 60 Å КЯ CdTe/(Cd,Mn)Te в конфигурациях $\bar{z}(\pi, \sigma)z$ и $\bar{z}(\pi, \pi)z$. На вставке: совпадение величины рамановского сдвига новой реплики (помечена «?») с суммой величин рамановских сдвигов двух других реплик подтверждает интерпретацию новой линии как комбинированного СФКР с перевертываниями спинов зонного электрона в КЯ и 3d-электрона на ионе марганца.

процессов резонансного СФКР в КЯ CdTe/(Cd,Mn)Te. В частности, установлено, что механизм процесса *ESF* (СФКР на электронах в КЯ, идущего через промежуточное состояние *X*) включает электрон-электронный флип-флоп переход в промежуточном состоянии, а механизм процесса *D⁰MnSF* (СФКР на марганце, идущего через промежуточное состояние *D⁰X*) – дырочно-марганцевый флип-флоп переход в промежуточном состоянии.

В разделе 4.2 исследован обнаруженный нами новый эффект – гигантское изменение интенсивности резонансного СФКР под действием дополнительной надбарьерной подсветки [Д12]. Эффект наблюдался в образцах, СФКР в которых подробно изучен в разделе 4.1, а также в ряде других образцов с изолированными КЯ CdTe/(Cd,Mn)Te. При общем технологическом происхождении и близких параметрах образцов знак эффекта менялся от образца к образцу, а величина составляла от 5-кратного роста до 10–15-кратного уменьшения интенсивности сигналов СФКР. Параллельно со спектрами СФКР исследовались спектры возбуждения люминесценции, спектры отражения и спектры рэлеевского рассеяния от тех же КЯ.

Помимо наблюдавшегося различия в знаке эффекта, мы выделили следующий ключевой набор экспериментальных результатов: иерархия величин эффекта надбарьерной подсветки в ряду «поглощение – отражение – СФКР»; характерная спектральная зависимость эффекта в окрестности резонанса *X* в спектрах возбуждения люминесценции; спектральная

селективность эффекта в спектрах СФКР (сильный эффект на экситонном резонансе X , слабый – на трионном резонансе T).

Предложенная интерпретация эффекта подсветки базируется на идее об изменении нерадиационного естественного уширения состояний X . Уширение меняется при подсветке в результате изменения времени жизни состояний X по отношению к захвату в трионное состояние T . Эта трактовка обеспечивает объяснение ключевых экспериментальных фактов, а также согласуется с известными из литературы представлениями о перезарядке наноструктур с КЯ под действием надбарьерной подсветки [17–19]. Разный знак эффекта в различных образцах следует связывать, очевидно, с разным типом неконтролируемого (фонового) легирования КЯ. Приток в КЯ при подсветке носителей определенного типа либо увеличивает, либо уменьшает концентрацию двумерного газа свободных носителей (в зависимости от того, совпадает или нет тип вновь поставляемых носителей с типом носителей, имевшихся в КЯ в темноте). Соответственно изменению концентрации свободных носителей меняется темп захвата экситонов в трионное состояние, влияя на естественное уширение экситонов Γ .

Гигантская чувствительность спектров СФКР к величине Γ обусловлена тем, что СФКР является процессом с двойным резонансом, в котором существенны оба рамановских знаменателя. Расчет показывает, что при наличии доминирующего неоднородного уширения Δ интенсивность СФКР должна меняться как $(\Gamma / \Delta)^{-3}$; для сравнения – отражение при этом меняется как $(\Gamma / \Delta)^{-1}$, поглощение не меняется вовсе.

Глава 5. Магнитооптическая спектроскопия экситонов при сильном обменном взаимодействии между электроном и дыркой

В Главе 5 объединены результаты, посвященные спиновым свойствам и способам спектроскопического исследования нейтральных экситонов в квантоворазмерных структурах. Как известно (см., например, [20]), в широко изучаемых и применяемых на практике КЯ и КТ на основе полупроводников со

структурой сфалерита или вюрцита для экситонов характерно наличие обменного взаимодействия между электроном и дыркой. При этом выделяют две составляющие обменного взаимодействия. Первая составляющая – так называемое изотропное обменное взаимодействие – частично снимает вырождение квартета экситонных состояний в центре зоны Бриллюэна, приводя к его расщеплению на два дублета: оптически активные («светлые») экситоны, характеризуемые проекциями углового момента $|\pm 1\rangle$, и оптически неактивные («темные») экситоны $|\pm 2\rangle$. Вторая составляющая – анизотропное обменное взаимодействие – связана с наличием анизотропии (нарушением симметрии в плоскости структуры) и приводит к расщеплению дублета светлых экситонов $|\pm 1\rangle$ на пару уровней, соответствующих взаимно ортогональным линейным дипольным осцилляторам.

При изучении спин-зависящих явлений в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах одним из наиболее информативных и глубоко разработанных методов является метод оптической ориентации спинов [21]. Две конкретные методики этого общего метода применены в Главе 5 для изучения соответственно изотропного и анизотропного обменного взаимодействий в наноструктурах A2B6. При этом обе рассмотренные в Главе ситуации характеризуются тем обстоятельством, что обменное взаимодействие (в одном случае изотропное, в другом – анизотропное) является, в некотором смысле, сильным. По сравнению с полупроводниками семейства A3B5, для полупроводников A2B6 в целом характерно более сильное электрон-дырочное обменное взаимодействие, и представляется не случайным, что рассмотренные режимы «сильного» обмена реализованы именно в наноструктурах A2B6. Усилению обменного взаимодействия способствует также конфайнмент электронных и дырочных состояний в наноструктурах.

В разделе 5.1 исследовано влияние сильного изотропного обменного взаимодействия на деполяризацию фотолюминесценции в условиях оптической ориентации. Теоретически проанализирована динамика спина экситона в КЯ

под действием магнитного поля, приложенного в плоскости КЯ. Рассмотрены деполаризация экситонной люминесценции в режиме стационарного возбуждения (эффект Ханле) и динамика сигналов интенсивности и поляризации излучения при импульсном возбуждении. В обоих случаях найдено аналитическое решение для произвольного соотношения между временем спиновой релаксации дырки и временами жизни (радиационным и нерадиационным). В рамках рассмотренной модели получено, что существенную часть эффекта Ханле составляет лоренцевский контур [Д11]:

$$\rho = P_h + \frac{1 - P_h}{1 + P_h^{-1} b^2 F(b)}; \quad (3)$$

здесь $P_h = T_{sh} / \tau$ – средняя спиновая поляризация дырок (T_{sh} и τ – время жизни спина дырки и время жизни экситона соответственно), $b = B / B_{ex}$, функцию $F(b)$ при коротких временах спиновой релаксации дырки $T_{sh} \ll \tau$ можно считать единицей. Это означает, что вследствие спиновой релаксации дырки возможно заметное сужение контура деполаризации по сравнению с величиной обменного поля дырки на электроне $B_{ex} = \Delta_0 / \mu_B g_e$ (здесь Δ_0 – величина изотропного обменного расщепления в экситоне).

Выводы теории были подтверждены экспериментальными результатами Астахова и Кусраева по деполаризации экситонной люминесценции в КЯ CdTe/(Cd,Mg)Te [Д10]. Экспериментальное изучение оптической ориентации на экситонной и трионной линиях люминесценции в совокупности с результатами по антипересечению экситонных уровней в той же КЯ позволило независимо определить параметры (P_h и B_{ex}), фигурирующие в теории. Рассчитанная без подгоночных параметров ширина контура эффекта Ханле оказалась в неплохом согласии с экспериментально измеренной шириной.

В подразделе 5.1.4 развитая модель была также применена для расчета, соответствующего режиму импульсной генерации экситонов. В этом случае получают следующие результаты. Сигнал интенсивности люминесценции имеет два характерных времени спада, а динамика поляризации сильно зависит

от величины приложенного магнитного поля. В частности, в слабых внешних полях затухание поляризации усиливается квадратично по полю; это соответствует результату, полученному Дьяконовым и др. [22]. Кроме того, в данном подразделе указан путь обобщения развитого нами подхода на случай обменного взаимодействия произвольной силы. Хотя такое обобщение выходит за рамки объявленного содержания Главы, оно иллюстрирует продуктивность подхода. В частности, нами получены выражения для эффекта Ханле при произвольных характерных временах и произвольной величине обменного взаимодействия. Воспроизводятся результаты расчета спиновых квантовых биений экситона [22].

В разделе 5.2 теоретически и экспериментально исследовались межполяризационные конверсии в ансамбле анизотропных квантовых точек. Все возможные виды поляризационного отклика КТ CdSe/ZnSe были измерены в зависимости от величины приложенного продольного магнитного поля и от ориентации образца [Д15]. В нулевом поле впервые наблюдалась 90-градусная анизотропия поляризационных откликов LL и LL' («качания оптического выстраивания»), но отсутствовали конверсии LC и CL , обнаруженные в КТ CdSe/ZnSe Астаховым и др. [23] в несколько иных условиях.

Совокупность экспериментальных данных проанализирована нами на основе двух моделей спиновой эволюции экситона: рассматривавшейся ранее одноступенчатой и более реалистической двухступенчатой. Методом псевдоспина [24] для обеих моделей впервые получены в аналитическом виде выражения всех поляризационных откликов как функций величины приложенного магнитного поля и ориентации осей кристалла. Найдено, что, хотя одноступенчатая модель формально способна описать большую часть результатов (рис.8), при этом требуется придавать ее параметрам значения, плохо согласующиеся с результатами других авторов. Кроме того, одноступенчатая модель предсказывает наличие конверсий LC и CL в нулевом поле, в противоречии с результатами эксперимента. Всех этих трудностей не возникает в двухступенчатой модели, которую мы на этом основании считаем

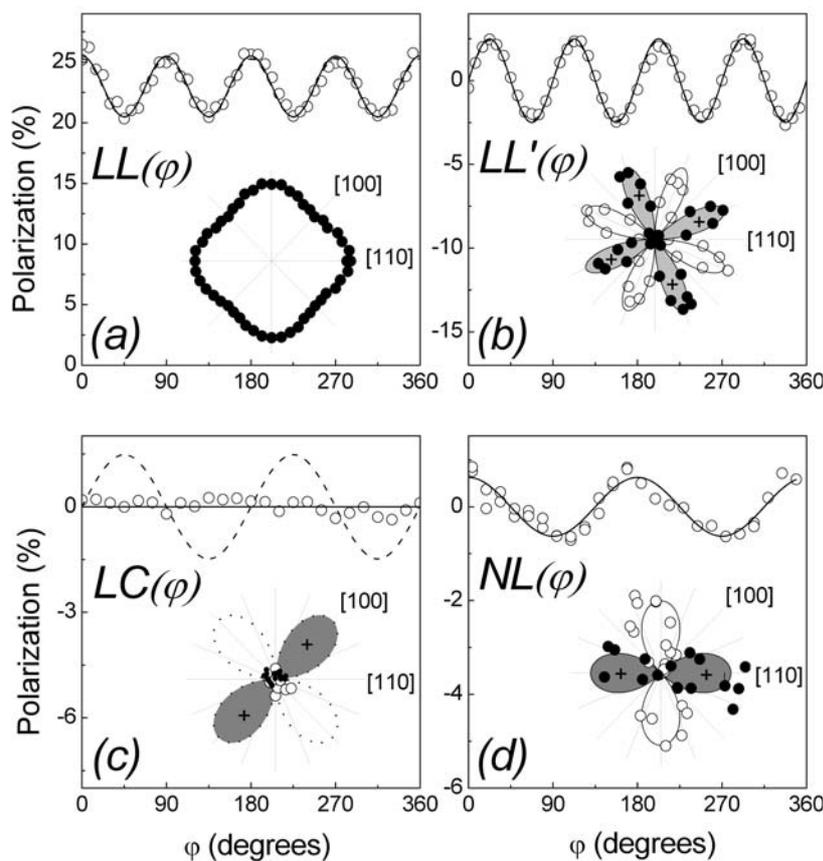


Рис.8. Зависимости различных форм поляризационного отклика образца с КТ CdSe/ZnSe в нулевом внешнем поле от угла поворота образца по отношению к направлению L (части $a-c$). Точки – эксперимент, кривые – расчет. Сплошные кривые – двухступенчатая модель, штриховые – одноступенчатая модель эффекта поляризационных конверсий. На части (d) – угловая зависимость «встроенной поляризации» при возбуждении неполяризованным светом.

адекватной ситуации, реализующейся в эксперименте. Хотя нам не удалось строго определить величину анизотропного обменного расщепления экситона в короткоживущем возбужденном состоянии (модельный расчет толерантен по отношению к выбору этой величины), вероятнее всего это расщепление в несколько раз больше, чем в основном состоянии. Время жизни возбужденного экситонного состояния, вовлеченного в эффекты конверсии, находится в диапазоне десятых долей пикосекунды.

Чтобы описать набор экспериментальных данных в рамках любой из двух моделей (двухступенчатой или одноступенчатой), необходимо было ввести в рассмотрение распределение ансамбля КТ по направлениям осей удлинения. Реконструированное нами из сравнения результатов эксперимента и расчета угловое распределение (рис.9) характеризуется предпочтительной ориентацией осей КТ вдоль направлений типа $\{110\}$, а также преимущественностью направления $[110]$ перед направлением $[1\bar{1}0]$.

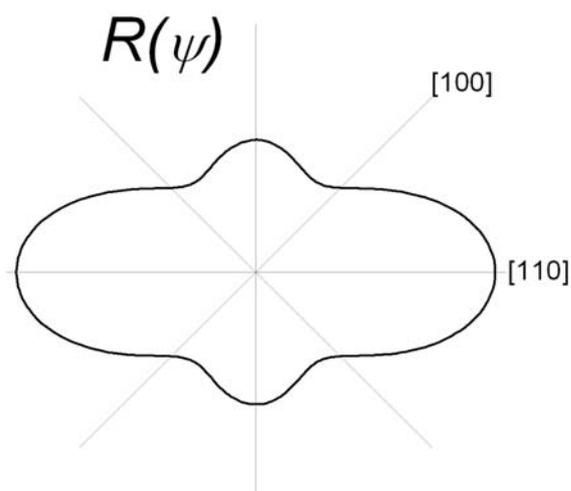


Рис.9. Реконструированное по данным эксперимента распределение удлинений КТ (001)-CdSe/ZnSe в плоскости слоя.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы, определяющие ее научную новизну, можно кратко сформулировать следующим образом.

1. Обнаружено, что излучение одиночного триона в самоорганизованной квантовой точке частично линейно поляризовано, причем преимущественное направление колебаний электрического вектора излучаемого света индивидуально для данной квантовой точки.
2. Установлена природа квартетного расщепления линии одиночного триона в самоорганизованной квантовой точке в магнитном поле, направленном вдоль слоя наногетероструктуры. Найдена корреляция между степенью линейной поляризации излучения данной квантовой точки в нулевом поле и величиной поперечного g -фактора дырки в этой квантовой точке.
3. Идентифицированы механизмы и симметричные свойства основных вкладов в магнитоиндуцированную линейную поляризацию квантовых ям на основе полупроводников A^2B^6 .
4. Экспериментально установлены и объяснены различия механизмов резонансного спин-флип комбинационного рассеяния света квантовой ямой для случаев, когда процесс рассеяния происходит через экситонное или через трионное состояние. Обнаружена анизотропия интенсивности спин-флип комбинационного рассеяния в квантовых ямах CdTe/(Cd,Mn)Te и

выявлены два фактора, контролирующие эту анизотропию для различных процессов рассеяния.

5. В квантовых ямах CdTe/(Cd,Mn)Te обнаружена линия спин-флип комбинационного рассеяния, соответствующая комбинированному процессу с переворотом спинов s -электрона в квантовой яме и d -электрона на ионе марганца. Значительная вероятность комбинированного процесса, его резонансные и поляризационные свойства предсказаны на основе анализа механизмов односпиновых процессов спин-флип.
6. Обнаружен и объяснен эффект изменения интенсивности спин-флип комбинационного рассеяния света квантовой ямой при дополнительном освещении образца светом с большой энергией квантов.
7. Теоретически проанализирован экситонный эффект Ханле в квантовой яме при сильном изотропном обменном взаимодействии между электроном и дыркой. (Предсказания теории подтверждены экспериментами Астахова и Кусраева.)
8. Обнаружена 90-градусная анизотропия величины и направления оптического выстраивания спинов экситонов в ансамбле самоорганизованных квантовых точек. В рамках двухступенчатой модели эффекта межполяризационных конверсий получены выражения, описывающие полевые и угловые зависимости всех форм поляризационного отклика квантовых точек. Реконструирована функция распределения ансамбля квантовых точек CdSe/ZnSe по направлениям удлинения в плоскости слоя.
9. Показано, что в низкотемпературных оптических экспериментах на квантовых ямах (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg,Mn)Te нагрев системы спинов марганца под лучом происходит вместе с нагревом кристаллической решетки, а локальная спиновая температура T как функция плотности оптического возбуждения G следует закону $T \propto (G + const)^{1/4}$.

Основные публикации по теме диссертации

- [Д1] Yu.G. Kusrayev, A.V. Koudinov, D. Wolverson, J. Kossut. *Anisotropy of Spin-Flip Raman Scattering in CdTe/CdMnTe Quantum Wells*. // Phys. Stat. Solidi (b) **229**, 741-744 (2002).
- [Д2] A.V. Koudinov, Yu.G. Kusrayev, B.P. Zakharchenya, D. Wolverson, J.J. Davies, J. Kossut. *Pauli blockade in spin-flip Raman scattering via donor bound excitons*. // Proc. SPIE **5023**, 542-545 (2002).
- [Д3] A.V. Koudinov, Yu.G. Kusrayev, B.P. Zakharchenya, D. Wolverson, J.J. Davies, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. *Spin-flip Raman scattering in semi-magnetic quantum wells with in-plane anisotropy: Analysis of the intermediate states*. // Phys. Rev. B **67**, 115304/1-13 (2003).
- [Д4] A.V. Koudinov, Yu.G. Kusrayev, I.G. Aksyanov. *Light-induced heating effects in semimagnetic quantum wells*. // Phys. Rev. B **68**, 085315/1-4 (2003).
- [Д5] A.V. Koudinov, I.A. Akimov, Yu.G. Kusrayev, F. Henneberger. *Optical and magnetic anisotropies of the hole states in Stranski-Krastanov quantum dots*. // Phys. Rev. B **70**, 241305(R)/1-4 (2004).
- [Д6] N.S. Averkiev, A.V. Koudinov, Yu.G. Kusrayev, D. Wolverson, G. Karczewski, T. Wojtowicz. *Linearly polarized emission of the quantum wells subject to an in-plane magnetic field*. // Proc. 13th Int. Symposium “Nanostructures: Physics and Technology”, St.-Petersburg, 2005. Ioffe Institute, 2005, p.49.
- [Д7] I.S. Gagis, K.V. Kavokin, A.V. Koudinov. *Excitonic Hanle effect in nanostructures with strong exchange interaction*. Proc. 13th Int. Symposium “Nanostructures: Physics and Technology”, St.-Petersburg, 2005. Ioffe Institute, 2005, p.350-351.
- [Д8] Yu.G. Kusrayev, A.V. Koudinov, B.P. Zakharchenya, S. Lee, J.K. Furdyna, M. Dobrowolska. *Optical orientation and alignment of excitons in self-assembled CdSe/ZnSe quantum dots: The role of excited states*. // Phys. Rev. B **72**, 155301/1-9 (2005).
- [Д9] A.V. Koudinov, N.S. Averkiev, Yu.G. Kusrayev, B.R. Namofov, B.P. Zakharchenya, D. Wolverson, J.J. Davies, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. *Linear polarization of the photoluminescence of quantum wells subject to in-plane magnetic fields*. // Phys. Rev. B **74**, 195338/1-14 (2006).
- [Д10] G.V. Astakhov, A.V. Koudinov, K.V. Kavokin, I.S. Gagis, Yu.G. Kusrayev, W. Ossau, L.W. Molenkamp. *Exciton Spin Decay Modified by Strong Electron-Hole Exchange Interaction*. // Phys. Rev. Lett. **99**, 016601/1-4 (2007).

- [Д11] И.С. Гагис, К.В. Кавокин, А.В. Кудинов. *Динамика спиновой поляризации и эффект Ханле при сильном обменном взаимодействии в экситоне.* // ФТТ **49**, 1298-1303 (2007).
- [Д12] A.V. Koudinov, Yu.G. Kusrayev, L.C. Smith, J.J. Davies, D. Wolverson, G. Karczewski, T. Wojtowicz. *Modulation of quantum well optical properties by illumination above the barrier bandgap.* XIII Int. Conf. on II-VI Semiconductors, Cheju, Korea, September 2007. Abstracts, p.457. Proceedings (4 pages): in J. Korean Phys. Soc., in press (2008).
- [Д13] Yu.G. Kusrayev, A.V. Koudinov, N.S. Averkiev, D. Wolverson, J.J. Davies, G. Karczewski, T. Wojtowicz. *Linearly polarized emission of quantum wells subject to an in-plane magnetic field.* XIII Int. Conf. on II-VI Semiconductors, Cheju, Korea, September 2007. Abstracts, p.85. Proceedings (4 pages): in J. Korean Phys. Soc., in press (2008).
- [Д14] Н.С. Аверкиев, А.В. Кудинов, Б.Р. Намозов, Ю.Г. Кусраев. *Спектроскопия поляризованной люминесценции наноструктур.* // Изв. РАН. Сер. физ. **72**, 232-235 (2008).
- [Д15] A.V. Koudinov, B.R. Namozov, Yu.G. Kusrayev, S. Lee, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna. *Two-step versus one-step model of the interpolarization conversion and statistics of CdSe/ZnSe quantum dot elongations.* // Phys. Rev. B **78**, in press (2008).

Список цитированной литературы

- [1] А.В. Кудинов. *Спектроскопия поляризованной люминесценции полумагнитных полупроводников CdMnTe и квантовых ям CdTe/CdMnTe.* Дисс. ... канд. физ.-мат наук, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб, 1996. 119 с.
- [2] Yu.G. Kusrayev, A.V. Koudinov. *Magnetic Field Induced Polarization of Luminescence in Paramagnetic and Spin Glass Phases of CdMnTe.* // phys. stat. solidi (b) **190**, 315-320 (1995).
- [3] A. Hundt, J. Puls, A.V. Akimov, Y.H. Fan, F. Henneberger. *Photocarrier-induced spin heating and spin-lattice relaxation in diluted magnetic Stranski-Krastanov quantum dots.* // Phys. Rev. B **72**, 033304 (2005).
- [4] 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).

- [5] T. Schmidt, M. Scheibner, L. Worschech, A. Forchel, T. Slobodskyy, L.W. Molenkamp. *Sign reversal and light controlled tuning of circular polarization in semimagnetic CdMnSe quantum dots.* // J. Appl. Phys. **100**, 123109 (2006).
- [6] Yu.G. Kusrayev, A.V. Koudinov, I.G. Aksyanov, B.P. Zakharchenya, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. *Extreme In-Plane Anisotropy of Heavy-Hole g Factor in (001)-CdTe/CdMnTe Quantum Wells.* // Phys. Rev. Lett. **82**, 3176-3179 (1999).
- [7] Y.G. Semenov, S.M. Ryabchenko. *Effects of photoluminescence polarization in semiconductor quantum wells subjected to an in-plane magnetic field.* // Phys. Rev. B **68**, 045322 (2003).
- [8] D.N. Krizhanovskii, A. Ebbens, A.I. Tartakovskii, F. Pulizzi, T. Wright, M.S. Skolnick, M. Hopkinson. *Individual neutral and charged $In_xGa_{1-x}As$ -GaAs quantum dots with strong in-plane optical anisotropy.* // Phys. Rev. B **72**, 161312(R) (2005).
- [9] S. Moehl, I.C. Robin, Y. Léger, R. André, L. Besombes, K. Kheng. *Strong heavy-hole-light-hole mixing in CdZnSe quantum dots.* // phys. stat. solidi (b) **243**, 849 (2006).
- [10] Y. Léger, L. Besombes, L. Maingault, H. Mariette. *Valence-band mixing in neutral, charged, and Mn-doped self-assembled quantum dots.* // Phys. Rev. B **76**, 045331 (2007).
- [11] Xiaodong Xu, Yanwen Wu, Bo Sun, Qiong Huang, Jun Cheng, D.G. Steel, A.S. Bracker, D. Gammon, C. Emary, L.J. Sham. *Fast Spin State Initialization in a Singly Charged InAs-GaAs Quantum Dot by Optical Cooling.* // Phys. Rev. Lett. **99**, 097401 (2007).
- [12] 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 **132**, 426 (2007).
- [13] Y. Léger, L. Besombes, L. Maingault, J. Fernández-Rossier, D. Ferrand, H. Mariette. *Spin properties of charged single Mn-doped quantum dots.* // phys. stat. solidi (b) **243**, 3912 (2006).
- [14] Y. Léger, L. Besombes, J. Fernández-Rossier, L. Maingault, H. Mariette. *Electrical Control of a Single Mn Atom in a Quantum Dot.* // Phys. Rev. Lett. **97**, 107401 (2006).
- [15] L. Besombes, Y. Léger, L. Maingault, H. Mariette. *Spin properties of charged Mn-doped quantum dot.* // J. Appl. Phys. **101**, 081713 (2007).
- [16] T. Kiessling, A.V. Platonov, G.V. Astakhov, T. Slobodskyy, S. Mahapatra, W. Ossau, G. Schmidt, K. Brunner, L. W. Molenkamp. *Anomalous in-plane magneto-optical anisotropy of self-assembled quantum dots.* // Phys. Rev. B **74**, 041301(R) (2006).

- [17] A. Naumov, D. Mi, M. Sturge, W. Ge, L.S. Dang, H. Mariette, N. Magnea. *Low-level photomodulation of exciton absorption in CdTe single quantum wells.* // J. Appl. Phys. **78**, 1196 (1995).
- [18] A.J. Shields, J.L. Osborne, M.Y. Simmons, D.A. Ritchie, M. Pepper. *Comparison of optical and transport measurements of electron densities in GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells.* // Semicond. Sci. Technol. **11**, 890 (1996).
- [19] S. Glasberg, G. Finkelstein, H. Shtrikman, I. Bar-Joseph. *Comparative study of the negatively and positively charged excitons in GaAs quantum wells.* // Phys. Rev. B **59**, R10425 (1999).
- [20] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. *Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena.* Springer-Verlag, Berlin, 1997.
- [21] Оптическая ориентация (Современные проблемы науки о конденсированных средах)/ под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера. Наука, Л., 1989.
- [22] M. Dyakonov, X. Marie, T. Amand, P. Le Jeune, D. Robart, M. Brousseau, J. Barrau. *Coherent spin dynamics of excitons in quantum wells.* // Phys. Rev. B **56**, 10412 (1997).
- [23] G.V. Astakhov, T. Kiessling, A.V. Platonov, T. Slobodskyy, S. Mahapatra, W. Ossau, G. Schmidt, K. Brunner, L.W. Molenkamp. *Circular-to-Linear and Linear-to-Circular Conversion of Optical Polarization by Semiconductor Quantum Dots.* // Phys. Rev. Lett. **96**, 027402 (2006).
- [24] R.I. Dzhioev, H.M. Gibbs, E.L. Ivchenko, G. Khitrova, V.L. Korenev, M.N. Tkachuk, B.P. Zacharchenya. *Determination of interface preference by observation of linear-to-circular polarization conversion under optical orientation of excitons in type-II GaAs/AlAs superlattices.* // Phys. Rev. B **56**, 13405 (1997).