

На правах рукописи

КАЛИТУХО ИННА ВИКТОРОВНА

**ФЕРРОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ
В ГИБРИДНОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК -
ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ КВАНТОВАЯ ЯМА**

Специальность 1.3.8 – физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
2022

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном
учреждении науки Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе
Российской академии наук

Научный руководитель:

Сапега Виктор Фёдорович, доктор физико-математических наук,
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-
технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ведущий научный сотрудник лаборатории спиновых и оптических яв-
лений в полупроводниках.

Официальные оппоненты:

Шамирзаев Тимур Сезгирович, доктор физико-математических
наук, доцент по специальности физика полупроводников, ФГБУН “Ин-
ститут физики полупроводников им. А. В. Ржанова” СО РАН г. Новоси-
бирск, ведущий научный сотрудник лаборатории молекулярно-лучевой
эпитаксии соединений АЗВ5.

Рожанский Игорь Владимирович, доктор физико-математических
наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии
наук, старший научный сотрудник сектора теории оптических и элект-
рических явлений в полупроводниках.

Ведущая организация:

**Московский государственный университет имени М. В. Ломо-
носова**

Защита состоится «__» _____ 2022 г. в __ часов __ минут на засе-
дании диссертационного совета ФТИ 34.01.01 при Федеральном госу-
дарственном бюджетном учреждении науки ФТИ им. А. Ф. Иоффе по
адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ
им. А. Ф. Иоффе и на сайте www.ioffe.ru.

Автореферат разослан «__» _____ 2022 г.

Учёный секретарь диссертационного совета
PhD

Калашникова А. М.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Концепция спинтроники была сформулирована в 1990-е и заключалась в использовании спиновых степеней свободы электронов в качестве носителя информации [1]. Такой подход открывает возможности для создания концептуально нового поколения устройств манипулирования и хранения информации, например, спиновых транзисторов и светодиодов, спиновых резонансно-туннельных диодов, оптических переключателей и др. Устройства, сочетающие классическую полупроводниковую электронику со спиновой степенью свободы носителей зарядов, будут обладать энергонезависимостью, повышенной скоростью обработки данных, сниженным энергопотреблением и повышенной степенью интеграции по сравнению с классическими полупроводниковыми устройствами, где носителем информации выступает только заряд [2]. Одним из направлений спинтроники является внедрение магнетизма в полупроводник. Преимуществом такого подхода является совместимость с уже существующей полупроводниковой электроникой. Такая технология должна сохранить все лучшие свойства полупроводника, например, высокую подвижность носителей заряда, но добавить к ним магнетизм, присущий ферромагнетикам. Это позволит объединить полупроводниковую логику и магнитную память в одном устройстве. Манипулирование и хранение информации на одном чипе избавит от необходимости переноса информации, таким образом повысив быстродействие и понизив энергопотребление системы.

Существует несколько подходов к внедрению магнетизма в полупроводник. Один из них – ферромагнитные полупроводники. Ещё в 1960-е были рассмотрены халькогениды европия и кадмий-хромовые шпинели [3]. Однако, они обладают низкой температурой Кюри и плохо совместимы со стандартной полупроводниковой технологией на основе Si, Ge и GaAs. Поэтому в конце 1970-х на смену поискам пришло создание ферромагнитных полупроводников, а именно разбавленных магнитных полупроводников (РМП). РМП – это полупроводниковые твёрдые растворы, в которых часть атомов замещена магнитными атомами с типичной концентрацией в несколько %. Сначала были получены РМП на основе

полупроводников $A^{II}B^{VI}$ [4, 5], а впоследствии и $A^{III}B^V$ [6, 7]. И хотя РМП обладают большим потенциалом для применения в спинтронике, ферромагнитные полупроводники (например, $(Ga,Mn)As$ и $(In,Mn)As$) имеют довольно низкую подвижность для транспорта носителей заряда [8]. К тому же, существуют ограничения на количество магнитных атомов, способных встраиваться в решётку полупроводника с сохранением ферромагнитных свойств РМП.

Альтернативой ферромагнитным полупроводникам являются гибридные системы, включающие в себя ферромагнетик (ФМ) и полупроводник (ПП) [9]. Концепция даёт возможность независимого выбора ферромагнитных материалов и стандартных парамагнитных полупроводников для поиска оптимальных свойств гибридной системы для конкретной задачи, а также контроля перекрытия волновых функций носителей заряда с ФМ. При таком подходе выполняется условие совместимости со стандартной полупроводниковой технологией. При этом полупроводник сохраняет высокую подвижность носителей заряда, а ферромагнетик - свои магнитные свойства. Примерами гибридных систем ФМ-ПП являются устройства спиновой инжекции [2, 10], где поляризованные по спину носители заряда инжектируются из ФМ в ПП.

В работах [11, 12] предложена гибридная структура из ферромагнетика и полупроводниковой квантовой ямы (КЯ) с двумерным дырочным газом, разделённых тонким немагнитным барьером. В такой структуре происходит взаимодействие спиновых систем ФМ и носителей заряда в КЯ - ферромагнитный эффект близости. Рассматривается, как ФМ поляризует носители заряда в квантовой яме, а поляризованные носители заряда в ПП влияют на намагниченность ФМ. Предложена концепция оптического и электрического управления намагниченностью и её детектирования. В гибридных структурах с ФМ на основе марганца наблюдалась равновесная поляризация дырок в обменном поле Mn [13, 14, 15], а также динамическая поляризация электронов, связанная со спин-зависимым захватом носителей в ФМ слой [16]. В гибридных структурах Ni/GaAs [17, 18] наблюдалось фотоиндуцированное изменение коэрцитивной силы интерфейсного ФМ, обусловленное взаимодей-

ствием ФМ и ПП.

Гибридные системы выглядят перспективными для применения в спинтронике, но, естественно, для этого требуется детальное изучение фундаментальных свойств и взаимодействий в таких системах, а также поиск пар ФМ-ПП с оптимальными свойствами.

Целью работы является экспериментальное исследование взаимодействия спиновых систем ферромагнетика и полупроводника в гибридной структуре, состоящей из пленки металлического ферромагнетика (кобальта или железа) и квантовой ямы CdTe, разделённых тонким немагнитным барьером CdMgTe, определение природы такого взаимодействия, его параметров и способов управления спиновым взаимодействием. В ходе исследования был решён широкий круг задач: экспериментальная демонстрация и изучение ферромагнитного эффекта близости с помощью комплекса различных методик в гибридных структурах Co/CdMgTe/CdTe и Fe/CdMgTe/CdTe; определение носителей в КЯ и ферромагнетика, участвующих в эффекте близости; выявление природы ферромагнитного эффекта близости; прямое измерение константы эффективного $p-d$ обменного взаимодействия между системами ФМ и носителей в КЯ в структуре Co/CdMgTe/CdTe; изучение влияния приложенного поперечного смещения на ферромагнитный эффект близости и константу $p-d$ обменного взаимодействия в этой структуре.

Методология и методы исследования. Для исследования гибридных структур ферромагнетик – квантовая яма CdTe были использованы методы спектроскопии поляризованной фотолюминесценции (ФЛ) в стационарном режиме и с временным разрешением, метод неупругого рассеяния света с переворотом спина (НРСПС), измерение эффекта Керра в режиме накачка-зондирование, измерение магнитооптического эффекта Керра (МОЭК).

Научная новизна работы определяется тем, что в ней различными методами изучены гибридные структуры Co/CdMgTe/CdTe и Fe/CdMgTe/CdTe, обнаружен ферромагнитный эффект близости в таких структурах. Исследована зависимость амплитуды ферромагнитного эффекта близости от толщины барьера между ФМ и КЯ. Уста-

новлено, что в структуре $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$ осуществляется дальнедействующий (слабо зависящий от толщины барьера) ферромагнитный эффект близости, обусловленный эффективным p - d обменным взаимодействием между дырками, локализованными на акцепторах в КЯ и d -электронами интерфейсного ФМ. Напрямую измерена константа обменного взаимодействия Δ_{pd} . Продемонстрировано управление ферромагнитным эффектом близости с помощью малых электрических полей. В структуре $\text{Fe}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$ обнаружено сосуществование двух типов ферромагнитного эффекта близости - короткодействующего и дальнедействующего. Показано, что короткодействующий ферромагнитный эффект близости обусловлен s - d обменным взаимодействием электронов в квантовой яме с d -электронами железа, дальнедействующий – взаимодействием дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, с d -электронами интерфейсного ФМ.

Практическая значимость работы заключается в исследовании гибридных структур $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$ и $\text{Fe}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$, совместимых с полупроводниковой технологией современных вычислительных устройств, а также обладающих магнитным порядком. Исследование свойств такого класса структур важно для интеграции магнетизма в полупроводниковую электронику. В частности, создания компьютера на одном чипе с надежной магнитной памятью, которая может переключаться оптическими или слабыми электрическими полями. Также подобные структуры могут быть использованы для создания устройств записи, хранения и чтения информации, использующих спиновые состояния носителей в качестве бита информации.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Природа ферромагнитного эффекта близости в структуре $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$ заключается в дальнедействующем эффективном p - d обменном взаимодействии d -электронов интерфейсного ферромагнетика и дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме. Характерный масштаб этого взаимодействия существенно превышает масштаб перекрытия волновых функций носителей.

2. Статическое электрическое поле влияет на эффективное p - d обменное взаимодействие в структуре $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$. Константа Δ_{pd} обменного взаимодействия, напрямую измеренная методом неупругого рассеяния света с переворотом спина, уменьшается со значения 140 мкэВ в режиме плоских зон до 11 мкэВ при приложении обратного смещения.
3. В основе дальнего действующего эффективного p - d обменного взаимодействия лежит фоновый динамический эффект Штарка. Этот эффект заключается в распространении из ферромагнетика в квантовую яму эллиптически поляризованных фононов, создающих эффективное магнитное поле, которое снимает крамерово вырождение дублета $\pm 3/2$ дырок, локализованных на акцепторах.
4. Электрическое поле, приложенное к структуре $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$, влияет на константу Δ_{pd} обменного взаимодействия за счёт изменения энергии расщепления состояний акцепторов с моментами $3/2$ и $1/2$ в квантовой яме посредством статического эффекта Штарка. Величина обменной константы Δ_{pd} зависит от отстройки энергии эллиптически поляризованных фононов от энергии расщепления акцепторов с моментами $3/2$ и $1/2$.
5. В структуре $\text{Fe}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$ сосуществуют короткодействующий и дальнедействующий ферромагнитные эффекты близости. Короткодействующий эффект близости обусловлен s - d обменным взаимодействием электронов в квантовой яме с d -электронами пленки железа на масштабе перекрытия их волновых функций. Дальнедействующий эффект близости обусловлен взаимодействием d -электронов интерфейсного ферромагнетика на границе Fe/CdMgTe и тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, на масштабе существенно превышающем масштаб перекрытия их волновых функций.

Достоверность полученных результатов обусловлена использованием современного оборудования и высокоточных методик измерения. Результаты подтверждаются согласованностью различных экспериментов: поляризационной спектроскопии ФЛ, спектроскопии ФЛ с времен-

ным разрешением, неупругого рассеяния света с переворотом спина и измерения эффекта Керра в режиме накачка-зондирование. Описываемые в работе результаты опубликованы в реферируемых научных журналах и были представлены на российских и международных конференциях.

Апробация работы. Результаты работы были представлены на следующих конференциях: 20th International Conference on Modulated Semiconductor Structures (Тояма, Япония, 2021), XXV симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2021), International Conference on Optics of Excitons in Confined Systems (Дортмунд, 2021, Санкт-Петербург, 2019 и Израиль, 2015), Российская конференция по физике полупроводников (Новосибирск, 2019 и Звенигород, 2015), 34th International conference on the physics of semiconductors (Монпелье, Франция, 2018), семинар «От экситона к спинтронике, семинар, посвященный 90-летию со дня рождения Б. П. Захарчени (Санкт-Петербург, 2018), международная школа-семинар «Экситоны в кристаллах и наноструктурах. К 120-летию со дня рождения Е.Ф. Гросса» (Санкт-Петербург, 2017), Moscow International Symposium on Magnetism (Москва, 2017), International Conference on Metamaterials and Nanophysics (Варадеро, Куба, 2015), 17th International Conference on II-VI Compounds, (Париж, Франция, 2015), III Научно-техническая конференция с международным участием «Наука настоящего и будущего» (Санкт-Петербург, 2015), Физика.СПб (Санкт-Петербург, 2015), XVII Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур (Санкт-Петербург, 2015). Результаты исследования также докладывались на семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе, СПбГУ, проекта ICRC TRR-160. Цикл работ [A1-A3] был удостоен премии ФТИ им. А.Ф. Иоффе за 2018 год.

Личный вклад. Автор диссертации выполнил эксперименты по спектроскопии фотолюминесценции в стационарном режиме и с временным разрешением, неупругому рассеянию света с переворотом спина, измерению эффекта Керра методом накачка-зондирование, а также принимал участие в изготовлении электрических контактов к образцу. Автор

провёл обработку и анализ экспериментальных данных, активно участвовал в постановке задач, а также подготовке статей. Принимал участие в апробации работ на конференциях, семинарах и т.п., в том числе в качестве приглашенного докладчика.

Публикации. Результаты исследований, представленных в диссертации, изложены в 5 работах [А1-А5]. Список работ приведён в заключении. Автор имеет ещё 5 публикаций в высокорейтинговых журналах, не включенных в диссертацию.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из Введения, пяти глав, Заключения и списка литературы. Она содержит 145 страниц текста, включая 70 рисунков и 3 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 70 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обоснована актуальность данной работы, сформулированы цель и задачи научного исследования, представлены экспериментальные методики, используемые в работе, обозначены научная новизна работы и её практическая значимость, перечислены основные положения, выносимые на защиту, кратко изложено содержание диссертации.

В **первой главе** “Методическая часть” дано описание следующих экспериментальных методик: спектроскопия поляризованной фотолюминесценции в стационарном режиме (раздел 1.1.1) и с временным разрешением (раздел 1.1.2), измерение магнитооптического эффекта Керра (раздел 1.1.3), неупругое рассеяние света с переворотом спина (раздел 1.1.4), методика накачка-зондирование для измерения эффекта Керра (раздел 1.1.5). В частности, показаны схемы экспериментальных установок, описаны их возможности, принципы постановки эксперимента и интерпретации данных. В разделе 1.2 приведена информация об исследуемых гибридных структурах: технология изготовления, характеристики, различные модификации. Гибридные структуры, выращенные на подложке GaAs, состоят из квантовой ямы CdTe и слоя ферромагнетика - кобальта или железа, разделённых немагнитным барьером CdMgTe нанометровой толщины. Отличительной особенностью образцов является

градиент толщины барьера CdMgTe в одном из направлений в плоскости структуры. Это позволяет исследовать зависимость эффекта близости от расстояния между квантовой ямой и ферромагнетиком.

Во **второй главе** “Дальнодействующий ферромагнитный эффект близости в структуре Co/CdMgTe/CdTe квантовая яма” приведено доскональное изучение эффекта близости в гибридной структуре различными методиками, а также сделан литературный обзор (раздел 2.1.1). Результаты опубликованы в статьях **A1** и **A3**.

Раздел 2.3 посвящён ферромагнитному эффекту близости в гибридной структуре Co/CdMgTe/CdTe квантовая яма. Эффект состоит во взаимодействии спиновых систем ферромагнетика и носителей заряда в квантовой яме. На рис. 1а представлен спектр интенсивности и поляризации фотолюминесценции из квантовой ямы. В спектре наблюдается экситонная линия (X) и плечо, соответствующее рекомбинации электронов с дырками, локализованными на акцепторах в квантовой яме ($e-A^0$). При линейно поляризованной накачке фотолюминесценция на линии $e-A^0$ в слабом магнитном поле оказывается циркулярно поляризованной.

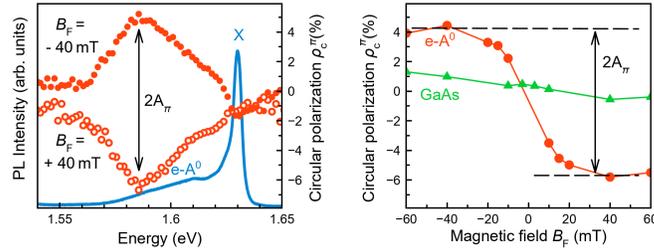


Рис. 1: (а) Спектр интенсивности ФЛ (синяя кривая) и степени циркулярной поляризации ФЛ ρ_c^{π} (красные кружки) в слабом магнитном поле ± 40 мТл. (б) Зависимости степени циркулярной поляризации ФЛ $\rho_c^{\pi}(B_F)$ на линии $e-A^0$ из квантовой ямы (красные кружки) и из подложки GaAs (зелёные треугольники) от внешнего магнитного поля в геометрии Фарадея. Чёрной стрелкой показана удвоенная амплитуда эффекта близости $2A_{\pi}$. Толщина барьера CdMgTe $d = 10$ нм.

Сканирование этой поляризации в магнитном поле в геометрии Фа-

радея (параллельно оси роста образца) демонстрирует интересный результат, представленный на рис. 1б. Так, зависимость $\rho_c^\pi(B_F)$ на линии $e-A^0$ в квантовой яме имеет вид кривой намагничивания ферромагнетика, а именно, это нелинейная зависимость с насыщением. Такой вид зависимости говорит о взаимодействии спиновых систем ферромагнетика и квантовой ямы в 10 нм от него. В то же время, зависимость $\rho_c^\pi(B_F)$ из подложки GaAs, расположенной более чем в 3 мкм от ферромагнетика, имеет слабую, линейную по магнитному полю поляризацию, т.е. не испытывает влияния ферромагнетика. Наблюдение нелинейной зависимости для квантовой ямы и отсутствие для подложки GaAs говорит о ферромагнитном эффекте близости. Амплитуда эффекта близости определяется как полуразность степени циркулярной поляризации в насыщении по магнитному полю $A_\pi \equiv \frac{1}{2}|\rho_c^\pi(+B_{\text{sat}}) - \rho_c^\pi(-B_{\text{sat}})|$. В эксперименте на рис. 1 $A_\pi \approx 5\%$.

Исследуется зависимость амплитуды ферромагнитного эффекта близости A_π от толщины барьера d между ферромагнетиком и квантовой ямой (рис. 2): амплитуда эффекта остаётся неизменной вплоть до $d = 30$ нм, что сильно превышает масштаб перекрытия волновых функций $d_0 = 1.6$ нм. Такой дальнедействующий эффект близости ранее не наблюдался.

В разделе 2.4 методом поляризационной спектроскопии фотолюминесценции с временным разрешением показано, что в ферромагнитном эффекте близости участвуют дырки, локализованные на акцепторах в квантовой яме, т.е. именно они поляризуются вследствие взаимодействия с ферромагнетиком.

В разделе 2.5 рассматриваются различные механизмы, способные объяснить циркулярную поляризацию фотолюминесценции из квантовой ямы. Так, отвергается возможность спин-зависимого захвата носителей из КЯ в ФМ (раздел 2.5.1), эффект магнитного циркулярного дихроизма (раздел 2.5.2), резонансное туннелирование носителей через глубокие центры (раздел 2.5.3), рассеянные поля ФМ (раздел 2.5.4) и диффузия кобальта в полупроводниковую часть структуры (раздел 2.5.5). В итоге, выдвигается предположение об эффективном p - d обмен-

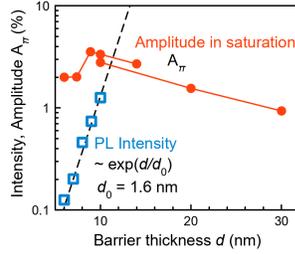


Рис. 2: Зависимость интенсивности ФЛ (синие квадраты) и амплитуды эффекта близости A_π на линии $e-A^0$ (красные кружки) от толщины барьера d между квантовой ямой и ФМ. Пунктирной линией показана экспоненциальная аппроксимация экспериментальных данных функцией $\exp(d/d_0)$, благодаря которой можно определить характерную длину $d_0 = 1.6$ нм перекрытия волновых функций носителей в квантовой яме с ФМ.

ном взаимодействии между d -электронами ферромагнетика и дырками, локализованными на акцепторах в квантовой яме.

В разделе 2.6 проводится сравнение результатов поляризационной спектроскопии фотолюминесценции и магнитооптического эффекта Керра. Вкупе с нетривиальной зависимостью амплитуды ферромагнитного эффекта близости от толщины плёнки кобальта они показывают, что ферромагнетик, участвующий в ферромагнитном эффекте близости – это не кобальт, а интерфейсный ферромагнетик на границе Co/CdMgTe . Обсуждается природа этого ферромагнетика. Методом фотолюминесценции с временным разрешением разделены вклады в циркулярную поляризацию фотолюминесценции: магнитный циркулярный дихроизм в плёнке кобальта и ферромагнитный эффект близости от интерфейсного ферромагнетика.

Третья глава “Прямое измерение $p-d$ обменного взаимодействия в структуре $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$ квантовая яма” посвящена прямому измерению константы эффективного $p-d$ обменного взаимодействия в гибридной структуре $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$ квантовая яма методом неупругого рассеяния света с переворотом спина, а также механизму эффективного $p-d$ обменного взаимодействия. Результаты опубликованы в ста-

тях A1 и A2.

В разделе 3.4 представлены результаты спектроскопии неупругого рассеяния света с переворотом спина. Так, в спектре на рис. 3а присутствует линия, обусловленная переворотом спина дырки, локализованной на акцепторе. Рамановский сдвиг этой линии $\Delta_S^{A^0}$ обусловлен не только расщеплением Зеемана, но и обменной константой Δ_{pd} :

$$\Delta_S^{A^0}(B) = \mu_B |g_A| B - \Delta_{pd}, \quad (1)$$

где μ_B – магнетон Бора, g_A – g -фактор дырки, локализованной на акцепторе. Из выражения видно, что определить константу p - d обменного взаимодействия Δ_{pd} можно из магнитолевой зависимости рамановского сдвига дырки, локализованной на акцепторе. Эта зависимость приведена на рис. 3б. Константа $\Delta_{pd} \sim 50$ мкэВ определяется из линейной аппроксимации экспериментальных данных согласно вышеупомянутому выражению. Измерение константы Δ_{pd} подтверждает, что ферромагнитный эффект близости в гибридной структуре Co/CdMgTe/CdTe квантовая яма заключается в эффективном p - d обменном взаимодействии дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме и d -электронов ферромагнетика. При этом эффективное магнитное поле, которое создаёт ферромагнетик для дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, оказывается довольно большим $B_{\text{exc}} \approx 2.5$ Тл.

В разделе 3.4 также показана слабая температурная зависимость константы эффективного p - d обменного взаимодействия. Кроме того, установлено, что с ростом толщины барьера d между ферромагнетиком и квантовой ямой обменная константа Δ_{pd} не только не уменьшается, но и растёт. Также исследуется неупругое рассеяние света с переворотом спина электрона, определен его g -фактор $g_e = 1.58$.

В разделе 3.5 предложен механизм эффективного p - d обменного взаимодействия: передача углового момента из ферромагнетика в квантовую яму осуществляется через эллиптически поляризованные фононы. Эллиптически поляризованные фононы генерируются в ферромагнетике на энергии магнон-фононного резонанса [19]. Поскольку поперечные

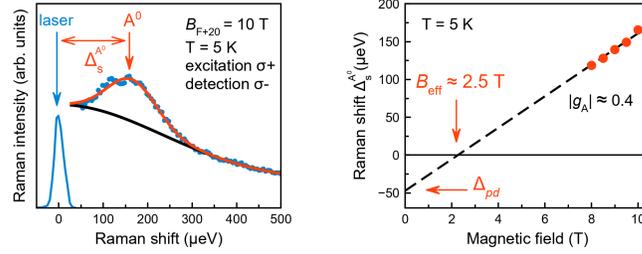


Рис. 3: (а) Спектр неупругого рассеяния света с переворотом спина (показан синим цветом). Спектр получен при возбуждении лазером на энергии $E_{\text{exc}} = 1.610$ эВ. Вертикальными стрелками показано положение линии переворота спина дырки, локализованной на акцепторе, и лазера. Горизонтальной стрелкой показан энергетический сдвиг линии в стоксову область $\Delta_S^{A^0} = 175$ мкэВ. (б) Экспериментальная зависимость $\Delta_S^{A^0}(B)$ (красные кружки), штриховой чёрной линией представлена линейная аппроксимация по формуле 1. Толщина барьера CdMgTe $d = 5$ нм.

акустические фононы могут пересекать границу ферромагнетик - полупроводник [20], то и эллиптически поляризованные фононы могут распространяться вглубь полупроводника. Благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию в валентной зоне [21], эллиптически поляризованные фононы изменяют расщепление пары уровней лёгких и тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах, аналогично динамическому эффекту Штарка. На рис. 4 показана схема такого взаимодействия, т.н. фононного динамического эффекта Штарка: σ^+ поляризованные фононы с энергией $E_{\text{мп}}$ расталкивают уровни акцептора $+3/2$ и $+1/2$ на величину Δ_{pd} . Причём отстройка Δ_{pd} тем больше, чем ближе энергия фотонов $E_{\text{мп}}$ к изначальному расщеплению уровней акцептора Δ_{lh} . Расталкивание уровней снимает вырождение дублета $\pm 3/2$, что приводит к циркулярной поляризации фотолюминесценции на линии $e-A^0$.

В **четвертой главе** “Электрический контроль $p-d$ обменного взаимодействия в структуре Co/CdMgTe/CdTe квантовая яма” рассматривается электрическое управление силой эффективного $p-d$ обменного взаимодействия в гибридной структуре Co/CdMgTe/CdTe квантовая яма. Результаты опубликованы в статье А4.

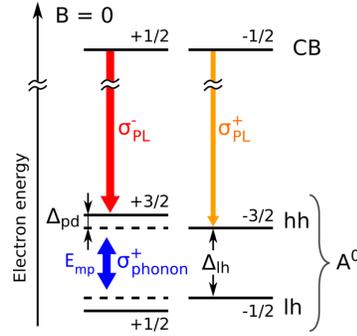


Рис. 4: Энергетическая диаграмма квантовой ямы под влиянием эллиптически поляризованных фононов. Акцепторные состояния A^0 с проекциями спина $+3/2$ и $+1/2$ оказываются сдвинутыми относительно невозмущённых энергетических уровней (штриховые линии) из-за фононного динамического эффекта Штарка через эллиптически поляризованные фононы с энергией E_{mp} с преимущественной σ^+ поляризацией. Снятие вырождения дублета $\pm 3/2$ приводит к преимущественной поляризации фотолуминесценции, так как рекомбинация электронов зоны проводимости ("CB") в состоянии $+3/2$ (красная стрелка), более вероятна, чем в состоянии $-3/2$ (оранжевая стрелка).

В разделе 4.2 описан дизайн образца: структура Co/CdMgTe/CdTe квантовая яма дополнена проводящим буферным слоем CdTe:I между подложкой GaAs и квантовой ямой. Через контакты к этому буферному слою и к слою кобальта к образцу прикладывается напряжение смещения вдоль оси роста. Приведена вольт-амперная характеристика гибридной структуры, демонстрирующая типичное поведение диода Шоттки.

В разделах 4.3 и 4.4 двумя методиками продемонстрировано изменение амплитуды ферромагнитного эффекта близости под влиянием приложенного поперёк гибридной структуры напряжения смещения. Так, в разделе 4.3 показано, что амплитуда ферромагнитного эффекта близости максимальна $A_\pi = 2.2\%$ в режиме плоских зон при напряжении $U = 0.5$ В. При подаче обратного смещения амплитуда падает вплоть до $A_\pi = 0.25\%$ при $U = -3$ В. Аналогичный результат получен и с помощью спектроскопии поляризации ФЛ с временным разрешением

(раздел 4.4): амплитуда в насыщении по времени ρ_{fm} в режиме плоских зон составляет 18% и уменьшается вплоть до $\rho_{\text{fm}} = 6\%$ при приложении $U = -3$ В. Совпадение результатов стационарного измерения ферромагнитного эффекта близости и эксперимента с временным разрешением говорит о том, что электрическое поле влияет на ферромагнитный эффект близости через изменение константы p - d обменного взаимодействия Δ_{pd} , а не через отношение времени жизни к времени спиновой релаксации τ_A/τ_{sA} . Этот вывод подкреплён прямым измерением Δ_{pd} .

В самом деле, в разделе 4.5 методом неупругого рассеяния света с переворотом спина показано изменение константы Δ_{pd} под влиянием приложенного к гибридной структуре напряжения смещения. На рис. 5 зелёными символами показана зависимость $\Delta_{pd}(U)$. Обменная константа принимает максимальное значение $\Delta_{pd} = 140$ мкэВ вблизи режима плоских зон и снижается вплоть до $\Delta_{pd} = 11$ мкэВ при приложении обратного смещения $U = -3$ В. Кроме переворота спина дырки, локализованной на акцепторе, в этом разделе также анализируется переворот спина электрона и совместный переворот спинов электрона и дырки. Показано, что эксперимент в диапазоне напряжений от -3 до 0.5 В отображает изменение силы эффективного p - d обменного взаимодействия между d -электронами ферромагнетика и тяжёлыми дырками, локализованными на акцепторах в квантовой яме. В то время как результаты экспериментов в диапазоне напряжений от 0.5 В и выше подтверждены сильным влиянию дырок валентной зоны.

Таким образом, все три зависимости $\Delta_{pd}(U)$, $A_\pi(U)$ и $\rho_{\text{fm}}(U)$ коррелируют друг с другом и демонстрируют ослабление эффективного p - d обменного взаимодействия и соответствующее уменьшение амплитуды ферромагнитного эффекта близости при приложении обратного смещения к гибридной структуре. Причём, уже небольшого напряжения $U \approx 1.5$ В достаточно для включения/выключения эффективного p - d обменного взаимодействия в структуре ферромагнетик - квантовая яма, т.е. для низковольтного управления магнетизмом.

В разделе 4.6 объясняется влияние приложенного к гибридной структуре напряжение на силу эффективного p - d обменного взаимодей-

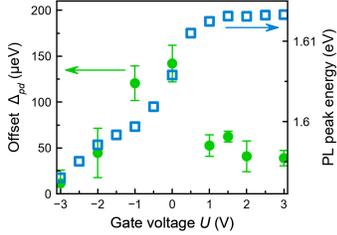


Рис. 5: Зависимость константы эффективного p - d обменного взаимодействия $\Delta_{pd}(U)$ (зелёные кружки) и зависимость энергии максимума ФЛ $h\omega_{\max}(U)$ (синие квадраты) от приложенного к структуре напряжения U . Толщина барьера CdMgTe $d = 8$ нм.

ствия через эллиптически поляризованные фононы. Как уже было отмечено, влияние эллиптически поляризованных фононов резонансное, т.е. отстройка уровней Δ_{pd} тем больше, чем ближе энергия фотонов E_{mp} к изначальному расщеплению уровней акцептора Δ_{lh} . Влияние электрического поля заключается в изменении энергии расщепления Δ_{lh} через квадратичный эффект Штарка. Присутствие электрического поля в квантовой яме увеличивает Δ_{lh} , что, в свою очередь, увеличивает разницу $\Delta_{\text{lh}} - E_{\text{mp}}$, а значит, уменьшает силу взаимодействия между эллиптически поляризованными фононами и уровнями акцептора в квантовой яме.

В **пятой главе** “Короткодействующий и далекодействующий ферромагнитные эффекты близости в структуре Fe/CdMgTe/CdTe квантовая яма” представлены результаты экспериментального изучения гибридной структуры Fe/CdMgTe/CdTe квантовая яма. Результаты опубликованы в статье [А5](#).

В разделе 5.3 методом поляризационной спектроскопии ФЛ показано, что в гибридной структуре наблюдается обменное взаимодействие спиновых систем электронов в квантовой яме с d -электронами железа. На рис. [6а](#) показаны зависимости степени циркулярной поляризации ФЛ при циркулярно поляризованной накачке от магнитного поля в геометрии Фойгта (в плоскости образца). Кроме характерного лоренциана, обусловленного эффектом Ханле оптически ориентированных

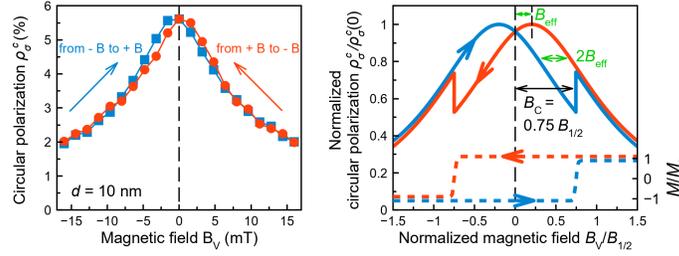


Рис. 6: (а) Кривые Ханле оптически ориентированных электронов при развертке магнитного поля в геометрии Фойгта из отрицательных значений в положительные (синие квадраты) и в обратном направлении (красные кружки). Толщина барьера CdMgTe $d = 10$ нм. (б) Расчётная зависимость оптической ориентации (сплошные линии, левая шкала) во внешнем поперечном магнитном поле для случая прямоугольной петли гистерезиса $\mathbf{M}(\mathbf{B})$, нормированной на намагниченность в насыщении M_s (штриховые линии, правая шкала). Направления сканирования магнитного поля указаны стрелками.

электронов, присутствует гистерезис в малых магнитных полях: кривые Ханле не совпадают при различных направлениях сканирования магнитного поля. Такое поведение является следствием действия на них эффективного магнитного поля s - d обменного взаимодействия со стороны d -электронов железа. Величина эффективного поля составляет $B_{\text{eff}} \approx 0.8$ мТл, это половина максимального сдвига между синей и красной кривыми Ханле на рис. 6а. В этом разделе также показано, что характерное коэрцитивное поле эффекта близости совпадает с коэрцитивным полем плёнки железа, измеренным с помощью магнитооптического эффекта Керра. Продемонстрирована устойчивость эффективного магнитного поля к температуре вплоть до 80 К.

На рис. 6б приведена расчётная зависимость оптической ориентации электронов (сплошные линии) во внешнем магнитном поле в случае прямоугольной петли гистерезиса ферромагнетика. Качественно она совпадает с экспериментальным результатом. Видно, что в эксперименте эффективное магнитное поле оказалось антипараллельно намагниченности железа.

В разделе 5.4 показано, что в гибридной структуре Fe/CdMgTe/CdTe

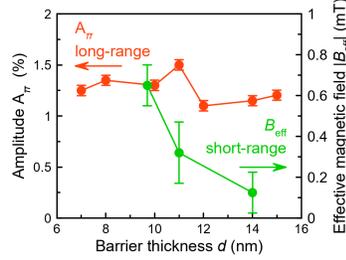


Рис. 7: Зависимость $A_\pi(d)$ (красные кружки) амплитуды ФМ эффекта близости для дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, и зависимость $|B_{\text{eff}}|(d)$ (зелёные кружки) величины эффективного магнитного поля, создаваемого железом для электронов в квантовой яме, от толщины немагнитного барьера между плёнкой железа и квантовой ямой.

квантовая яма осуществляется ферромагнитный эффект близости, аналогичный структуре с плёнкой кобальта (рис. 1): при линейно поляризованном возбуждении в магнитном поле B_F фотолюминесценция на линии $e-A^0$ оказывается циркулярно поляризованной. Магнитополевая зависимость этой циркулярной поляризации, как и в случае структуры $\text{Co}/\text{CdMgTe}/\text{CdTe}$ квантовая яма, оказывается нелинейной и выходит на насыщение в $B_{\text{sat}} \approx 30$ мТл. Амплитуда эффекта составляет $A_\pi = 1.5\%$ в образце с толщиной барьера CdMgTe $d = 11$ нм. Как и в случае кобальтовой структуры, этот эффект близости обусловлен взаимодействием дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, с интерфейсным ферромагнетиком.

Исследуется зависимость обоих эффектов близости от толщины барьера d между ферромагнетиком и квантовой ямой (рис. 7). Показано, что амплитуда эффекта близости с интерфейсным ферромагнетиком составляет $A_\pi = 1.5\%$ и остаётся неизменной при толщине CdMgTe барьера до 15 нм, т.е. этот эффект близости дальнедействующий. Напротив, эффективное магнитное поле B_{eff} эффекта близости, обусловленного $s-d$ обменным взаимодействием электронов с железом имеет резкую зависимость от толщины барьера, т.е. этот эффект близости короткодействующий.

Таким образом, в гибридной структуре Fe/CdMgTe/CdTe квантовая яма сосуществуют два типа ферромагнитного эффекта близости: дальнедействующий и короткодействующий.

В **Заключении** обобщены основные результаты работы:

1. Экспериментально обнаружен дальнедействующий эффект близости в структуре Co/ CdMgTe/CdTe квантовая яма. Характерный масштаб эффекта близости составил 30 нм.
2. Природа ферромагнитного эффекта близости в структуре Co/CdMgTe/ CdTe квантовая яма заключается в дальнедействующем эффективном p - d обменном взаимодействии d -электронов интерфейсного ферромагнетика и дырок (p -система), локализованных на акцепторах в квантовой яме. Эффективное поле этого обменного взаимодействия составляет $B_{\text{ex}} \approx 2.5$ Тл.
3. Экспериментально продемонстрировано управление эффективным p - d обменным взаимодействием в структуре Co/ CdMgTe/ CdTe квантовая яма статическим электрическим полем. Константа Δ_{pd} обменного взаимодействия, напрямую измеренная методом неупругого рассеяния света с переворотом спина, уменьшается со значения 140 мкэВ в режиме прямых зон до 11 мкэВ при приложении обратного смещения.
4. Предложен механизм дальнедействующего эффективного p - d обменного взаимодействия – фононный динамический эффект Штарка. Этот эффект заключается в распространении из ферромагнетика в квантовую яму эллиптически поляризованных фононов, создающих эффективное магнитное поле, которое снимает крамерово вырождение дублета $\pm 3/2$ дырок, локализованных на акцепторах.
5. Электрическое поле, приложенное к структуре Co/CdMgTe/ CdTe, влияет на константу Δ_{pd} обменного взаимодействия за счёт изменения энергии расщепления состояний акцепторов с моментами $\pm 3/2$ и $\pm 1/2$ в квантовой яме посредством статического эффекта Штарка. Величина обменной константы Δ_{pd} зависит от от-

- стройки энергии эллиптически поляризованных фононов от энергии расщепления акцепторов с моментами $\pm 3/2$ и $\pm 1/2$.
6. В структуре Fe/CdMgTe/CdTe квантовая яма экспериментально обнаружено сосуществование короткодействующего и дальнодействующего ферромагнитных эффектов близости.
 7. Короткодействующий эффект близости в структуре Fe/CdMgTe/CdTe квантовая яма обусловлен s - d обменным взаимодействием электронов (s -система) в квантовой яме с d -электронами плёнки железа с перекрытием их волновых функций.
 8. Дальнодействующий эффект близости в структуре Fe/CdMgTe/CdTe квантовая яма обусловлен взаимодействием d -электронов интерфейсного ферромагнетика на границе Fe/CdMgTe и тяжёлых дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, без перекрытия их волновых функций.

Основные результаты диссертационной работы изложены в публикациях:

- [A1] Korenev V. L., Salewski M., Akimov I. A., Sapega V. F., Langer L., Kalitukha I. V., Debus J., Dzhioev R. I., Yakovlev D. R., Müller D., Schröder C., Hövel H., Karczewski G., Wiater M., Wojtowicz T., Kusrayev Yu. G., Bayer M. Long-range p-d exchange interaction in a ferromagnet-semiconductor hybrid structure // Nature Physics.—2016.— Т. 12.—P. 85.
- [A2] Akimov I. A., Salewski M., Kalitukha I. V., Poltavtsev S. V., Debus J., Kudlacik D., Sapega V. F., Kopteva N. E., Kirstein E., Zhukov E. A., Yakovlev D. R., Karczewski G., Wiater M., Wojtowicz T., Korenev V. L., Kusrayev Yu. G., Bayer M. Direct measurement of the long-range p-d exchange coupling in a ferromagnet-semiconductor Co/CdMgTe/CdTe quantum well hybrid structure // Physical Review B.—2017.— Т. 96.—P. 184412.
- [A3] Kalitukha I. V., Salewski M., Akimov I. A., Korenev V. L., Sapega V. F., Yakovlev D. R., Karczewski G., Wiater M., Wojtowicz T., Kusrayev Yu. G., Bayer M. Interfacial ferromagnetism in a Co/CdTe

- ferromagnet/semiconductor quantum well hybrid structure // *Physics of the Solid State*.— 2018.— T. 60, no. 8.— P. 1578–1581.
- [A4] Korenev V. L., Kalitukha I. V., Akimov I. A., Saepa V. F., Zhukov E. A., Kirstein E., Ken O. S., Kudlacik D., Karczewski G., Wiater M., Wojtowicz T., Ilyinskaya N. D., Lebedeva N. M., Komissarova T. A., Kusrayev Yu. G., Yakovlev D. R., Bayer M. Low voltage control of exchange coupling in a ferromagnet-semiconductor quantum well hybrid structure // *Nature Communications*.— 2019.— T. 10.— P. 2899.
- [A5] Kalitukha I. V., Ken O. S., Korenev V. L., Akimov I. A., Saepa V. F., Yakovlev D. R., Dimitriev G. S., Langer L., Karczewski G., Chusnutdinov S., Wojtowicz T., Bayer M. Coexistence of short- and long-range ferromagnetic proximity effects in a Fe/(Cd,Mg)Te/CdTe quantum well hybrid structure // *Nano Letters*.— 2021.— T. 21, no. 6.— P. 2370-2375.

Список литературы

- [1] Wolf S. A., Awschalom D. D., Buhrman R. A. et al. Spintronics: a spin-based electronics vision for the future // *Science*. — 2001. — T. 294, no. 5546. — P. 1488–1495.
- [2] Zutic I., Fabian J., Sarma S. Das. Spintronics: Fundamentals and applications // *Reviews of Modern Physics*. — 2004. — T. 76. — P. 323.
- [3] Mitsumori Y., Oiwa A., Shupinski T. et al. Photoinduced Magnetism and Conduction Electrons in Magnetic Semiconductors // *Physica Status Solidi B*. — 1988. — T. 145, no. 1. — P. 11–64.
- [4] Ramdas A. K. Raman scattering from magnetic excitations in diluted magnetic semiconductors (invited) // *Journal of Applied Physics*. — 1982. — Nov. — T. 53, no. 11. — P. 7649–7653.
- [5] Furdyna J. K. Diluted magnetic semiconductors // *Journal of Applied Physics*. — 1988. — T. 64, no. 4. — P. R29–R64.

- [6] Munekata H., Ohno H., von Molnar S. et al. Diluted magnetic III-V semiconductors // [Physical Review Letters](#). — 1989. — T. 63, no. 17. — P. 1849–1852.
- [7] Ohno H., Munekata H., Penney T. et al. Magnetotransport properties of p-type (In,Mn)As diluted magnetic III-V semiconductors // [Physical Review Letters](#). — 1992. — T. 68, no. 17. — P. 2664–2667.
- [8] Dietl T. A ten-year perspective on dilute magnetic semiconductors and oxides // [Nature Materials](#). — 2010. — T. 9. — P. 965–974.
- [9] Prinz Gary A. Hybrid Ferromagnetic-Semiconductor Structure // [Science](#). — 1990. — T. 250, no. 4984. — P. 1092–1097.
- [10] Johnson M. Spin Physics in Semiconductors / Ed. by Michel I. Dyakonov. — Springer, Berlin, Heidelberg, 2008.
- [11] Zakharchenya B. P., Korenev V. L. Integrating magnetism into semiconductor electronics // [Physics Uspekhi](#). — 2005. — T. 48, no. 6. — P. 603–608.
- [12] Korenev V. L. Electric control of magnetic moment in a ferromagnet/semiconductor hybrid system // [JETP Letters](#). — 2003. — T. 78. — P. 564–568.
- [13] Myers R. C., Gossard A. C., Awschalom D. D. Tunable spin polarization in III-V quantum wells with a ferromagnetic barrier // [Physical Review B](#). — 2004. — T. 69. — P. 161305(R).
- [14] Zaitsev S. V., Dorokhin M. V., Brichkin A. S. et al. Ferromagnetic effect of a Mn delta layer in the GaAs barrier on the spin polarization of carriers in an InGaAs/GaAs quantum well // [JETP Letters](#). — 2010. — T. 90. — P. 658—662.
- [15] Pankov M. A., Aronzon B. A., Rylkov V. V. et al. Ferromagnetic transition in GaAs/Mn/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs structures with a two-dimensional hole gas // [Journal of Experimental and Theoretical Physics](#). — 2009. — T. 109. — P. 293–301.

- [16] Korenev V. L., Akimov I. A., Zaitsev S. V. et al. Dynamic spin polarization by orientation-dependent separation in a ferromagnet–semiconductor hybrid // [Nature Communications](#). — 2012. — Т. 3. — Р. 959.
- [17] Джигоев Р. Л., Захарченя Б. П., Иванов П. А., Коренев В. Л. Детектирование намагниченности ферромагнитной пленки в структуре Ni/GaAs по поляризации электронов полупроводника // Письма в ЖЭТФ. — 1994. — Т. 60, № 9. — С. 650–654.
- [18] Джигоев Р. Л., Захарченя Б. П., Коренев В. Л. Исследование тонких ферромагнитных пленок в структуре ферромагнетик/полупроводник методом оптической ориентации // Физика твердого тела. — 1995. — Т. 11. — С. 3510.
- [19] Kittel C. Interaction of Spin Waves and Ultrasonic Waves in Ferromagnetic Crystals // [Physical Review](#). — 1958. — Т. 110, no. 4. — Р. 836.
- [20] Bombeck M., Jager J. V., Scherbakov A. V. et al. Magnetization precession induced by quasitransverse picosecond strain pulses in (311) ferromagnetic (Ga,Mn)As // [Physical Review B](#). — 2013. — Т. 87, no. 6. — Р. 060302(R).
- [21] Ivchenko E. L., Pikus G. E. [Superlattices and Other Heterostructures](#). — Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997. — ISBN: 978-3-642-60650-2.