

На правах рукописи

ГЛАЗОВ Михаил Михайлович



**СПИНОВЫЕ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В
НАНОСТРУКТУРАХ И ГРАФЕНЕ**

Специальность:

01.04.10 - физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2012

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

Официальные оппоненты:

Гуревич Вадим Львович, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, главный научный сотрудник

Воробьев Леонид Евгеньевич, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования “Санкт-Петербургский государственный политехнический университет”, профессор кафедры “Физика полупроводников и наноэлектроника”

Тиходеев Сергей Григорьевич, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, заведующий лабораторией

Ведущая организация: **Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук**

Защита состоится “18” октября 2012 г. в 10⁰⁰ часов на заседании диссертационного совета Д 002.205.02 при ФТИ им. А.Ф. Иоффе по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Отзывы об автореферате в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Автореферат разослан “12” сентября 2012 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук



Л.М. Сорокин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Теоретические и экспериментальные исследования полупроводниковых низкоразмерных систем: квантовых ям, проволок, точек, квантовых микрорезонаторов и графена – составляют к настоящему времени бурно развивающуюся и наиболее актуальную область современной физики полупроводников [1, 2]. Движение носителей заряда в таких структурах ограничено в одном или нескольких направлениях, что приводит за счет эффектов размерного квантования к качественной перестройке энергетического спектра квазичастиц. Это существенным образом сказывается на оптических и кинетических свойствах низкоразмерных систем, порождает новые физические явления.

Достижения технологии синтеза полупроводниковых наноструктур открывают возможность квантово-механической инженерии: создания систем с заданными параметрами и свойствами, а в перспективе – путь разработки приборов электроники, основанных на качественно новых эффектах. Среди таковых все возрастающий интерес привлекают спиновые явления. Успехи в реализации устройств памяти и обработки данных на основе ферромагнитных структур придали дополнительный импульс исследованиям в области полупроводниковой спинтроники – недавно сформировавшегося направления физики полупроводников, нацеленного на фундаментальные и прикладные исследования динамики спинов носителей заряда и их комплексов [3, 4].

Одной из ключевых задач спинтроники является изучение взаимодействия поляризованного излучения со спинами носителей заряда и их комплексов в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах. Процессы передачи углового момента фотона электронной системе ответственны за оптическую ориентацию спинов носителей заряда и ядер решетки, они открывают возможности управления спиновой подсистемой немагнитными методами [5]. Причиной оптической ориентации является спин-орбитальное взаимодействие – фундаментальная связь между магнитным моментом частицы и ее импульсом. В полупроводниковых наноструктурах конкретная форма и величина спин-орбитального взаимодействия определяются симметрией системы, ее

геометрическими и энергетическими параметрами, поэтому сила спин-орбитальной связи может варьироваться в широчайших пределах. В структурах, выращенных на основе узкозонных и бесщелевых полупроводников, направление электронного спина жестко привязано к его импульсу, а в ряде систем, например, в графене – монослое атомов углерода – спин-орбитальная связь оказывается пренебрежимо малой. В последних системах взаимодействие поляризованного излучения с носителями тока должно приводить к возбуждению орбитальных степеней свободы электронов и дырок.

Поглощение поляризованного излучения переводит систему носителей заряда в неравновесное состояние, которое характеризуется выстраиванием спинов и импульсов электронов и дырок, отличными от нуля потоками квазичастиц и их спинов. Отклонение от равновесия и кинетические процессы, ответственные за релаксацию в основное состояние, наиболее ярко проявляются в оптическом и транспортном отклике наноструктур [6, 7]. Изучение эффектов, связанных со взаимодействием поляризованного излучения с электронной системой в наноструктурах, является эффективным методом исследования энергетического спектра носителей заряда и их комплексов, особенностей их кинетики.

Целью работы является теоретическое исследование спиновых и кинетических эффектов в наносистемах: квантовых ямах, проволоках, точках и графене, индуцированных взаимодействием поляризованного излучения с носителями заряда.

Научная новизна и практическая значимость работы состоит в разработке теории фундаментальных физических явлений, ярко проявляющихся в полупроводниковых наносистемах: эффектов Керра и Фарадея, обусловленных спиновой поляризацией носителей заряда и их комплексов; подстройки частоты прецессии электронных спинов, индуцированной взаимодействием с ядрами решетки; спиновой релаксации и спинового шума в системах с пространственными флуктуациями спин-орбитальной связи, а также в структурах с высокой подвижностью носителей заряда; тонкой структуры энергетического спектра пар локализованных электронов; конверсии поляризации в квантовых микро-

резонаторах; фототоков в графене, индуцированных поляризованным излучением.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Резонансное возбуждение трионов циркулярно поляризованными импульсами света в структурах с квантовыми ямами и квантовыми точками позволяет ориентировать и поворачивать спины резидентных электронов.
2. Эффекты Фарадея, Керра и эллиптичности, обусловленные электронной спиновой поляризацией в массивах квантовых точек, формируются различными группами электронов. Зависимости этих эффектов от времени задержки между импульсами накачки и зондирования качественно различны.
3. Прецессия спинов ядер и локализованных электронов во внешнем магнитном поле и эффективных полях, обусловленных сверхтонким взаимодействием, обеспечивает синхронизацию частоты прецессии электронных спинов к частоте следования импульсов накачки.
4. Пространственные флуктуации константы спин-орбитального взаимодействия ограничивают времена спиновой релаксации электронного газа в (110) квантовых ямах.
5. Релаксация неравновесного спина в квантовых проволоках с пространственными флуктуациями константы спин-орбитальной связи описывается степенным законом.
6. Спиновое вырождение состояний пары электронов, локализованных в анизотропной квантовой точке, полностью снимается кулоновским и спин-орбитальным взаимодействиями.
7. В условиях рэлеевского рассеяния света в квантовых микрорезонаторах осуществляется конверсия линейной поляризации падающего излучения в циркулярную.

8. Поглощение циркулярно поляризованного света в графене приводит к возникновению постоянного фототока, величина и направление которого зависят от знака поляризации.

Апробация работы. Результаты исследований, вошедших в диссертацию, докладывались на VI, VIII, IX и X Российских конференциях по физике полупроводников (С.-Петербург, 2003; Екатеринбург, 2007; Новосибирск – Томск, 2009; Нижний Новгород, 2011), 22 международной конференции Отделения физики твердого тела Европейского физического общества (Рим, Италия, 2008), 9 международной конференции по физике взаимодействия света с веществом (Лечче, Италия, 2009), 14 международной конференции по соединениям II-VI (Санкт-Петербург, 2009), международных симпозиумах “Наноструктуры: физика и технология” (Минск, 2009; С.-Петербург, 2010; Нижний Новгород, 2012), были представлены приглашенными докладами на 2 международной школе по нанофотонике (Марatea, Италия, 2007), 4 Русско-французском семинаре по нанонаукам и нанотехнологиям (Отран, Франция, 2007), международных школах Spin-Optronics (Лез Уш, Франция, 2010; Санкт-Петербург, 2012), международном семинаре по спиновым явлениям в мезоскопическом транспорте (Натал, Бразилия, 2010), международном исследовательском семинаре “Основы электронных наносистем: NanoПитер 2010” (Санкт-Петербург, 2010), международном семинаре по наноструктурам из графена (Регенсбург, Германия, 2011), международном семинаре по релятивистским явлениям в твердых телах (Монт-Дор, Франция, 2012), 31 международной конференции по физике полупроводников (Цюрих, Швейцария, 2012). Результаты исследований обсуждались также на семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербургского государственного университета, Института теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Института физики твердого тела РАН, Лаборатории фотоники и наноструктур, университетов Клермон-Феррана и Монпелье (Франция), Саутгемптона и Шеффилда (Великобритания), Линца (Австрия), Бильбао (Испания), Дортмунда, Карлсруэ и Регенсбурга (Германия). Основное содержание диссертации опубликовано в 28 научных статьях.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, шести глав, Заключения и списка литературы. Она содержит 311 страниц текста, включая 63 рисунка и 5 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 510 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследований, сформулированы цель и научная новизна работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава “Спиновые эффекты Фарадея и Керра в наноструктурах” посвящена теоретическому исследованию магнитооптических эффектов Фарадея, Керра и эллиптичности, наведенных спиновой поляризацией электронов, в структурах с квантовыми ямами и квантовыми точками. Двухлучевая методика “накачка – зондирование” (“pump – probe”), в которой, как показано на рис. 1, циркулярно поляризованный импульс накачки приводит к ориентации носителей заряда и их комплексов по спину, а линейно-поляризованный зондирующий импульс служит для детектирования спиновой поляризации посредством эффектов Керра, Фарадея или эллиптичности, является одним из наиболее распространенных инструментов исследования динамики спинов в полупроводниковых системах. Обзор работ по этой тематике представлен в § 1.1.

В §1.2 развито макроскопическое описание процессов генерации и детектирования спиновой поляризации резидентных носителей заряда в структурах с одиночными заряженными квантовыми точками n -типа и в квантовых ямах, содержащих электронный газ низкой плотности ($Na_B^2 \ll 1$, где N – двумерная концентрация носителей заряда, a_B –

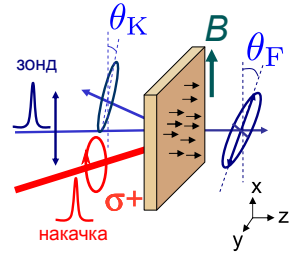


Рис. 1: Схематическая иллюстрация методики накачка – зондирование. Показаны углы фарадеевского (θ_F) и керровского (θ_K) вращения.

боровский радиус). В таких системах электроны локализованы, а междузонное поглощение света сопровождается формированием X^- трионов: трехчастичных комплексов, состоящих из пары электронов в синглетном состоянии и дырки. §1.2.1 посвящен процессам ориентации спинов носителей заряда. Показано, что возможность ориентации по спину резидентных электронов обусловлена зависимостью вероятности формирования триона от направления спина резидентного электрона. Согласно правилам отбора поглощение циркулярно поляризованного фотона сопровождается рождением пары электрона (e) и тяжелой дырки (hh): ($e, s_z = -1/2; hh, j_z = +3/2$) для σ^+ поляризованного света, распространяющегося в положительном направлении оси роста z , и ($e, s_z = +1/2; hh, j_z = -3/2$) для σ^- поляризованного кванта. Здесь s_z, j_z – проекции спина электрона и дырки на ось z . При σ^+ поляризованном импульсе накачки в формировании X^- трионов участвуют лишь резидентные электроны с проекцией спина, равной $s_z = +1/2$, а при σ^- поляризованной накачке трионы формируются из резидентных электронов с $s_z = -1/2$. Если время спиновой релаксации дырки в трионе меньше, чем его радиационное время жизни, после рекомбинации триона в систему вернутся неполяризованные электроны. В результате возникает дисбаланс электронов с противоположными проекциями спина, т.е. спиновая поляризация.

Псевдовектор спина электронов $\mathbf{S} = (S_x, S_y, S_z)$, описывающий средние значения компонент спина ансамбля носителей заряда в квантовой яме или в массиве квантовых точек, и эффективный спин триона $J_z = (T_+ - T_-)/2$, где T_{\pm} – количество трионов с проекциями спина дырки на ось z равными $\pm 3/2$, соответственно, подчиняются следующим кинетическими уравнениям

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} + \mathbf{S} \times \boldsymbol{\Omega} + \frac{\mathbf{S}}{\tau_s} = \frac{J_z \mathbf{e}_z}{\tau_r^T}, \quad \frac{dJ_z}{dt} = -\frac{J_z}{\tau_s^T} - \frac{J_z}{\tau_r^T}. \quad (1)$$

Здесь $\boldsymbol{\Omega} = g\mu_B \mathbf{B}/\hbar$ – частота спиновой прецессии электронов в магнитном поле $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_x$, направленном вдоль оси x , g – g -фактор электрона, τ_s – время спиновой релаксации резидентных электронов, τ_r^T – радиационное время жизни триона, τ_s^T – время спиновой релаксации дырки

в трионе, $e_x(e_z)$ – орт оси x (z). Спиновой прецессией дырки в трионе пренебрегается, поскольку g -фактор тяжелой дырки в плоскости структуры, как правило, мал [8]. Компоненты спиновой поляризации электронов и трионов непосредственно после фотовозбуждения связаны соотношением

$$S_z(0) = -J_z(0) = -\frac{N_0^T}{2}, \quad S_x(0) = 0, \quad S_y(0) = 0, \quad (2)$$

где N_0^T – число фотовозбужденных трионов.

Макроскопическое описание процессов зондирования спиновой поляризации приведено в §1.2.2. Отклик структур с квантовыми ямами или планарными массивами квантовых точек на электромагнитное излучение характеризуется частотно и поляризационно зависимым коэффициентом отражения света $r_{\pm}(\omega_{\text{pr}})$, который вблизи экситонного или трионного резонанса имеет вид

$$r_{\pm}(\omega_{\text{pr}}) = \frac{i\Gamma_{0,\pm}}{\omega_{0,\pm} - \omega_{\text{pr}} - i(\Gamma_{0,\pm} + \Gamma_{\pm})}. \quad (3)$$

Здесь ω_{pr} – частота зондирующего импульса, нижние индексы $+$ и $-$ относятся к σ^+ и σ^- компонентам импульса, соответственно, ω_0 – резонансная частота экситона или триона, Γ_0 – его радиационное, а Γ – нерадиационное затухание. Отличие параметров резонанса для излучения, поляризованного по правому или левому кругу, связано со спиновой поляризацией носителей заряда. В частности, сила осциллятора триона в σ^+ (σ^-) поляризации прямо пропорциональна количеству электронов с проекцией спина $+1/2$ ($-1/2$), поэтому $\Gamma_{0,+}^T - \Gamma_{0,-}^T \propto S_z$, что и приводит к формированию спиновых эффектов фарадеевского и керровского вращения, а также наведенной эллиптичности. В §1.2.2 проанализированы также механизмы детектирования спиновой поляризации в структурах с квантовыми ямами на экситонном резонансе и при частотах, близких к краю фундаментального поглощения, когда возбуждаются свободные электрон-дырочные пары.

В третьем параграфе разработана микроскопическая теория генерации и детектирования спиновой поляризации резидентных электронов

на основе двухуровневой модели. В качестве основного состояния системы выступает электрон в квантовой точке, а возбужденное состояние соответствует синглетному триону. В §1.3.1 двухуровневая модель применена для описания возбуждения триона. Показано, что псевдовектор S^- спина резидентного носителя до прихода оптического σ^+ поляризованного импульса и псевдовектор спина S^+ после окончания действия импульса связаны следующим образом:

$$S_z^+ = \frac{Q^2 - 1}{4} + \frac{Q^2 + 1}{2} S_z^-, \quad (4a)$$

$$S_x^+ = Q \cos \Phi S_x^- + Q \sin \Phi S_y^-, \quad (4b)$$

$$S_y^+ = Q \cos \Phi S_y^- - Q \sin \Phi S_x^-. \quad (4c)$$

Здесь параметры $0 \leq Q \leq 1$ и $0 \leq \Phi < 2\pi$ определяются формой импульса, его мощностью, длительностью и отстройкой несущей частоты от резонанса. Преобразование электронного спина под действием импульса накачки, поляризованного по левому кругу, описывается аналогичными уравнениями, при этом в (4a) следует поменять знак в первом слагаемом, а в уравнениях (4b), (4c) заменить Φ на $-\Phi$. Соотношение (4) является квантовомеханическим обобщением начальных условий (2) для уравнений совместной спиновой динамики электронов и трионов (1). Из (4) следует, что σ^+ импульс изменяет z компоненту электронного спина на величину $S_z^+ - S_z^- = (Q^2 - 1)(1 + 2S_z^-)/4$. При $\Phi \neq 0$ импульс также приводит к вращению электронного спина в плоскости структуры, см. уравнения (4b) и (4c). Процессы управления электронными спинами с помощью циркулярно и линейно поляризованных оптических импульсов рассмотрены в §1.3.2 диссертации, где показано, что линейно поляризованный управляющий импульс может использоваться для “стирания” имеющейся в системе спиновой поляризации.

Микроскопическому описанию процессов зондирования электронных спинов в массивах однократно заряженных квантовых точек в рамках двухуровневой модели посвящен §1.3.3. Получены аналитические выражения, описывающие связь между S_z и углами фарадеевского и керровского вращения плоскости поляризации зондирующего импульса, а также наведенной эллиптичностью. Выполнен анализ спектральной

чувствительности спиновых сигналов и показано, что эллиптичность достигает максимума, когда несущая частота импульса зондирования совпадает с ω_0^T – частотой возбуждения триона в квантовой точке, а фарадеевское вращение является нечетной функцией расстройки $\omega_0^T - \omega_{\text{пр}}$.

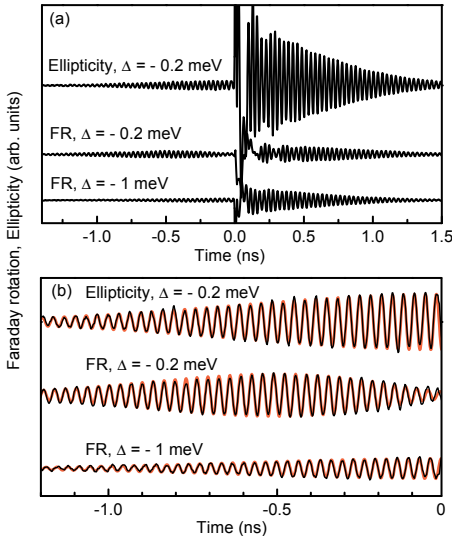


Рис. 2: Сигналы фарадеевского вращения (FR) и эллиптичности (Ellipticity) в зависимости от времени задержки между импульсами накачки и зондирования. (b) Те же сигналы на отрицательных задержках. Δ – расстройка несущих частот импульсов накачки и зондирования. Магнитное поле $B = 4$ Т, температура 6 К, период повторения импульсов $T_R = 12.5$ ns.

сти, измеренные на массивах однократно заряженных квантовых точек InGaAs в методике накачка – зондирование. Сложный характер сигналов на положительных задержках обусловлен наложением спиновых биений резидентных электронов и фотовозбужденных носителей заряда [A5]. Микроскопического объяснения требуют (а) значительные

Оценки показывают, что для массивов квантовых точек на основе GaAs с плотностью $\sim 10^{10}$ cm^{-2} характерные углы фарадеевского и керровского вращения вращения составляют ~ 1 mrad (при длительности импульса $\tau_p \sim 1$ ps), что находится в хорошем согласии с данными экспериментов [9, 10].

Во **второй главе** “Динамика спинов электронов и ядер в квантовых точках” развита теория зависимости спиновых сигналов Фарадея, Керра и эллиптичности в ансамблях квантовых точек от времени задержки между импульсами накачки и зондирования. §2.1 посвящен обзору литературы по данной тематике и постановке задачи. На рис. 2 показаны временные зависимости фарадеевского вращения и эллиптичности

амплитуды сигналов на отрицательных задержках, т.е. когда импульс зондирования приходит раньше, чем очередной импульс накачки, и (б) немонотонная зависимость амплитуды фарадеевского вращения от времени задержки: при спектральном вырождении импульсов накачки и зондирования на небольших временах сигнал разгорается, а потом затухает.

§2.2 посвящен обсуждению особенностей динамики спинов при их возбуждении периодической последовательностью импульсов накачки, следующих с периодом повторения T_R . Сигналы на отрицательных задержках возникают вследствие того, что спин электрона не релаксирует полностью за время повторения импульсов [11], т.к. время спиновой релаксации локализованных электронов τ_s значительно превосходит период следования импульсов. При выполнении условия соизмеримости периодов повторения импульсов и прецессии спинов

$$T_R = NT_L = \frac{2\pi N}{\Omega}, \quad (5)$$

где $N = 1, 2, \dots$, спиновая поляризация в системе накапливается: очередной импульс накачки добавляет спин “в фазе” к прецессирующему.

При оптическом возбуждении массивов квантовых точек по спину поляризуются носители заряда с различными энергиями в пределах спектральной ширины импульса накачки $\sim \hbar/\tau_p$. Величины g -факторов электронов оказываются различными, это приводит к разбросу $\Delta\Omega$ частот спиновой прецессии и дефазировке спинов за время $T_{\text{inh}} \sim (\Delta\Omega)^{-1}$, причем в типичных экспериментах $T_{\text{inh}} \ll \tau_s$. Показано, что в зависимости от соотношения между T_{inh} и T_R реализуются различные режимы динамики спинов. *Резонансное спиновое усиление* [11], возникающее в режиме слабой дефазировки ($T_{\text{inh}} \gg T_R$), обсуждается в §2.2.1, где построена теория этого эффекта с учетом разброса величины g -фактора электронов. Если же дефазировка спинов эффективна ($T_{\text{inh}} \ll T_R$), то, на первый взгляд, ожидать существенных спиновых сигналов на отрицательных задержках не приходится, поскольку спин дефазировается до прихода очередного импульса накачки. Однако, спиновая когерентность каждого электрона сохраняется на временах, значительно превышаю-

щих T_R , а при $T_{\text{inh}} \ll T_R$ возбуждается широкий спектр частот спиновой прецессии. Среди всего ансамбля прецессирующих спинов есть те, для которых выполнено соотношение (5). Очевидно, что спины этих электронов всегда будут в фазе в моменты времени $t = 0, T_R, 2T_R, \dots$, т.е. в моменты прихода очередного импульса накачки. Спины остальных носителей заряда в эти моменты времени имеют случайные фазы прецессии и вносят малый вклад в наблюдаемый сигнал. Таким образом, спиновый сигнал будет затухать за время порядка T_{inh} , а потом разгораться к приходу очередного импульса накачки за примерно то же самое время. Это явление было обнаружено в экспериментах накачка – зондирование на массивах квантовых точек InGaAs [9] и получило название *синхронизация мод спиновой прецессии* по аналогии с физикой лазеров. Модель синхронизации мод спиновой прецессии обсуждается в §2.2.2.

Отношение амплитуд спиновых сигналов на отрицательных и положительных задержках определяется долей электронов в ансамбле, удовлетворяющих с достаточной точностью условию (5). Оценки показывают, что это отношение не должно превосходить $0.2 \dots 0.3$, однако в ряде экспериментов амплитуды сигналов на отрицательных задержках лишь незначительно меньше амплитуд сигналов на положительных задержках [10]. Данное явление обусловлено сверхтонким взаимодействием электронных спинов со спинами ядер решетки: в процессе возбуждения спиновой когерентности электронов периодической последовательностью импульсов спины ядер кристаллической решетки ориентируются таким образом, что период спиновой прецессии электрона становится кратным периоду повторения импульсов накачки. В §2.3 развита теория подстройки частот спиновой прецессии электронов в рамках классической модели совместной прецессии спинов электронов и ядер во внешнем поле и в эффективных полях, обусловленных сверхтонким взаимодействием. Показано, что среднее по периоду повторения импульсов поле Найта, действующее со стороны электрона на спин ядер, определяет динамику ядерных спинов. Оно обращается в нуль, если полная частота прецессии электронного спина Ω_{eff} , являющаяся векторной суммой частот прецессии во внешнем поле и в поле Оверхаузера,

удовлетворяет условию (5). Выполнено компьютерное моделирование совместной динамики электронной и ядерной спиновых систем. В рамках развитой аналитической модели время подстройки можно оценить как $\tau_{\text{nf}} = C|\omega\Omega/\alpha_{\text{hf}}^3|$, где C – безразмерный коэффициент, связанный с мощностью импульсов накачки, Ω и ω – частоты прецессии спинов электронов и ядер во внешнем поле, α_{hf} – константа сверхтонкого взаимодействия. Для изучаемых систем $\tau_{\text{nf}} \sim 10$ s, что находится в согласии с данными эксперимента [10]. Ключевой особенностью предложенного механизма подстройки частот спиновой прецессии является монотонная зависимость $|\Omega_{\text{eff}}|$ от времени в отличие от моделей, основанных на случайных переворотах спинов электронов и ядер [10, 12].

§2.4 посвящен различиям временной динамики сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности в неоднородных массивах квантовых точек. Показано, что корреляция между g -фактором локализованного электрона и энергией оптического перехода в квантовой точке [1] приводит к необычному поведению сигнала Фарадея, показанному на рис. 2. Действительно, если несущие частоты импульсов накачки ω_r и зондирования ω_{pr} равны, то на нулевой задержке фарадеевский сигнал отсутствует, поскольку распределение возбужденных спинов симметрично относительно ω_r , а спектральная чувствительность сигнала Фарадея – нечетная функция отстройки. Прецессия с различными скоростями приводит с течением времени к асимметрии распределения спинов, и сигнал Фарадея разгорается как функция времени задержки. Затем амплитуда сигнала падает из-за дефазировки спинов. Спектральная чувствительность спиновой эллиптичности – четная функция расстройки, поэтому сигнал эллиптичности демонстрирует лишь затухающие осцилляции. Развитая теория количественно описывает динамику спиновых сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности в ансамблях квантовых точек [A5].

В отличие от структур с локализованными носителями заряда, дефазировка спинов которых связана с разбросом величины g -фактора и со случайными ядерными полями, спин свободных электронов в квантовых проволоках и ямах, а также в объемных полупроводниках, ис-

пытывает воздействие эффективных магнитных полей, обусловленных спин-орбитальной связью. В структурах без центра пространственной инверсии эффективный гамильтониан электрона содержит вклад

$$\mathcal{H}_{\text{so}} = \frac{\hbar}{2} \mathbf{\Omega}(\mathbf{k}) \cdot \boldsymbol{\sigma}, \quad (6)$$

где \mathbf{k} – волновой вектор электрона, $\boldsymbol{\sigma}$ – псевдовектор, составленный из матриц Паули, а $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$ имеет смысл частоты прецессии спина в эффективном магнитном поле, обусловленном орбитальным движением носителя тока. Вклады в поле $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$, связанные с отсутствием центра пространственной инверсии в объемном материале и в гетеропотенциале структуры, были предложены Г. Дрессельхаузом и Э.И. Рашбой (см. [1, 5, 7]). Результаты исследования динамики спинов, индуцированной спин-орбитальным взаимодействием (6) в гетероструктурах с высокой подвижностью носителей заряда, приведены в главах 3 и 4.

Глава 3 “Спиновый шум и пространственные флуктуации спин-орбитального взаимодействия в наноструктурах” посвящена исследованию динамики спинов в ситуациях, когда эффективная частота прецессии спина $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$ является случайной функцией координат. В §3.1 приведен обзор литературы и выделен класс систем, где пространственные флуктуации $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$ играют существенную роль. В частности, в структурах с квантовыми проволоками или с симметричными квантовыми ямами ориентации (110), выращенными из полупроводников с решеткой цинковой обманки, вектор $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$ направлен вдоль выделенной оси λ , например, оси роста ямы z . Соответствующая компонента спина не испытывает вращающего момента и не релаксирует. Показано, что локальное понижение симметрии, обусловленное случайными электрическими полями легирующих примесей, приводит к возникновению зависящего от координаты поля Рашбы и к релаксации всех компонент спина в таких структурах.

В §3.2 разработана микроскопическая теория спиновой релаксации, вызванной пространственными флуктуациями константы спин-орбитальной связи. Предложена модель возникновения флуктуаций в симметрично легированных квантовых ямах (§3.2.1). В §3.2.2 выполне-

ны расчеты времени спиновой релаксации для электронов, двигающихся баллистически. Показано, что для скорости потери неравновесного спина справедлива оценка

$$\Gamma^{[s]} \sim \langle \Omega_{\Gamma}^2 \rangle \tau_d, \quad (7)$$

где $\langle \Omega_{\Gamma}^2 \rangle$ – среднеквадратичная флуктуация эффективного поля, τ_d – время пролета длины корреляции этого поля.

Влияние циклотронного движения электронов во внешнем магнитном поле на спиновую динамику, обусловленную пространственными флуктуациями константы спин-орбитального взаимодействия, проанализировано в §3.3 диссертации. В высокоподвижных квантовых ямах хаотический потенциал примесей, действующий на электрон, является плавным на масштабе длины волны де Бройля частицы, и в классически сильных магнитных полях траектория электрона близка к окружности, центр которой дрейфует в плавном потенциале. Если дрейф достаточно медленный, то на каждом циклотронном обороте электрон проходит одну и ту же пространственную реализацию случайного поля $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$, что ускоряет спиновую релаксацию. При выполнении условия $\omega_c \tau \gg (\tau/\tau_d)^{2/3}$, где ω_c – циклотронная частота, τ – время свободного пробега, затухание z компоненты спина описывается гауссовым законом

$$\frac{s_z(t)}{s_z(0)} = \exp(-\Gamma^{[s]} t^2 / T_c), \quad (8)$$

где величина $\Gamma^{[s]}$ введена в (7), а $T_c = 2\pi/\omega_c$ – период циклотронного движения. Этот режим может реализовываться в структурах на основе InGaAs с подвижностью электронов $\gtrsim 10^6$ см²/Vs в полях $B \sim 1$ Т.

§3.4 посвящен исследованию спиновой релаксации и спинового шума в квантовых проволоках с пространственными флуктуациями константы спин-орбитальной связи. Одномерные системы обладают следующей особенностью: угол поворота спина электрона вокруг вектора $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k}) \parallel \boldsymbol{\lambda}$ определяется исключительно перемещением частицы вдоль оси проволоки [13]. При перемещении электрона из точки x_0 в точку x_1 угол поворота спина

$$\vartheta(x_1, x_0) \propto \int_{x_0}^{x_1} \alpha(x) dx,$$

где $\alpha(x)$ – константа спин-орбитальной связи. Как показано в §3.4.1 корреляционная функция компонент спина, поперечных к оси $\mathbf{\lambda}$, записывается в виде

$$\langle s_z(t)s_z(0) \rangle = \langle s_z^2(0) \rangle \int_{-\infty}^{\infty} dx p(x, t) \langle \cos[\vartheta(x, 0)] \rangle. \quad (9)$$

Здесь $p(x, t)$ – вероятность того, что за время t электрон пройдет расстояние x , а угловые скобки в правой части уравнения (9) обозначают усреднение по реализациям константы спин-орбитальной связи. В §3.4.2 выполнен расчет коррелятора спина (9) и спектра мощности спиновых флуктуаций (спинового шума [14]) $\langle s_z^2 \rangle_{\omega}$ в предельных случаях баллистического и диффузионного движения электрона в проволоке. Показано, что если среднее значение константы спин-орбитального взаимодействия $\langle \alpha(x) \rangle = 0$, то спиновая поляризация сохраняется лишь у тех электронов, которые находятся в области размером порядка длины дефазировки спина $L_s \sim v_F/\Gamma^{[s]}$, где v_F – скорость электронов на уровне Ферми. При диффузионном движении электрона коррелятор в (9) спадает как $1/\sqrt{t}$, а спектр спиновых флуктуаций имеет особенность на низких частотах $\langle s_z^2 \rangle_{\omega} \propto \omega^{-1/2}$. В §3.4.3 выполнен расчет спектра спинового шума при произвольных частотах, а в §3.4.4 исследован случай квантовых проволок с несколькими каналами проводимости и установлены условия, при которых сохраняется особенность $\omega^{-1/2}$ в спектре флуктуаций спина.

В **главе 4** “Спиновая динамика в квантовых ямах с высокой подвижностью носителей заряда” развита теория спиновой релаксации и спиновых биений, обусловленных не зависящим от координаты спин-орбитальным расщеплением спектра (6). §4.1 содержит краткий обзор литературы, в нем очерчен круг исследуемых явлений.

Второй параграф посвящен влиянию электрон-электронного взаимодействия на спиновую релаксацию в полупроводниковых квантовых ямах. Продемонстрировано, что скорость спиновой релаксации в механизме Дьяконова-Переля (см. [1, 5, 7]),

$$\tau_s^{-1} \sim \langle \Omega^2(\mathbf{k}) \rangle \tau, \quad (10)$$

где τ – микроскопическое время рассеяния, контролируется электрон-электронными столкновениями. Межчастичные столкновения приводят к случайному изменению импульса данного электрона, а значит и к изменению частоты спиновой прецессии $\Omega(\mathbf{k})$, поэтому они вносят аддитивный вклад в темп столкновений τ^{-1} . В §4.2.1 развита кинетическая теория релаксации неравновесного спина с учетом межэлектронного взаимодействия, в §4.2.2 изложен метод решения кинетического уравнения. Расчет времен спиновой релаксации электронов в квантовых ямах приведен в §4.2.3. Показано, что для невырожденных электронов $\tau = \hbar k_B T \alpha^2 I / (e^4 N)$, где T – температура, α – статическая диэлектрическая проницаемость, N – концентрация электронного газа, а I – безразмерный параметр, зависящий от геометрии квантовой ямы. Для вырожденного электронного газа с энергией Ферми E_F время столкновений, контролирующее спиновую релаксацию, имеет стандартный для теории ферми-жидкости [15] вид: $\tau \propto \hbar E_F / (k_B T)^2$. §4.2.4 содержит сопоставление развитой теории с экспериментальными данными по спиновой динамике в квантовых ямах GaAs/AlGaAs [A14]. Расчеты, учитывающие электрон-электронные столкновения и выполненные без использования подгоночных параметров, количественно описывают данные эксперимента. В частности, только учет межчастичных столкновений позволяет описать замедление спиновой релаксации на порядок величины при нагреве системы от 20 К до 80 К. Показано, что электрон-электронные соударения определяют время спиновой релаксации в структурах с концентрацией носителей $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ и подвижностью $\gtrsim 5 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ в диапазоне температур от 10 К до 120 К.

В §4.3 развита теория спиновых биений, обусловленных спин-орбитальным расщеплением энергетического спектра. При достаточно низких температурах выполняется условие $\Omega(\mathbf{k})\tau \gtrsim 1$, и спин электрона успевает выполнить один или несколько оборотов в промежутке между актами рассеяния. Показано, что спиновые биения затухают как за счет процессов рассеяния электронов, так и благодаря анизотропии спинового расщепления и тепловому размытию функции распределения носителей заряда (§4.3.1). §4.3.2 посвящен влиянию внешнего магнитного

поля на спиновые биения: циклотронное вращение волнового вектора \mathbf{k} электрона приводит к вращению эффективного поля $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$, при этом частота биений и время спиновой релаксации возрастают. В предельном случае изотропного спинового расщепления $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k}) = \Omega_k$ и при выполнении условий $\Omega_k \tau, \omega_c \tau \gg 1$ динамика z компоненты спина описывается уравнением

$$\frac{s_{z,k}(t)}{s_{z,k}(0)} = \frac{\omega_c^2}{\Omega_{\text{eff}}^2} e^{-t/\tau_s} + \frac{\Omega_k^2}{\Omega_{\text{eff}}^2} e^{-t/\tau_b} \cos(\Omega_{\text{eff}} t), \quad (11)$$

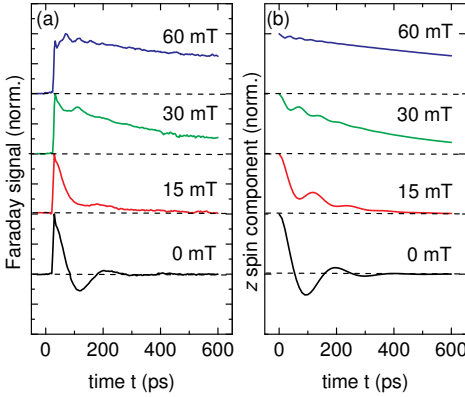


Рис. 3: (а) Спиновые сигналы фарадеевского вращения в продольном магнитном поле, измеренные при $T = 400$ мК. (б) Рассчитанная временная эволюция z компоненты спина.

подвижностью электронов. На рис. 3(а) представлена серия спиновых сигналов фарадеевского вращения, снятых при различных величинах внешнего магнитного поля, а на панели (б) – теоретические зависимости, рассчитанные в [A17] с учетом анизотропии спинового расщепления и электрон-электронных столкновений, которые находятся в хорошем согласии с экспериментом.

§4.4 посвящен резонансному спиновому усилению в квантовых ямах, выраженных вдоль оси $z \parallel [110]$. Как отмечалось выше, в таких структурах эффективное поле $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$, обусловленное эффектом Дрессельхауза, направлено по оси роста, что приводит к ярко выраженной анизотро-

где $\Omega_{\text{eff}} = \sqrt{\omega_c^2 + \Omega_k^2}$, $\tau_b^{-1} = (\omega_c^2 + \Omega_{\text{eff}}^2)/(2\Omega_{\text{eff}}^2\tau)$ и $\tau_s^{-1} = \Omega_k^2/(\Omega_{\text{eff}}^2\tau)$. В согласии с (11), z -компонента электронного спина, $s_{z,k}(t)$, как функция времени демонстрирует затухающие осцилляции на комбинационной частоте Ω_{eff} , которые накладываются на экспоненциально затухающую “подставку”. В §4.3.3 разработанная теория сопоставлена с экспериментальными данными, полученными на квантовых ямах GaAs/AlGaAs с высокой подвижностью электронов.

пии спиновой релаксации: z компонента спина релаксирует медленнее компонент спина в плоскости структуры [16]. В симметричных квантовых ямах ориентации (110) потеря z компоненты спина осуществляется за счет пространственных флуктуаций константы Рашбы, а оценки, выполненные в рамках модели, развитой в главе 3, предсказывают $T_{zz} \sim 100$ ps в структурах с подвижностью $\mu \sim 10^6$ cm²/Vs и концентрацией электронов $N \sim 10^{11}$ cm⁻² при температурах жидкого гелия. Экспериментально такую медленную спиновую динамику удобно изучать методом резонансного спинового усиления, в котором исследуется накопление спина при возбуждении образца последовательностью оптических импульсов в поперечном магнитном поле. Зависимость z компоненты спина от поперечного магнитного поля имеет максимумы при выполнении условия фазовой синхронизации (5), форма которых определяется временами спиновой релаксации. В §4.4.1 построена теория резонансного спинового усиления в структурах с анизотропной спиновой релаксацией, а в §4.4.2 результаты теории сопоставлены с экспериментальными данными, полученными на квантовых ямах (110) высокого качества. Из сравнения измеренных и рассчитанных спектров спинового усиления получены времена релаксации спинов, ориентированных вдоль оси роста структуры и в ее плоскости. Время T_{zz} достигает значения около 100 ps при температуре $T = 25$ К, что находится в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями [A18].

Глава 5 “Тонкая структура и динамика спинов электрон-дырочных комплексов в квантовых точках и ямах” посвящена особенностям спиновой динамики экситонов в наноструктурах. В квантовых ямах и квантовых точках кватрлет состояний пары электрон – тяжелая дырка расщепляется на два дублета согласно проекции полного момента пары $m_z = s_z + j_z$ на ось роста. Состояния с $m_z = \pm 2$ оптически неактивны, а пара состояний с $m_z = \pm 1$ представляет собой радиационный дублет [1, 2]. Низкая симметрия (C_{2v}) анизотропных квантовых точек, выращенных вдоль направления [001], приводит к расщеплению радиационного дублета на два уровня, активных в линейных поляризациях, соответствующих главным осям структуры $x \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$ и $y \parallel [110]$. Дина-

мику радиационного дублета удобно описывать с помощью псевдоспина \tilde{S} (вектора Стокса), компоненты которого \tilde{S}_x (\tilde{S}_y) характеризуют степень линейной поляризации экситона в главных осях xy (осях $x'y'$, развернутых на 45° по отношению к xy), а \tilde{S}_z – степень циркулярной поляризации. Спиновый гамильтониан экситона может быть записан в виде, аналогичном уравнению (6): $\mathcal{H} = \frac{\hbar}{2}(\mathbf{\Omega} \cdot \tilde{\sigma})$, где $\mathbf{\Omega}$ – частота прецессии псевдоспина экситона (или частота спиновых биений экситона [2]), $\tilde{\sigma}/2$ – оператор псевдоспина. Обзор литературы по спиновой динамике экситонов приведен в §5.1 диссертации.

В §5.2 обсуждается влияние внешнего магнитного поля на тонкую структуру экситонных состояний. С точки зрения практических применений, в частности, для генерации пар запутанных фотонов, особенно важной является задача о подавлении расщепления радиационного дублета [17]. В §5.2.1 показано, что диамагнитный (орбитальный) эффект внешнего поля, приложенного в плоскости структуры, приводит к изменению степени анизотропии волновой функции экситона в квантовой точке и компенсации расщепления. Для структур с квантовыми точками InGaAs размером 50 \AA такое подавление наступает в полях $\sim 10 \text{ Т}$. Данный механизм может конкурировать в квантовых точках большого радиуса с известным в литературе [17] зеэмановским механизмом подавления расщепления радиационного дублета, обусловленным смешиванием оптически активных и неактивных экситонов поперечным полем. §5.2.2 посвящен тонкой структуре экситонных состояний в квантовых точках тригональной симметрии (точечная группа C_{3v}), формирующихся при росте на подложках ориентации (111). Показано, что продольное магнитное поле, направленное вдоль оси роста $z' \parallel [111]$ смешивает дырочные состояния с проекциями спина $\pm 3/2$ на данную ось. Это объясняет наблюдение четырех линий излучения экситонов и трионов в продольном поле в таких квантовых точках [A20].

Состояния двух локализованных электронов характеризуются целым полным спином, поэтому тонкая структура их энергетического спектра должна быть подобна структуре энергетических уровней локализованного экситона. Исследованию этой аналогии посвящен третий

параграф главы 5. Снятие вырождения триплетного уровня локализованной пары электронов обусловлено совместным действием кулоновского и спин-орбитального взаимодействий. В §5.3.1 в рамках расширенной модели Кейна получены спин-орбитальные вклады в матричный элемент взаимодействия двух электронов в полупроводнике.

Рассматривается анизотропная квантовая точка, где эффективные длины локализации a_x , a_y по главным осям x и y в плоскости структуры существенно превышают ее высоту d . Предполагается, что a_x и a_y малы по сравнению с боровским радиусом, поэтому орбитальные волновые функции пары частиц можно представить в виде произведения огибающих функций электронов. Основное состояние пары характеризуется симметричной относительно перестановок электронов орбитальной волновой функцией, его спиновая часть – синглетная. Ближайшие возбужденные состояния пары характеризуются тем, что один из электронов находится в основном состоянии, а другой – в первом возбужденном. Соответствующие состояния пары обозначаются как SP_x и SP_y (с узлом волновой функции на оси y и x , соответственно). Для примера рассмотрим случай, когда анизотропия квантовой точки достаточно велика и состояния SP_x и SP_y можно рассматривать независимо. Эффективный спиновый гамильтониан для данного триплетного состояния SP_i ($i = x$ или y) согласно методу инвариантов, развитому в §5.3.2, можно составить из компонент \hat{S}_α ($\alpha = x, y, z$) оператора суммарного спина 1:

$$\hat{\Delta}_{ii} = A_i \hat{S}_x^2 + B_i \hat{S}_y^2 - (A_i + B_i) \hat{S}_z^2, \quad (12)$$

где A_i и B_i – некоторые константы. Члены, пропорциональные \hat{S}_z^2 , добавлены, чтобы исключить общий сдвиг энергии “центра масс” триплета. Таким образом, каждое триплетное состояние расщепляется на три подуровня, один из которых отвечает проекции полного спина $m_z = 0$, а два оставшихся являются линейными комбинациями состояний $m_z = \pm 1$

$$|x\rangle = (|+1\rangle + |-1\rangle)/\sqrt{2}, \quad |y\rangle = -i(|+1\rangle - |-1\rangle)/\sqrt{2},$$

подобно волновым функциям экситона в анизотропной квантовой точке [1, 2, 18]. В аксиально-симметричных квантовых точках и в точках с

квадратным основанием вырождение триплетных состояний также частично снимается, собственные состояния характеризуются проекцией полного момента двухэлектронного комплекса на ось роста. §5.3.3 содержит микроскопический расчет констант \mathcal{A}_i , \mathcal{B}_i в модели одиночной параболической точки и двойной квантовой точки во втором порядке теории возмущений по константе спин-орбитального взаимодействия. Заметим, что в отличие от предложенного механизма, вклады (6) в эффективный гамильтониан не приводят к расщеплению триплетных состояний пары электронов вплоть до четвертого порядка по спин-орбитальному взаимодействию [19].

§5.4 посвящен спиновой динамике экситонных поляритонов в полупроводниковых квантовых микрорезонаторах, где квантовая яма помещается между двумя брэгговскими зеркалами, а частота фотонной моды резонатора близка к частоте экситонного перехода в яме, и реализуется режим сильного светоекситонного взаимодействия. В этом случае формируются экситонные поляритоны – квазичастицы, наследующие у фотона крайне малую эффективную массу $\sim 10^{-4}m_0$ (m_0 – масса свободного электрона), а у экситона – эффективное взаимодействие друг с другом и с окружением (внешними полями, фононами и неизбежными флуктуациями потенциала, обусловленными несовершенствами структуры) [20]. Два спиновых состояния поляритона соответствуют двум поляризациям света или двум проекциям момента экситона ± 1 на ось резонатора. Описание динамики поляризации света в квантовых микрорезонаторах удобно выполнять в рамках формализма псевдоспина, причем продольно-поперечное расщепление фотонной моды резонатора описывается эффективным магнитным полем Ω_k [ср. с (6)], величина и направление которого зависят от волнового вектора поляритона.

В §5.4.1 предложена качественная модель конверсии поляризации света в микрорезонаторе – явления, названного оптическим спиновым эффектом Холла [A23]. При возбуждении микрорезонатора линейно поляризованным светом в геометрии наклонного падения рассеянное излучение приобретает циркулярную поляризацию,

величина и знак которой определяет ориентацией плоскости поляризации падающего луча и направлением рассеяния, отражая угловую зависимость эффективного поля $\Omega_{\mathbf{k}}$. Для изотропного резонатора компоненты $\Omega_{\mathbf{k}}$ содержат вторые гармоники волнового вектора экситонного поляритона [рис. 4(a)], поэтому степень циркулярной поляризации $P_c \propto \sin 2\theta$, где θ – угол рассеяния, как это схематически показано на рис. 4(a). Знак циркулярной поляризации излучения изменяется на противоположный при смене линейной поляризации возбуждения с ТЕ на ТМ. Микроскопическая теория этого эффекта в рамках кинетического уравнения и формализма спиновой матрицы плотности изложена в §5.4.2. §5.4.3 содержит сопоставление развитой теории с экспериментальными данными [A24]. Угловое распределение циркулярной поляризации, представленное на рис. 4(b), (c), находится в количественном согласии с развитой теорией.

В **главе 6** “Фототоки в графене, индуцированные поляризованным светом” представлены результаты исследований процессов взаимодействия электронов в графене с поляризованным излучением и их проявления в нелинейных транспортных и оптических эффектах. В этом материале спин-орбитальное взаимодействие пренебрежимо мало, а линейный закон дисперсии электронов

$$E_p = \pm v|\mathbf{p}| \quad (13)$$

связан с симметрией гексагональной решетки графена. Здесь знаки \pm относятся к зоне проводимости и валентной зоне, соответственно.

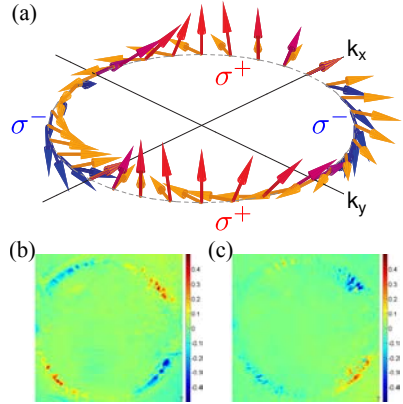


Рис. 4: (a) Ориентация вектора $\Omega_{\mathbf{k}}$ в импульсном пространстве (оранжевые стрелки) и направление псевдоспина поляритона после упругого рассеяния и прецессии. Начальный волновой вектор $\mathbf{k}_0 \parallel x$, псевдоспин $\mathbf{S}_{\mathbf{k}_0} \parallel x$. (b,c) Степень циркулярной поляризации излучения микрорезонатора в случае ТМ накачки (b) и ТЕ накачки (c).

Необычные транспортные и оптические явления в графене привлекают повышенный интерес исследователей [21, 22].

§6.1 содержит краткий обзор нелинейных оптических и транспортных эффектов в углеродных наносистемах. В диссертации рассматриваются два класса явлений: (i) генерация стороннего тока, линейного по интенсивности света, и (ii) генерация второй гармоники. В первом случае наведенную плотность постоянного тока можно представить как

$$j_\lambda = \sigma_{\lambda\nu\eta}^{(2)}(\mathbf{q}, \omega) E_\nu(\omega, \mathbf{q}) E_\eta^*(\omega, \mathbf{q}), \quad (14)$$

где $E_\nu(\omega, \mathbf{q})$ – декартовы компоненты электрического поля монохроматической волны с частотой ω и волновым вектором \mathbf{q} , $\sigma_{\lambda\nu\eta}^{(2)}$ – тензор нелинейной проводимости. Эффекты генерации второй гармоники описываются соотношением, аналогичным (14), где билинейная комбинация $E_\nu E_\eta^*$ заменяется на квадратичную $E_\nu E_\eta$. Симметрия структуры накладывает жесткие ограничения на рассматриваемые эффекты. Феноменологический анализ, выполненный в §6.2, демонстрирует, что в идеальном неограниченном образце графена (точечная симметрия D_{6h}) отклик (14) возможен лишь при наклонном падении излучения на образец, так что за счет передачи импульса фотона ансамблю электронов $j_\lambda \propto q_\mu E_\nu E_\eta^*$. Иными словами, в идеальном графене возможен лишь эффект увлечения электронов фотонами. Постоянный фототок может возбуждаться неполяризованным или линейно поляризованным излучением (линейный эффект увлечения), а также содержит вклад, чувствительный к знаку циркулярной поляризации света (циркулярный эффект). Понижение симметрии системы, связанное, например, с присутствием подложки или края образца, допускает линейный и циркулярный фотогальванические эффекты [т.е. $\hat{\sigma}^{(2)}(0, \omega) \neq 0$ в (14)].

§6.3 посвящен эффекту увлечения электронов фотонами в графене. Микроскопическая теория этого явления развита в §6.3.1 методами кинетического уравнения для классического диапазона частот, когда энергия кванта $\hbar\omega \ll E_F$, где E_F – энергия Ферми электронов в графене. Получены выражения, описывающие все разрешенные симметрией вклады в тензор нелинейной проводимости $\hat{\sigma}^{(2)}$, ответственной за эффект увлечения. Возникновение фототока может быть интерпретировано в рам-

ках высокочастотного эффекта Холла [23, 24], причем генерация компоненты, чувствительной к степени циркулярной поляризации излучения, обусловлена запаздыванием между осцилляциями электромагнитного поля и скорости носителя заряда, которое связано с процессами рассеяния электрона, характеризуемыми временем упругих столкновений τ . В §6.3.2 разработанная теория сопоставлена с экспериментами, выполненным в Терагерцовом центре университета г. Регенсбург [A25]. Расчет без использования подгоночных параметров количественно описывает экспериментальные данные по линейному и циркулярному эффектам увлечения в графене, рис. 5.

В четвертом параграфе исследования фототоки в графене в квантовом диапазоне частот, когда $\hbar\omega \sim E_F$, а $\omega\tau \gg 1$. Построена теория линейного эффекта увлечения (§6.4.1). Продemonстрировано, что в указанной области частот циркулярный эффект увлечения подавлен по сравнению с линейным в меру параметра $(\omega\tau)^{-1} \ll 1$. В образцах, помещенных на подложку (точечная симметрия C_{6v}), существенный вклад в фототок при этих частотах может вносить циркулярный фотогальванический эффект. Теория этого явления, обусловленного интерференцией процессов внутризонного поглощения излучения с промежуточными состояниями в данной зоне и в далеких зонах графена, развита в §6.4.2. Оценки показывают, что циркулярный эффект увлечения и циркулярный фотогальванический эффекты сопоставимы при энергии кванта $\hbar\omega \sim 100$ meV в образцах с $E_F \sim 200$ meV и $\tau \sim 10^{-13}$ s. При больших частотах доминирует фотогальванический эффект, а при низких – благодаря резкой частотной зависимости (ω^{-3}) – циркулярный эффект увлечения. Экспериментальным свидетельством циркулярного

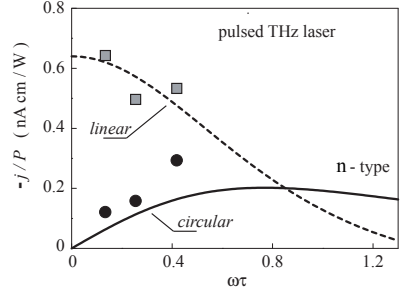


Рис. 5: Частотная зависимость циркулярного (кружки) и линейного (квадраты) фототоков в графене, отнесенных к углу падения. Данные показаны для длин волн 90, 148 и 280 μm . Штриховая и сплошная кривые – теоретические зависимости.

фотогальванического эффекта служит смена знака циркулярного фототока, наблюдаемая в ряде образцов в среднем-ИК диапазоне [A26].

Краевому фотогальваническому эффекту в графене посвящен §6.5 диссертации. Генерацию фототока в приграничной области можно связать как с диффузным рассеянием электронов на границе [25, 26], так и с изменением концентрации электронов вблизи края под действием поперечной компоненты электрического поля.

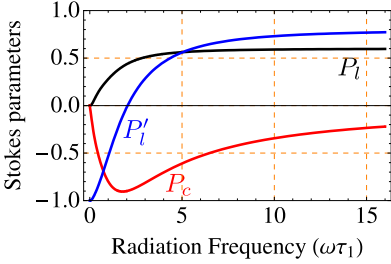


Рис. 6: Частотная зависимость параметров Стокса излучения на двойной частоте. Основная гармоника поляризована в осях $x'y'$.

Этот эффект является возможностью генерации циркулярно поляризованного излучения на частоте 2ω даже при линейно поляризованной фундаментальной гармонике. Результаты расчета параметров Стокса второй гармоники (P_l , P'_l – степени линейной поляризации в системах осей xy и $x'y'$, повернутых друг относительно друга на 45° , и P_c – степени циркулярной поляризации) в зависимости от частоты падающего поля, приведенные на рис. 6, показывают, что степень циркулярной поляризации излучения может достигать 90%.

В **Заключении** обобщены основные результаты работы:

1. Построена теория спиновых эффектов Керра и Фарадея, а также наведенной эллиптичности в структурах с квантовыми ямами и квантовыми точками.

2. Рассчитана временная зависимость сигналов фарадеевского и керровского вращения в массивах квантовых точек с учетом разбро-

В согласии с предложенной моделью линейный и циркулярный фототоки наблюдались при засветке краев образцов графена в терагерцовом диапазоне частот [A27].

В §6.6 развита теория генерации второй гармоники в графене при условии $\hbar\omega \ll E_F$. Природа этого явления такая же, как и эффекта увлечения, она связана с передачей импульса излучения системе носителей заряда. Важной особенностью данного

са энергий оптического перехода и величины g -фактора электронов. Предсказано, что фарадеевский сигнал может разгораться как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования.

3. Развита теория совместной прецессии электронных и ядерных спинов, обусловленной магнитным полем и сверхтонким взаимодействием. Объяснена полная подстройка частот ларморовой прецессии электронов в ансамбле заряженных квантовых точек при накачке электронных спинов периодической последовательностью оптических импульсов в магнитном поле.

4. Построена теория спиновой динамики электронов в квантовых ямах с пространственно флуктуирующей константой спин-орбитального взаимодействия. Показано, что циклотронное движение электрона в магнитном поле приводит к ускорению спиновой релаксации.

5. Предсказано, что в квантовых проволоках со случайным пространственным распределением константы спин-орбитальной связи неравновесный спин электронов релаксирует во времени по степенному закону, а спектр спинового шума имеет особенность на низких частотах.

6. Построена теория спиновой релаксации свободных электронов в квантовых ямах с высокой подвижностью носителей заряда, в которых потеря неравновесного спина определяется межэлектронным взаимодействием.

7. Разработана теория тонкой структуры триплетного состояния пары электронов, локализованных в анизотропной квантовой точке, с учетом кулоновского и спин-орбитального взаимодействий.

8. Построена теория преобразования линейной поляризации света в циркулярную в структурах с квантовыми микрорезонаторами.

9. Разработана теория поляризационно-зависимых фотоэлектрических эффектов в графене. Предсказано, что ток увлечения электронов фотонами содержит вклад, зависящий от знака циркулярной поляризации света. Продемонстрировано, что вторая гармоника излучения, генерируемая в графене, может быть циркулярно поляризована при линейно поляризованном возбуждении.

Список публикаций по теме диссертации

- [A1] E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, M. Bayer, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, G. Karczewski, T. Wojtowicz and J. Kossut, Spin coherence of a two-dimensional electron gas induced by resonant excitation of trions and excitons in CdTe/(Cd,Mg)Te quantum wells // Phys. Rev. B **76**, 205310 (2007).
- [A2] М.М. Глазов, Е.Л. Ивченко, Резонансное спиновое усиление в наноструктурах с анизотропной спиновой релаксацией и разбросом электронного g -фактора // ФТП **42**, 966 (2008).
- [A3] I.A. Yugova, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko and Al.L. Efros, Pump-probe Faraday rotation and ellipticity in an ensemble of singly charged quantum dots // Phys. Rev. B **80**, 104436 (2009).
- [A4] E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, M.M. Glazov, L. Fokina, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, and M. Bayer, Optical control of electron spin coherence in CdTe/(Cd,Mg)Te quantum wells // Phys. Rev. B **81**, 235320 (2010).
- [A5] M.M. Glazov, I.A. Yugova, S. Spatzek, A. Schwan, S. Varwig, D.R. Yakovlev, D. Reuter, A.D. Wieck, and M. Bayer, Effect of pump-probe detuning on the Faraday rotation and ellipticity signals of mode-locked spins in (In,Ga)As/GaAs quantum dots // Phys. Rev. B **82**, 155325 (2010).
- [A6] M.M. Glazov, I.A. Yugova, and Al.L. Efros, Electron spin synchronization induced by optical nuclear magnetic resonance feedback // Phys. Rev. B **85**, 041303 (2012).
- [A7] М.М. Глазов, Когерентная спиновая динамика электронов и экситонов в наноструктурах (обзор) // ФТТ **54**, 3 (2012).
- [A8] M.M. Glazov and E.Ya. Sherman, Nonexponential spin relaxation in magnetic fields in quantum wells with random spin-orbit coupling // Phys. Rev. B **71**, 241312 (2005)

- [A9] M.M. Glazov, E.Ya. Sherman, V.K. Dugaev, Two-dimensional electron gas with the spin-orbit coupling disorder (invited review) // *Physica E* **42**, 2157 (2010).
- [A10] M.M. Glazov and E.Ya. Sherman, Theory of spin noise in nanowires // *Phys. Rev. Lett.* **107**, 156602 (2011).
- [A11] М.М. Глазов, Е.Л. Ивченко, Прецессионный механизм спиновой релаксации при частых электрон-электронных столкновениях // *Письма в ЖЭТФ* **75**, 476 (2002).
- [A12] М.М. Глазов, Е.Л. Ивченко, Влияние электрон-электронного взаимодействия на спиновую релаксацию носителей тока в полупроводниках // *ЖЭТФ* **126**, 1465 (2004).
- [A13] M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, Dyakonov-Perel' Spin Relaxation under Electron-Electron Collisions In QWs // В сб. "Optical Properties of 2D Systems with Interacting Electrons" п. ред. W.J. Ossau и R. Suris, стр. 181 (2003).
- [A14] W.J.H. Leyland, G.H. John, R.T. Harley, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, D.A. Ritchie, I. Farrer, A.J. Shields, and M. Henini, Enhanced spin-relaxation time due to electron-electron scattering in semiconductor quantum wells // *Phys. Rev. B* **75**, 165309 (2007).
- [A15] M.M. Glazov, Effect of structure anisotropy on low temperature spin dynamics in quantum wells // *Solid State Commun.* **142**, 531 (2007).
- [A16] Н.С. Аверкиев, М.М. Глазов, Особенности оптической ориентации и релаксации электронных спинов в квантовых ямах с большим спиновым расщеплением // *ФТП* **42**, 973 (2008).
- [A17] M. Griesbeck, M.M. Glazov, T. Korn, E.Ya. Sherman, D. Waller, C. Reichl, D. Schuh, W. Wegscheider, and C. Schüller, Cyclotron effect on coherent spin precession of two-dimensional electrons // *Phys. Rev. B* **80**, 241314 (2009).

- [A18] M. Griesbeck, M.M. Glazov, E.Ya. Sherman, D. Schuh, W. Wegscheider, C. Schüller, and T. Korn, Strongly anisotropic spin relaxation revealed by resonant spin amplification in (110) GaAs quantum wells // *Phys. Rev. B* **85**, 085313 (2012).
- [A19] M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, O. Krebs, K. Kowalik, and P. Voisin, Diamagnetic contribution to the effect of in-plane magnetic field on a quantum-dot exciton fine structure // *Phys. Rev. B* **76**, 193313 (2007).
- [A20] G. Sallen, B. Urbaszek, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, T. Kuroda, T. Mano, S. Kunz, M. Abbarchi, K. Sakoda, D. Lagarde, A. Balocchi, X. Marie, and T. Amand, Dark-bright mixing of interband transitions in symmetric semiconductor quantum dots // *Phys. Rev. Lett.* **107**, 166604 (2011).
- [A21] M.M. Glazov, V.D. Kulakovskii, Spin-orbit effect on electron-electron interaction and the fine structure of electron complexes in quantum dots // *Phys. Rev. B* **79**, 195305 (2009).
- [A22] M.M. Glazov, The fine structure of two-electron states in single and double quantum dots // *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 025301 (2010).
- [A23] A.V. Kavokin, G. Malpuech, M.M. Glazov, Optical spin Hall effect // *Phys. Rev. Lett.* **95**, 136601 (2005).
- [A24] C. Leyder, M. Romanelli, J. Ph. Karr, E. Giacobino, T.C.H. Liew, M.M. Glazov, A.V. Kavokin, G. Malpuech, and A. Bramati, Observation of the optical spin Hall effect // *Nature Physics* **3**, 628 (2007).
- [A25] J. Karch, P. Olbrich, M. Schmalzbauer, C. Zoth, C. Brinsteiner, M. Fehrenbacher, U. Wurstbauer, M.M. Glazov, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, D. Weiss, J. Eroms, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, and S.D. Ganichev, Dynamic Hall effect driven by circularly polarized light in a graphene layer // *Phys. Rev. Lett.* **105**, 227402 (2010).

- [A26] Chongyun Jiang, V.A. Shalygin, V.Yu. Panevin, S.N. Danilov, M.M. Glazov, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, and S.D. Ganichev, Helicity-dependent photocurrents in graphene layers excited by midinfrared radiation of a CO₂ laser // *Phys. Rev. B* **84**, 125429 (2011).
- [A27] J. Karch, C. Drexler, P. Olbrich, M. Fehrenbacher, M. Hirmer, M.M. Glazov, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, B. Birkner, J. Eroms, D. Weiss, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, M. Ostler, T. Seyller, and S.D. Ganichev, Terahertz radiation driven chiral edge currents in graphene // *Phys. Rev. Lett.* **107**, 276601 (2011).
- [A28] M.M. Glazov, Second harmonic generation in graphene // *Письма в ЖЭТФ* **93**, 408 (2011).

Список литературы

- [1] *Ivchenko E. L.* Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures. — Alpha Science, Harrow UK, 2005.
- [2] Оптические свойства наноструктур / Л. Е. Воробьев, Е. Л. Ивченко, Д. А. Фирсов, В. А. Шалыгин. — Санкт-Петербург: Наука, 2001.
- [3] *Ферт А.* Происхождение, развитие и перспективы спинтроники // *УФН.* — 2008. — Т. 178. — С. 1336.
- [4] *Грюнберг П. А.* От спиновых волн к гигантскому магнетосопротивлению и далее // *УФН.* — 2008. — Т. 178. — С. 1349.
- [5] Оптическая ориентация / Под ред. Б. П. Захарченя, Ф. Майер. — Наука, Л., 1989.
- [6] *Ganichev S., Prettl W.* Intense terahertz excitation of semiconductors. — Oxford Science Publications, 2006.
- [7] Spin physics in semiconductors / Ed. by M. I. Dyakonov. — Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg, 2008.

- [8] Hole spin quantum beats in quantum-well structures / X. Marie, T. Amand, P. Le Jeune et al. // *Phys. Rev. B.* — 1999. — Vol. 60. — P. 5811.
- [9] Mode locking of electron spin coherences in singly charged quantum dots / A. Greilich, D. R. Yakovlev, A. Shabaev et al. // *Science.* — 2006. — Vol. 313. — P. 341.
- [10] Nuclei-induced frequency focusing of electron spin coherence / A. Greilich, A. Shabaev, D. R. Yakovlev et al. // *Science.* — 2007. — Vol. 317. — P. 1896.
- [11] *Kikkawa J. M., Awschalom D. D.* Resonant spin amplification in *n*-type GaAs // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 80. — P. 4313.
- [12] *Korenev V. L.* Multiple stable states of a periodically driven electron spin in a quantum dot using circularly polarized light // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 83. — P. 235429.
- [13] *Entin M. V., Magarill L. I.* Suppression of spin-orbit effects in a 1D system // *Europhys. Lett.* — 2004. — Vol. 68. — P. 853.
- [14] *Александров Е. Б., Запасский В. С.* Магнитный резонанс в спектре шумов фарадеевского вращения // *ЖЭТФ.* — 1981. — Т. 81. — С. 132.
- [15] *Чаплик А. В.* Энергетический спектр и рассеяние электронов в инверсионных слоях // *ЖЭТФ.* — 1971. — Т. 60. — С. 1845.
- [16] Anomalous spin dephasing in (110) GaAs quantum wells: Anisotropy and intersubband effects / S. Döhrmann, D. Hagele, J. Rudolph et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93. — P. 147405.
- [17] A semiconductor source of triggered entangled photon pairs / R. M. Stevenson, R. J. Young, P. Atkinson et al. // *Nature.* — 2006. — Vol. 439. — P. 179.

- [18] *Гупалов С. В., Ивченко Е. Л., Кавокин А. В.* Тонкая структура уровней локализованных экситонов в квантовых ямах // *ЖЭТФ.* — 1998. — Т. 113. — С. 703.
- [19] *Kavokin K. V.* Anisotropic exchange interaction of localized conduction-band electrons in semiconductors // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Vol. 64. — P. 075305.
- [20] *Microcavities / A. Kavokin, J. Baumberg, G. Malpuech, F. Laussy.* — Oxford University Press, UK, 2011.
- [21] *Морозов С. В., Новоселов К. С., Гейм А. К.* Электронный транспорт в графене // *УФН.* — 2008. — Т. 178. — С. 776.
- [22] *Фальковский Л. А.* Оптические свойства графена и полупроводников типа A_4B_6 // *УФН.* — 2008. — Т. 178. — С. 923.
- [23] *Гуревич Л. Э., Травников В. С.* Увлечение электронов электромагнитными волнами и электромагнитных волн электронами // *Проблемы современной физики / Под ред. А. П. Александрова.* — Ленинград. Наука, 1980. — С. 262.
- [24] *Transverse photovoltage induced by circularly polarized light / T. Hatano, T. Ishihara, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius // Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103. — P. 103906.
- [25] *Поверхностный фотогальванический эффект в арсениде галлия / В. Альперович, Б. Белиничер, В. Новиков, А. Терехов // Письма в ЖЭТФ.* — 1980. — Т. 31. — С. 581.
- [26] *Gurevich V. L., Laiho R.* Photomagnetism of metals. First observation of dependence on polarization of light // *ФТТ.* — 2000. — Т. 42. — С. 1762.