

На правах рукописи



Хомицкий Денис Владимирович

Спиновая динамика в низкоразмерных структурах на основе
полупроводников A(3)B(5) и топологических изоляторов

Специальность 1.3.11. Физика полупроводников

Автореферат диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород – 2024

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «**Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского**»

Официальные оппоненты:

Кудасов Юрий Бориславович, доктор физико-математических наук, доцент, федеральное государственное унитарное предприятие «Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский институт экспериментальной физики», г. Саров, Нижегородская область, главный научный сотрудник.

Еремеев Сергей Владимирович, доктор физико-математических наук, федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики прочности и материаловедения» Сибирского отделения Российской академии наук, г. Томск, ведущий научный сотрудник.

Моргунов Роман Борисович, доктор физико-математических наук, профессор РАН, федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии» Российской академии наук, г. Черноголовка, Московская область, главный научный сотрудник.

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «**Институт физики твёрдого тела имени Ю.А. Осипяна Российской академии наук**», г. Черноголовка, Московская область.

Защита состоится 11 июня 2024г в 13:00 на заседании диссертационного совета 24.2.340.01 при федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «**Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского**» по адресу: 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, корп.3 (физический факультет), конференц-зал. С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке Нижегородского государственного университета и на сайте <https://diss.unn.ru/1435>

Автореферат разослан «_____» _____ 2024 года.

Учёный секретарь

диссертационного совета 24.2.340.01

к.ф.-м.н.



Марычев Михаил Олегович

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования

За последние два десятилетия спинтроника как часть физики полупроводников, в том числе на основе соединений A(3)B(5), посвящённая управлению и использованию спиновых степеней свободы носителей заряда, превратилась в хорошо развитую область науки, многочисленные результаты которой представлены в обзорах, монографиях и учебных пособиях (см., например, [1–8]). Характерным признаком задачи спинтроники в большинстве источников является её постановка как задачи об управлении спином с помощью механизмов, включающих внешнее магнитное поле, изменяя которое, можно управлять ориентацией спинов, или, более широко, магнитных моментов частиц. Ещё одним механизмом для управления спином, который связывает орбитальную и спиновую степени свободы, является спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) [2, 5–7]. Оно вносит существенный вклад прежде всего в узкозонных полупроводниках, но является заметным и в технологически привычных системах на базе GaAs, InAs, InSb и других. Воздействие на спин от СОВ обусловлено градиентом потенциальной энергии ∇U , т.е. электрическим полем, и для частицы со спином 1/2 описывается вкладом в гамильтониан вида $H_{SO} = \frac{\lambda_0}{\hbar} \vec{\sigma}[\vec{p}, \nabla U]$, где $\lambda_0 = -\hbar^2/4m_0^2c^2 = -3.7 \cdot 10^{-8} \text{ нм}^2$, \vec{p} – оператор импульса электрона, $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – векторный оператор из матриц Паули второго порядка [2, 5, 9]. Из вида гамильтониана H_{SO} можно сделать вывод, что действие СОВ можно трактовать как проявление эффективного магнитного поля, зависящего от градиента потенциала и волнового вектора.

Для электронных и дырочных состояний существуют различные вклады от СОВ в гамильтониане, обусловленные разным характером зонной структуры и набором определённых элементов симметрии у кристаллического потенциала и макроскопического потенциала гетероструктуры [2, 5]. Основным механизмом влияния СОВ состоит в «зацеплении» состояний с различным спином в силу наличия в гамильтониане матриц Паули, что обуславливает возможность переходов между такими состояниями даже под действием электрического поля, что важно для технологических приложений. Естественно, возникает вопрос, насколько эффективным является такой вклад от СОВ по сравнению с другими слагаемыми в гамильтониане задачи, которые, возможно, будет носить конкурирующий характер и ослаблять его действие.

В типичных полупроводниковых структурах обычно рассматривают два вклада в гамильтониан, происходящие от СОВ. Первый из них, проявляющийся при отсутствии центра инверсии в кристаллической решётке, связывают с именем G. Dresselhaus [2, 5, 10] и в линейном по квазиимпульсу приближении для двумерного газа в плоскости (xy) для

полупроводника со структурой цинковой обманки записывают в виде $H_D = \beta_D(k_x \sigma_x - k_y \sigma_y)$. Второй вклад, появляющийся при отсутствии центра инверсии у макроскопического потенциала в полупроводниковой гетероструктуре, связывают с именем Э. Рашбы [2, 5, 11, 12] и записывают в форме $H_R = \alpha_R(k_y \sigma_x - k_x \sigma_y)$. Параметры β_D и α_R называют параметрами Дрессельхауза и Рашбы соответственно. В большинстве типичных полупроводниковых гетероструктур на базе полупроводников A(3)B(5), таких как GaAs, эти параметры составляют 1...5 мэВ·нм, а в более узкозонных полупроводниках на базе, например, InSb, могут составлять 20...30 мэВ·нм [2, 6]. Эти величины означают, что типичное расщепление Δ_{SO} в зонном спектре, обусловленное СОВ, в гетероструктурах с характерным модулем квазиимпульса $k \sim 10^5 \dots 10^6 \text{ см}^{-1}$ составляет от нескольких десятков мкэВ до нескольких единиц мэВ. Для современной физики и технологии гетероструктур такое расщепление является значимым и экспериментально проявляемым, однако оно требует высокого качества образцов и низких температур (как правило, ниже 1 К) для надёжной верификации его в экспериментах.

Во многих задачах роль СОВ напоминает роль передаточного механизма от внешнего источника (постоянное электрическое поле, электромагнитное излучение) к спиновым или зарядовым степеням свободы (спиновая поляризация, электрический ток). Эта же роль может быть выделена в ещё одном известном явлении, при котором на систему с расщеплёнными в постоянном магнитном поле уровнями подаётся периодическое электрическое поле на частоте, равной зеемановскому расщеплению, т.е. при $\hbar\omega = \Delta_Z$. При этом наличие СОВ в системе генерирует ненулевой матричный элемент от скалярного потенциала электрического поля для состояний с разной проекцией спина, что приводит к переходам между этими состояниями. Их заселённость вместе с проекцией спина на направление магнитного поля осциллирует по времени с частотой Ω_R , где $\hbar\Omega_R = \sqrt{|V_{nk}|^2 + \Delta^2}$ есть частота Раби [40], в которой V_{nk} есть матричный элемент перехода, а $\Delta = \hbar(\omega - \omega_{kn})$ есть отстройка по частоте от точного резонанса $\omega = \omega_{kn}$. Этот эффект, называемый электрическим дипольным спиновым резонансом (ЭДСР), рассматривается как один из основных механизмов управления спиновой проекцией с помощью электрического поля [11, 20–22]. Имеются неоднократные экспериментальные наблюдения ЭДСР в полупроводниковых структурах, среди которых особенный, на наш взгляд, интерес представляют структуры с двойной квантовой точкой [23–25, 41]. Это объясняется тем, что для эффективного воздействия с помощью СОВ на спин его носитель должен пройти не слишком малое расстояние в пространстве, порядка длины спиновой прецессии $L_{SO} = \pi \hbar^2 / 2m\alpha$, где α есть параметр СОВ Рашбы или Дрессельхауза. Если амплитуда СОВ невелика, то указанное расстояние может превысить

длину свободного пробега из-за рассеивания на фононах или дефектах, и упорядочивающее влияние СОВ окажется нивелированным. Кроме того, в ограниченных объектах типа одиночных квантовых точек движение в принципе финитно и влияние СОВ на вращение спина поэтому снижено. Применение структур с двойной квантовой точкой с сильным СОВ увеличивает располагаемую дистанцию движения носителя спина в том числе за счёт туннелирования в соседнюю квантовую точку и обратно, что улучшает перспективы таких систем как структур с управлением спином посредством СОВ и электрического поля, в том числе на субгармониках ЭДСР [41] при выполнении условия $\Delta_Z = k\hbar\omega$. Здесь Δ_Z есть зеемановское расщепление, ω есть частота электрического поля, значение $k=1$ отвечает главной гармонике, а $k=2, 3, 4, \dots$ – субгармоникам ЭДСР. Эта группа задач занимает центральное место и составляет вторую главу диссертационной работы.

Ещё одним ключевым направлением является исследование релаксационных характеристик носителей заряда и спина в полупроводниковых структурах, в том числе поведение времён релаксации импульса, энергии и спина в различных наноструктурах при учёте СОВ. Особенно актуальными эти вопросы становятся при исследовании объектов пониженной размерности, таких как квантовые ямы, одномерные каналы и квантовые точки [4, 8]. Необходимо учитывать целый ряд различных механизмов релаксации, которые могут включать и взаимодействия спинов с фононами, и взаимодействие электронных и дырочных спинов с системой ядерных спинов кристаллической решётки. Всё это существенно усложняет расчёт требуемых характеристик, особенно на этапе экспериментального и технологического изготовления работающих структур спинтроники. Это приводит к естественному желанию предсказать и обнаружить такие эффекты, где главная, наиболее полезная часть эволюции системы проходила бы на достаточно коротких временах, меньших типичных времён энергетической и спиновой релаксации. Поиску и объяснению механизмов таких процессов в значительной степени посвящена вторая и часть четвёртой главы диссертационной работы.

Следует отметить, что в полупроводниковой спинтронике, т.е. в структурах с достаточно сильным СОВ, был открыт ряд новых эффектов, таких как спиновая аккумуляция при протекании электрического тока (эффект Рашбы-Эдельштейна) [3, 4, 6, 7], спиновый эффект Холла (SHE) [4–6, 18] или спиновые фотогальванические эффекты [6, 19]. Суть явлений из группы спинового эффекта Холла заключается в накоплении на противоположных границах образца, перпендикулярных направлению электрического поля, частиц с противоположной проекцией спина. При этом концентрация заряда на противоположных границах может не изменяться, то есть обычная поперечная холловская разность потенциалов может не фиксироваться. Явления при спиновых фотогальванических

эффектах связаны со взаимодействием электромагнитного излучения с частицами, их токами и спинами в полупроводниковых структурах с СОВ. Возникло целое направление, называемое спиновой фотогальваникой. Были предсказаны и обнаружены циркулярный фотогальванический эффект, спин-гальванический эффект, обратный спин-гальванический эффект. Достижения в этой области неразрывно связаны с отечественной школой физики конденсированного состояния (Е.Л. Ивченко, Ю.Б. Лианда-Геллер, Г.Е. Пикус и другие).

Небольшая величина расщепления уровней от СОВ в типичных полупроводниках роднит их с полупроводниковыми сверхрешётками, где масштаб минизон также может исчисляться единицами мэВ [13, 14]. Представляет поэтому интерес исследование полупроводниковых сверхрешёток со спин-орбитальным взаимодействием [15], в котором масштаб минизон и расщепление от СОВ являются величинами одного порядка, в том числе квантовых состояний и их спиновой поляризации, транспортных и оптических свойств, в том числе генерации спиновых текстур во внешнем электрическом поле (эффект Рашбы-Эдельштейна, или спиновая аккумуляция). Данные задачи составляют содержание третьей главы диссертационной работы. Результаты некоторых из работ этого раздела [A1, A2] частично вошли в учебно-методические пособия [A32, A33]. В этом же разделе описывается задача о кинетике фотолюминесценции, возникающей при взаимодействии электромагнитного излучения с носителями заряда и спина в квантовой яме, в непосредственной близости от которой находится монослой магнитных атомов марганца. Мотивированная недавними экспериментами из «классической» спинтроники с магнитными материалами [16, 17], она близко примыкает к методологии диссертационной работы в части управления спиновыми степенями свободы с помощью импульсов электромагнитного поля различной поляризации. Это приводит к нетривиальным динамическим эффектам вида эффекта «спиновой памяти», наблюдавшихся в экспериментах [16, 17], которые могут быть описаны в рамках модели кинетики фотолюминесценции, развитой в диссертационной работе [A26], с учётом эффектов обменного взаимодействия и роли резидентных электронов в квантовой яме.

Четвёртая глава диссертации посвящена сравнительно новому классу материалов в физике конденсированного состояния, называемых топологическими изоляторами (ТИ) [26–29]. В таких структурах при положении уровня Ферми в запрещённой зоне объёмного материала на его крае (двумерном для трёхмерных ТИ и одномерном для двумерных ТИ) имеются хорошо проводящие электрический ток состояния, защищённые требованиями симметрии от рассеивания на немагнитных примесях. Теория и эксперименты [30, 31] по ТИ в последние два десятилетия развиваются достаточно активно, однако прогресс достигается в основном при исследовании протяжённых краевых состояний. Между тем, для применения

ТИ в актуальных приложениях по хранению и обработке информации желательное развитие знаний о локализованных состояниях в объектах типа квантовая точка в ТИ. Поскольку локализация состояний в ТИ чисто электростатическими барьерами затруднительна в силу клейновского туннелирования [32], применяются модели с магнитными барьерами, частично разрушающими топологическую защищённость. Модели таких систем до настоящего времени были развиты преимущественно для идеализированных, высоких или тонких барьеров либо барьеров на крае трёхмерного ТИ [33–35]. В настоящей диссертации на основе модели взаимодействия краевого состояния с одиночной магнитной примесью [36] развита модель квантовых точек на одномерном крае двумерного ТИ на базе квантовой ямы HgTe/CdTe , где барьеры конечной высоты моделируют макроскопические диэлектрические магниты, расположенные на крае ТИ. Исследуются состояния дискретного и непрерывного спектра, время энергетической релаксации при взаимодействии с фононами, время жизни квазистационарных состояний, регулярная и нерегулярная динамика в периодическом электрическом поле. Результаты расчётов спектра и глубины проникновения краевого состояния в область магнита хорошо согласуются с результатами, полученными из первых принципов для схожей задачи с диэлектрическим магнитом на крае трёхмерного ТИ [37]. Кроме того, исследуется возможность наличия фазы ТИ в комбинированном материале с монослоем атомов висмута на кремнии и особенности магнитопоглощения в трёхмерном ТИ семейства Bi_2Te_3 при учёте «гофрировки» спектра с гексагональным искажением. Полученные результаты позволяют надеяться на перспективы практического изготовления и применения таких структур для приложений.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью работы было исследование динамики спина и связанных с ней эффектов в низкоразмерных структурах на основе полупроводников $A(3)B(5)$ (квантовые точки, сверхрешётки, ямы), в которых важную роль играет спин-орбитальное взаимодействие (СОВ), а также в квантовых точках, создаваемых в топологических изоляторах. Основным вопросом заключался в выяснении связи СОВ и спиновой поляризации с другими динамическими, туннельными, транспортными и оптическими характеристиками структур, а также параметрами внешних полей, воздействующих на систему, с целью достижения заданных параметров спектра и характеристик эволюции как для зарядовой, так и для спиновой степени свободы.

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**, которые можно разделить на три группы:

1. Исследование эволюции плотности вероятности и спиновой плотности при совместном протекании процессов туннелирования и переворота спина в полупроводниковых структурах с СОВ в переменном электрическом поле, в том числе в двойной квантовой точке и в квантовой точке с большим числом уровней, участвующих в эволюции (прямоугольном квантовом биллиарде). Вычисление частоты переворота спина (частоты Раби) в многоуровневой системе в зависимости от параметров внешнего поля. Определение степени регулярности и нерегулярности динамики в квантовом биллиарде со СОВ через расчёт коррелятора пространственных распределений плотности вероятности и спиновой плотности. Расчёт вероятности туннелирования и спиновой поляризации в квантовой точке с учётом состояний континуума и процессов её ионизации. Изучение режимов совместного управления динамикой туннелирования и переворота спина в двойной квантовой точке с СОВ в режиме электрического дипольного спинового резонанса (ЭДСР), в том числе на субгармониках ЭДСР.
2. Исследование квантовых состояний в сверхрешётках со спин-орбитальным взаимодействием. Расчёт спиновых текстур, т.е. пространственных профилей спиновой плотности, при следующих воздействиях: при рассеивании спин-поляризованной волны, падающей на одномерную сверхрешётку, при облучении электромагнитным излучением терагерцового диапазона, а также генерация спиновых текстур на периоде сверхрешётки в постоянном электрическом поле при протекании тока. Решение задачи о кинетике фотолюминесценции в квантовой яме с монослоем марганца, спины которого взаимодействуют со спинами дырок в яме, под действием импульсом лазера с различной поляризацией. Исследование роли обменного взаимодействия спинов в яме и в монослое марганца, а также концентрации резидентных электронов в яме.
3. Построение микроскопической модели квантовых точек на крае двумерного топологического изолятора на базе квантовой ямы HgTe/CdTe , создаваемых с помощью макроскопических магнитных барьеров. Расчёт состояний дискретного и непрерывного спектра, распределений спиновой поляризации и параметров релаксации энергии при взаимодействии с фононами. Вычисление отклика системы на переменное электрическое поле с учётом ухода в состояния континуума, оценка степени регулярности и нерегулярности режимов эволюции. Расчёт времени жизни квазистационарных состояний при учёте конечной проницаемости барьеров. Вычисление зависимости коэффициента прохождения для динамической и статической задачи о взаимодействии волнового пакета из краевых состояний в топологическом изоляторе семейства Bi_2Te_3 с потенциальными барьерами, в том числе с барьерами с намагниченностью. Расчёт особенностей магнитопоглощения в трёхмерном топологическом изоляторе семейства

Bi_2Te_3 при учёте гексагонального искажения («гофрировки») спектра. Расчёт состояний объёмного спектра и краевых состояний в материале с монослоем атомов висмута на кремнии в фазе тримера (бета-фазе), характеризующимся большой величиной спин-орбитального взаимодействия. Вычисление Z_2 инварианта, ненулевое значение которого характеризует систему как двумерный топологический изолятор.

Научная новизна работы

Оригинальность выполненного исследования заключается в предсказании новых динамических свойств спиновой поляризации и различных режимов управления ею при рассмотрении с единых позиций нескольких типов существенно различных полупроводниковых структур, которые объединяет сильное спин-орбитальное взаимодействие (полупроводниковые квантовые точки, ямы, квантовый бильярд, сверхрешётки, краевые состояния в топологических изоляторах). При этом впервые:

1. Показано, что учёт многоуровневого характера спектра в двойных квантовых точках приводит к существенным отличиям картины осцилляций спиновой проекции от классической для двухуровневой системы. Найдена нелинейная зависимость частоты переворота спина (частоты Раби) от амплитуды электрического поля. Показано, что существуют области параметров как с уменьшением, так и с увеличением частоты переворота спина по сравнению с двухуровневым приближением.
2. Для квантовой точки вида прямоугольного квантового бильярда со многими состояниями, участвующими в эволюции, обнаружено спадание во времени коррелятора плотности вероятности и спиновой плотности с ростом амплитуды спин-орбитального взаимодействия.
3. Обнаружены новые режимы туннелирования и спиновой эволюции в двойной квантовой точке в условиях электрического дипольного спинового резонанса, в том числе «гибридный» резонанс, при котором все виды процессов происходят в одной точке пространства параметров системы и который не сводится к двухуровневому приближению, а требует для своего описания минимальной четырёхуровневой модели.
4. Показана возможность ускорения переворота спина в рамках механизма ЭДСР в одной квантовой точке при наличии даже слабой туннельной связи с соседней точкой по сравнению с изолированной квантовой точкой. Показано, что управляемые вращения спина возможны не только на основной, но и на высоких субгармониках ЭДСР, в том числе с поворотом плоскости вращения спина.
5. С помощью модели кинетики фотолюминесценции в квантовой яме с монослоем марганца с учётом обменного взаимодействия спинов и различных концентраций

- резидентных электронов в яме объяснён экспериментально наблюдаемый эффект «спиновой памяти» при взаимодействии спинов дырок со спинами марганца.
6. Разработана микроскопическая модель квантовой точки на крае двумерного топологического изолятора на базе квантовой ямы HgTe/CdTe, сформированной макроскопическими магнитными барьерами с конечной амплитудой.
 7. В модели квантовой точки на краю топологического изолятора на базе квантовой ямы HgTe/CdTe найдены параметры энергетической релаксации при учёте электрон-фононного взаимодействия для различных температур и различных ветвей спектра электронов и фононов.
 8. В модели широкой квантовой точки со многими уровнями на крае топологического изолятора на базе квантовой ямы HgTe/CdTe в периодическом электрическом поле обнаружена иррегулярная динамика с признаками квантового хаоса.
 9. Получены времена жизни квазистационарных состояний в квантовой точке с магнитными барьерами конечной проницаемости на крае топологического изолятора на базе квантовой ямы HgTe/CdTe.
 10. Определены оптимальные параметры электрического поля для управления заселённостями уровней в квантовой точке на базе топологического изолятора, при которых быстрая смена заселённостей на временах, меньших времени релаксации, не сопровождается заметной «утечкой» в континуум.
 11. Построена модель объёмных и краевых состояний для электронов в монослое висмута на кремнии в фазе тримера (бета-фазе). Рассчитан Z_2 инвариант, ненулевое значение которого классифицирует данный материал как двумерный топологический изолятор.

Практическая значимость работы

Одной из основных задач полупроводниковой спинтроники и развивающейся физики топологических изоляторов является повышение эффективности и технологичности уже известных, а также применение новых механизмов управления спином для структур на основе полупроводников A(3)B(5) и топологических изоляторов. Для них характерны пониженная размерность, сниженное энергопотребление, постоянное либо вовсе отсутствующее магнитное поле. При этом вначале возникает потребность в исследовании фундаментальных механизмов спин-зависимых эффектов в таких системах, на основе которых будут предложены и внедрены экспериментально и технологически полезные принципы. В данной диссертационной работе основное внимание уделено именно фундаментальным механизмам генерации и управления спиновой поляризации в различных классах структур на основе единого подхода с использованием спин-орбитального

взаимодействия. Реализованная возможность достаточно полного анализа возникающих режимов позволяет выявить наиболее благоприятные области параметров системы для последующей экспериментальной и, возможно, технологической и приборной реализации исследуемых в диссертационной работе явлений.

Предсказываемые в работе свойства спиновой поляризации полупроводниковых сверхрешёток могут быть реализованы при современном уровне технологии. Рассчитанный эффект «спиновой памяти» в квантовой яме с дырками, спины которых взаимодействуют со спинами близко расположенного монослоя атомов марганца, уже наблюдался в экспериментах, которые и служили мотивацией для решения этой задачи. Динамические явления в двойных квантовых точках с сильным спин-орбитальным взаимодействием рассчитаны в работе для условий, обеспечивающих реализацию полезных операций со спином на максимально коротких временах, когда эффекты декогерентности и релаксации ещё не сказываются сильно, что важно для практических применений. Предсказываемая в работе возможность управления спином в двойной квантовой точке на высоких субгармониках ЭДСР может обеспечить важное технологическое преимущество, когда по аппаратным ограничениям базовая гармоника плохо достижима по частоте. Наконец, рассчитанные в работе параметры формируемых магнитными барьерами квантовых точек на крае топологического изолятора позволяют говорить о реалистичности создания таких локализуемых состояний структур в новом классе материалов с топологической защищённостью. Это позволяет рассчитывать на их практическое изготовление, исследование и внедрение в новых поколениях элементов для хранения и обработки информации.

Основные научные положения, выносимые на защиту

1. В двойной полупроводниковой квантовой точке со спин-орбитальным взаимодействием и числом уровней, вовлекаемых в эволюцию, больше двух, в условиях электрического дипольного спинового резонанса может иметь место сильное отклонение от линейной зависимости для частоты переворота спина как функции амплитуды периодического поля. При изменении соотношения между туннельным и зеемановским расщеплениями возможно как уменьшение, так и увеличение частоты переворота спина по сравнению с двухуровневым приближением.
2. В двойной полупроводниковой квантовой точке в условиях электрического дипольного спинового резонанса в некоторых точках пространства параметров имеет место гибридизация туннельного и спинового резонансов, при этом динамика описывается четырёхуровневым приближением.

3. В двойной полупроводниковой квантовой точке в режиме электрического дипольного спинового резонанса с ростом слабого (меньше зеемановского) туннельного расщепления увеличивается скорость переворота спина по сравнению с изолированной квантовой точкой, как на основной гармонике, так и на субгармониках резонанса.
4. Эффект «спиновой памяти», возникающий при воздействии коротких лазерных импульсов различной круговой поляризации на структуру с квантовой ямой InGaAs/GaAs с монослоем марганца на расстояниях в несколько нанометров от ямы, объясняется в рамках кинетической модели, включающей обменное взаимодействие спинов фотоиндуцированных дырок и магнитных моментов монослоя, а также различной концентрацией резидентных электронов в яме, в зависимости от дистанции от монослоя до ямы.
5. Модель локализованных состояний в квантовой точке, формируемой на крае топологического изолятора на базе квантовой ямы HgTe/CdTe с помощью макроскопических магнитных барьеров с конечной амплитудой, может быть построена в рамках обобщения модели взаимодействия краевых состояний с одиночной магнитной примесью. В рассматриваемой системе для любой амплитуды барьеров со взаимно параллельной намагниченностью, ортогональной направлению края, возможно существование только одной пары уровней дискретного спектра.
6. Для квантовой точки, образованной магнитными барьерами на крае топологического изолятора на базе квантовой ямы HgTe/CdTe и помещённой в периодическое электрическое поле, существуют интервалы параметров системы (амплитуда и ширина барьеров, ширина квантовой точки, амплитуда электрического поля), в которых заселённость пары дискретных уровней осциллирует на временах, существенно меньших времени ухода в состояния континуума, времени релаксации энергии для переходов с верхнего на нижний уровень с участием фононов, а также времени жизни квазистационарных состояний при учёте проницаемости барьеров.

Личный вклад автора

Диссертационная работа основана на статьях и главе в монографии, написанных автором во время его работы на кафедре теоретической физики ННГУ и в НИЛ теоретической физики ННГУ в рамках выполнения проектов, поддержанных грантами Министерства науки и высшего образования РФ и РФФИ. Большинство статей написано с соавторами-сотрудниками ННГУ или иных организаций. При выполнении работ в соавторстве автором выполнялась значительная часть работы по постановке задачи, основная часть работы по аналитическим и численным расчётам, построению графиков и

написанию текста статей, значительная часть работы по анализу результатов. Основная часть работы по апробации результатов работы на конференциях также выполнялась лично автором.

Апробация работы

С 2006 года результаты диссертационной работы представлялись на различных семинарах, конференциях и симпозиумах, в том числе:

- Международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород, 2006–2023;
- XV Российская конференция по физике полупроводников, Нижний Новгород, 2022;
- Международная конференция PhysicA.SPb, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 2020-2023;
- Совещание по теории твёрдого тела, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 2023;
- Низкоразмерный семинар, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 2020, 2022;
- Семинар «Оптическая спектроскопия» Лаборатории неравновесных электронных процессов Института физики твёрдого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, Московская область, 2023;
- Семинар кафедры теоретической физики МФТИ, Долгопрудный, Московская область, 2023;
- Семинар сектора квантовой мезоскопии Института теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Московская область, 2023;
- Семинар «Физика наноструктур» кафедры атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники физического факультета МГУ, Москва, 2023;
- Семинар лаборатории теоретической физики Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 2023;
- Семинар группы магнитных и спиновых логических процессов и устройств Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Московская область, 2024;
- Семинар Всероссийского научно-исследовательского института автоматизации им. Н.Л. Духова, Москва, 2024;
- Семинар лаборатории спиновой оптики Санкт-Петербургского государственного университета, Санкт-Петербург, 2024;
- Семинары по физике полупроводников и по физике твёрдого тела, ИФМ РАН, Нижний Новгород, 2020, 2023;
- Семинар кафедры теоретической физики ННГУ, Нижний Новгород, 2020, 2024.

Публикации

Всего по теме диссертации опубликовано 30 статей и одна глава в монографии, (см. список работ автора в конце автореферата), из них 11 статей в отечественных журналах, рекомендованных ВАК, и 19 статей в зарубежных реферируемых высокорейтинговых журналах, а также 2 учебно-методических пособия, изданных в ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка литературы, включающего 277 наименований, и списка работ автора по теме диссертации, включающего 33 наименования. Общий объём диссертации составляет 429 страниц, включая 167 рисунков и 2 таблицы.

Краткое содержание работы

Во **Введении** показана актуальность темы исследований, показана её научная новизна и практическая значимость, сформулированы цели работы, представлены сведения о структуре и содержании работы, а также приведены положения, выносимые на защиту.

В **первой главе** проведён обзор литературы по задачам полупроводниковой спинтроники структур, в которых важную роль играет спин-орбитальное взаимодействие. В п.1.1. обсуждаются различные вклады от СОВ в гамильтониан. Далее в п.1.2 рассматриваются динамические задачи в полупроводниковых квантовых точках, в особенности электрический дипольный спиновый резонанс и эффекты интерференции Ландау-Зенера-Штюкельберга-Майораны. В п.1.3 обсуждаются сверхрешётки со спин-орбитальным взаимодействием и механизмы формирования в них спиновых текстур. В п.1.4 описывается известная модель фрагмента спектра в решётке висмута в фазе тримера (бета-фаза) на подложке из кремния [46]. В п.1.5 обсуждается задача о фотолюминесценции и недавние эксперименты в квантовых ямах с монослоем магнитных примесей вблизи ямы [16, 17]. Заключительный п.1.6 главы 1 посвящён описанию некоторых видов топологических изоляторов и моделей квантовых точек на их основе. Обсуждаются свойства краевых состояний, в том числе в присутствии магнитных примесей. Приводятся аргументы в пользу исследования задач для указанных типов структур, составляющих содержание последующих оригинальных разделов диссертации.

Во **второй главе** диссертации рассматриваются задачи об эволюции наблюдаемых величин, прежде всего для координат и спиновых проекций, для электронов и дырок в различных структурах с полупроводниковыми квантовыми точками. В п.2.1 рассматривается

квазиклассическая динамика координаты и спина в двойной квантовой точке с непроницаемым барьером, т.е. без учёта туннелирования [A7]. В следующих параграфах рассматриваются двойные квантовые точки с учётом туннелирования. Для таких систем процессы туннелирования между точками неразрывно сопряжены с эволюцией спина, что даёт возможности управления спиновой динамикой при взаимодействии с координатной степенью свободы при туннелировании. Система при этом выходит за рамки двухуровневого приближения, поскольку в динамике участвует минимум по паре спин-расщеплённых уровней в каждой из двух квантовых точек. Гамильтониан системы имеет вид [A29, A30]

$$H=H_{2QD}+H_Z+H_{SO}+ V(x, t) \quad (1)$$

В (1) H_{2QD} есть гамильтониан эффективно одномерной двойной КТ с расстоянием между минимумами потенциала $2d$, H_Z есть зеемановское слагаемое от внешнего постоянного магнитного поля, генерирующее расщепление уровней Δ_Z , H_{SO} есть вклад от СОВ, который учитывается нами в линейном по квазиимпульсу приближении, а $V(x,t)$ описывает потенциал квазистационарного электрического поля, который может включать как статический потенциал смещения U_d дна одной из КТ (detuning), так и периодический потенциал электрического поля $V_d f(x) \sin(\omega t)$ с амплитудой V_d и частотой ω . Схема нижних четырёх уровней $E_1 \dots E_4$ вместе с потенциалом двойной КТ для гамильтониана (1) показана на рис.1. Наличие СОВ в гамильтониане (1) обуславливает связь уровней с различной проекцией спина в электрическом поле и обеспечивает протекание ЭДСР. Отметим, что описание различных переходов, отвечающих туннелированию и перевороту спина, требует выхода за пределы двухуровневого приближения, поэтому минимальная модель должна включать четыре состояния, показанные на рис.1.

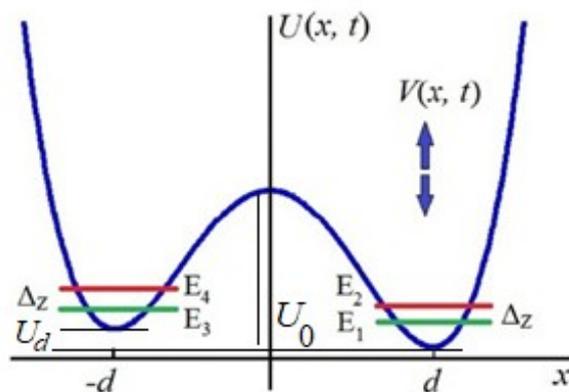


Рис. 1. Схема нижних четырёх уровней $E_1 \dots E_4$ в двойной квантовой точке с потенциалом H_{2QD} (синяя кривая) для гамильтониана (1). Постоянное магнитное поле генерирует зеемановское расщепление Δ_Z , функция $V(x,t)$ описывает потенциал электрического поля, состоящий из статического потенциала смещения U_d дна одной из КТ (detuning) и периодического потенциала электрического поля $V_d f(x) \sin(\omega t)$ [A29, A30].

В п.2.2 главы 2 рассматривается динамика в импульсном электрическом поле [A8–A10], а в п.2.3. в периодическом электрическом поле, в условиях электрического дипольного спинового резонанса (ЭДСР) [A11]. Протекание ЭДСР в многоуровневой системе существенно отличается от классической картины в двухуровневой системе. В п.2.2 и 2.3 главы 2 показано, что учёт многоуровневого характера спектра в двойных квантовых точках приводит к сложной, в том числе нерегулярной динамике для наблюдаемых величин. В частности, наблюдается нелинейная зависимость частоты переворота спина (частоты Раби) от амплитуды электрического поля [A11]. Пример такой функции показан на рис.2 в виде зависимости обратного времени переворота спина $1/T_{sf}$ в единицах зеемановского расщепления $1/T_Z$ от безразмерной амплитуды электрического поля $f=2eE_0d/U_0$, где U_0 и d есть высота барьера и половина расстояния между КТ на рис.1, соответственно, а E_0 есть амплитуда электрического поля. Рис.2а отвечает эквидистантной последовательности четырёх нижних уровней в спектре при $\Delta_Z = \Delta E_g/2$, где ΔE_g есть туннельное расщепление основной пары уровней, а рис.2b построен для случая $\Delta_Z = 2\Delta E_g$, что определяет иную эквидистантную последовательность уровней.

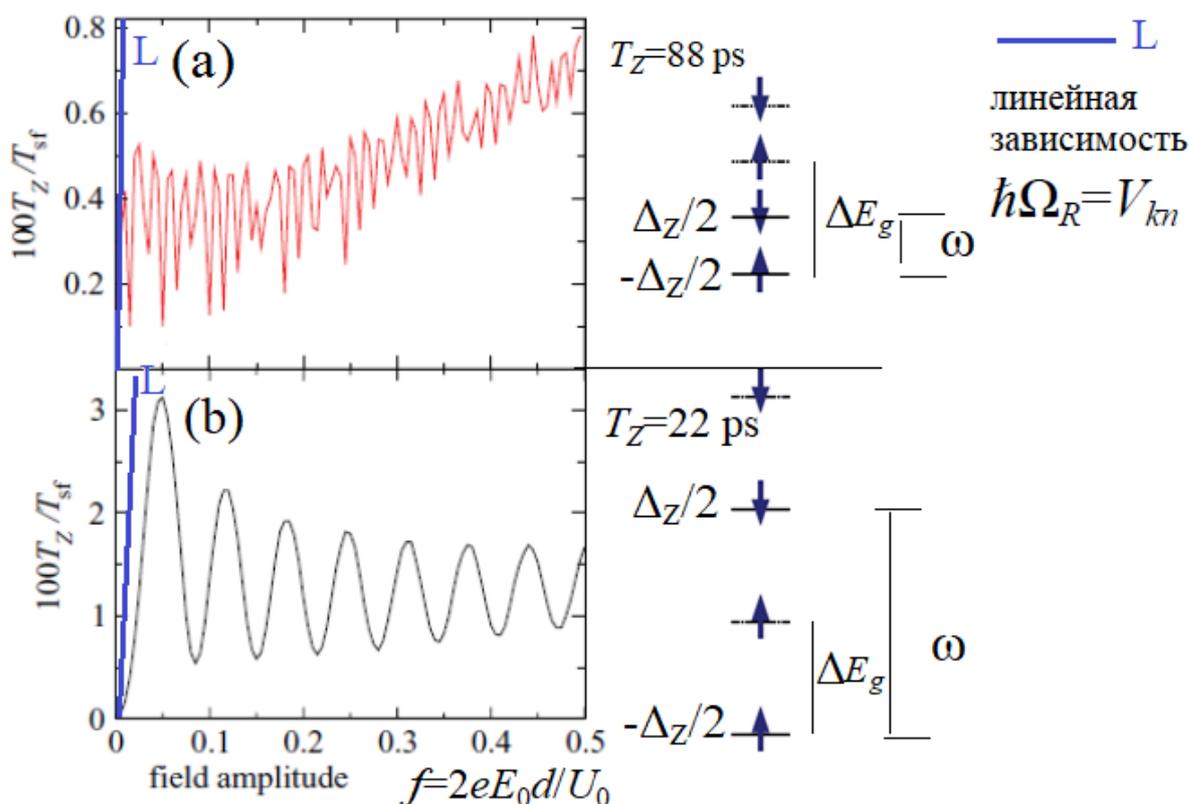


Рис. 2. Нелинейная зависимость частоты Раби переворота спина T_Z / T_{sf} в многоуровневой системе как функция безразмерной амплитуды внешнего поля f в условиях ЭДСР при $\hbar\omega = \Delta_Z$ для двойной квантовой точки, помещённой в магнитное поле (а) при $\Delta_Z = \Delta E_g/2$, где ΔE_g есть туннельное расщепление основной пары уровней и (б) при $\Delta_Z = 2\Delta E_g$. Справа показаны конфигурации уровней и проекции спина [A11].

Линия L на рис.2 показывает линейную зависимость частоты Раби $\hbar\Omega_R=V_{kn}$ при точном резонансе в строго двухуровневой системе. На рис.2 можно видеть, что зависимость частоты переворота спина от амплитуды поля имеет ярко выраженный нелинейный характер уже в слабых полях $f \ll 1$, причём для рис.2b линейная зависимость отсутствует даже асимптотически. Результаты п.2.2 – 2.3 главы 2 диссертации были обобщены в главе монографии [A15].

В п.2.4 главы 4 рассматривается динамика в периодическом поле для квантовой точки настолько больших размеров, что малые межуровневые расстояния приводят к участию большого числа уровней в эволюции. Такие системы называют квантовыми бильярдами [38,39]. Наличие СОВ в такой системе приводит к тому, что бесспиновая интегрируемая система (например, прямоугольный квантовый бильярд) [38] при включении СОВ становится неинтегрируемой [39]. В п.2.4 диссертации исследуется динамика в прямоугольном квантовом бильярде с СОВ под действием переменного электрического поля, в том числе рассчитываются распределения спиновой плотности и Фурье-спектры наблюдаемых величин. Результаты говорят о развитии режима нерегулярной динамики (квантового хаоса), в том числе в форме ослабления амплитуды коррелятора для пространственных распределений плотности вероятности и спиновой плотности [A13].

В п.2.5 главы 2 исследуется динамика в двойной КТ под действием импульсов электрического поля специальной формы. Возможность быстрого переворота спина при участии СОВ не обязательно реализуется для простого монохроматического внешнего поля. Для системы с двойной квантовой точкой методами квантовой теории оптимального управления (QOCT) было показано [A16], что воздействие импульсами электрического поля специально подобранной формы может приводить к значительно более быстрым вращениям спина, чем поле с фиксированной частотой, что важно для практических приложений.

В п.2.6 главы 2 рассматриваются состояния в одиночной мелкой и глубокой квантовой точке в нанопроволоке, в которой под действием периодического электрического поля происходят не только переходы между дискретными уровнями с переверотом спина, но также существенны и процессы ухода в состояния континуума. Представляет интерес обобщение известных результатов теории туннельной ионизации в переменном поле [40] на случай наличия спиновой степени свободы и СОВ, которое, помимо генерации режима ЭДСР, влияет и на процесс туннелирования в континуум. Построена модель ЭДСР при учёте состояний непрерывного спектра в мелкой и глубокой квантовой точках в нанопроволоке на основе InSb и найдены интервалы оптимального внешнего электрического поля для переворота спина без существенной утечки в континуум [A20, A21]. Проведено сравнение численных результатов с аналитическими оценками теории туннельной ионизации [A22].

В п.2.7 главы 2 рассматривается эволюция, а также зависимость усреднённых по времени величин в пространстве параметров системы для двойной КТ с СОВ, в которой введён ещё один параметр сдвига минимума потенциала одной КТ относительно другой (detuning), как это показано на рис.1, что отвечает недавним экспериментам [25]. Несмотря на простоту моделей для одночастичной когерентной эволюции электрона или дырки в двойной квантовой точке в постоянном магнитном и периодическом электрическом поле, пространство параметров в таких задачах является многомерным. В него входят проницаемость туннельного барьера и смещение минимума потенциала одной точки относительно другой U_d (detuning), зеемановское расщепление уровней Δ_Z , амплитуда СОВ, частота и амплитуда периодического электрического поля, а также начальные условия эволюции по координате и проекции спина частицы. Всё это приводит к разнообразию режимов динамики как для зарядовой, так и для спиновой степени свободы, где могут возникать эффекты интерференции Ландау-Зенера-Штюкельберга-Майораны (ЛЗСМ) [25, 42]. Под этим термином понимается группа явлений с нетривиальной зависимостью вероятности перехода при близком прохождении уровней под действием нестационарного возмущения. В п.2.7 главы 2 обсуждаются ЛЗСМ-эффекты, обнаруженные при исследовании динамики туннелирования и переворота спина в пространстве параметров системы [A28–A30]. В системе возможно туннелирование с сохранением спина при условии равенства целого числа k_1 квантов энергии поля $\hbar\omega$ смещению U_d минимумов дна (detuning) соседних КТ, т.е. при

$$k_1\hbar\omega = |U_d|. \quad (2)$$

Также возможно туннелирование с переворотом спина для другого целого числа k_2 при

$$k_2\hbar\omega = |U_d| \pm \Delta_Z. \quad (3)$$

Кроме этого, возможен режим ЭДСР в отдельной квантовой точке для ещё одного целочисленного значения k_3 при

$$k_3\hbar\omega = \Delta_Z, \quad (4)$$

т.е. как на основной гармонике $k_3=1$, так и на субгармониках ЭДСР при $k_3>1$. Нами был обнаружен режим «гибридного» резонанса [A29], при котором три типа динамики в рамках условий (2)–(4) реализуются в одной точке пространства параметров системы при $k_2=k_1+k_3$. Такой режим обеспечивает быстрый переворот спина на временах, меньших типичного времени спиновой релаксации, и его описание принципиально требует выхода за рамки двухуровневого приближения. Пример спиновой динамики в виде карты усреднённой по времени z -проекции спина σ_z^R в одной из квантовых точек, в которой инициализируется спин, показан на рис.3 в координатах (магнитное поле, частота электрического поля)

[A29, A30]. Светлые максимумы на горизонтальных линиях отвечают туннелированию с сохранением спина (2), широкие наклонные линии без нумерации отвечают туннелированию с переворотом спина (3), узкие наклонные линии, занумерованные цифрами, отвечают субгармоникам ЭДСР (4). Гибридный режим реализуется в точках пересечения линий всех трёх семейств. Нами обнаружено, что наличие даже слабой туннельной связи с соседней квантовой точкой играет важную роль: за счёт увеличения длины траектории при туннелировании в соседнюю точку и обратно механизм СОВ обеспечивает более эффективное вращение спина по сравнению с классическим ЭДСР в одиночной квантовой точке [23]. Влияние туннелирования на скорость переворота спина, исследованное в [A30], позволяет говорить о возможности реализации ЭДСР на субгармониках поля в широком диапазоне частот. В самом деле, при возможности оборудования генерировать поле на частоте 10 ГГц [25] запуск ЭДСР на субгармонике $k_3=10$ эквивалентен возможности его наблюдения в магнитном поле, отвечающем частоте 100 ГГц, которая может быть недоступна в силу аппаратных ограничений.

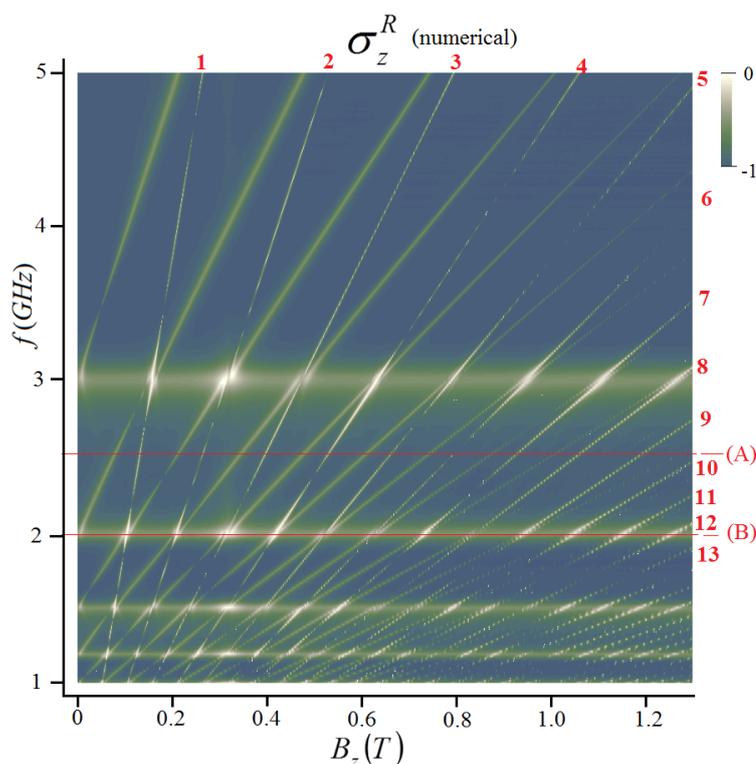


Рис. 3. Карта усреднённой по времени z -проекции спина в одной из квантовых точек, в которой инициализируется спин, в координатах (магнитное поле, частота электрического поля). Светлые максимумы на горизонтальных линиях отвечают туннелированию с сохранением спина (2), уширенные наклонные линии без нумерации отвечают туннелированию с переворотом спина (3), узкие наклонные линии, занумерованные цифрами, отвечают субгармоникам ЭДСР (4). Гибридный режим реализуется в точках пересечения линий всех трёх семейств [A29, A30].

Исследование спиновой динамики показало возможность управляемого переворота спина не только на основной гармонике ЭДСР (4) при $k_3=1$, но и на более высоких субгармониках при $k_3>1$ [A30]. Примеры такой эволюции спина на основной гармонике $k_3=1$ и для следующей субгармоники $k_3=2$ приведены на рис.4.

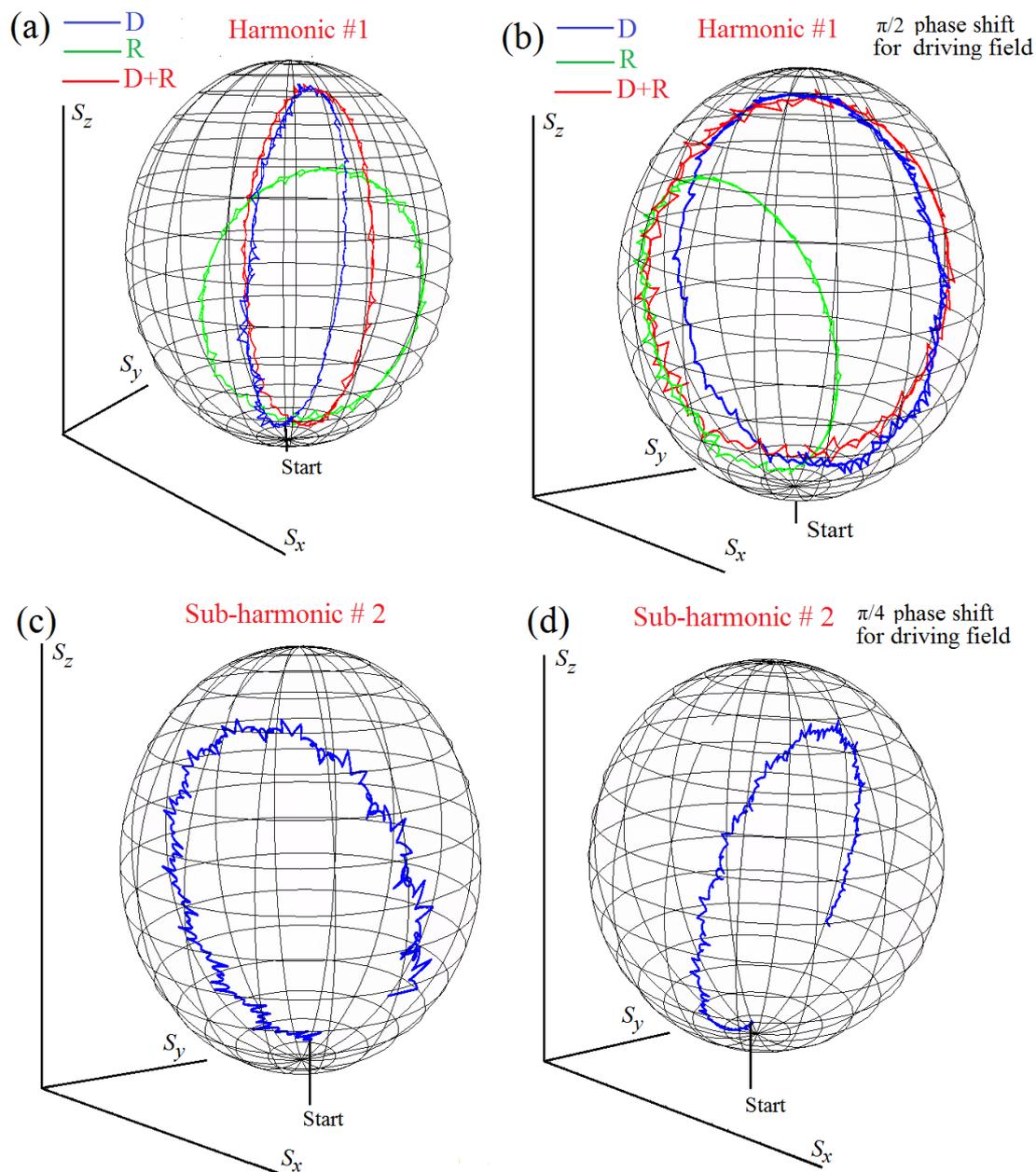


Рис. 4. Примеры стробоскопической эволюции спинового вектора для (a), (b) основной гармоники $k_3=1$ и (c), (d) субгармоники $k_3=2$, 9 для «чистого» ЭДСР на линии (A) на рис.3 в присутствии СОВ Дрессельхауза (синие кривые D). Панели (b), (d) отвечают наличию фазового сдвига $\pi/2k_3$ в электрическом поле, что приводит к повороту плоскости вращения спина на $\pi/2$. Также на (a), (b) показаны результаты в присутствии СОВ Рашбы с амплитудой 3 мЭВ·нм как зелёные кривые (R) и для комбинированного СОВ Дрессельхауза и Рашбы как красные кривые (D+R) [A30].

Важной особенностью эволюции спина на всех субгармониках ЭДСР на рис.4 является возможность контролируемого поворота плоскости вращения спина вокруг направления магнитного поля. Именно, если к аргументу ωt зависимости поля $V_d \sin(\omega t)$ добавить фазу $\pi/2k$, т.е. сдвинуть момент стробоскопической фиксации на $1/4$ оборота, то для k -й субгармоники ЭДСР плоскость вращения спина, построенная в стробоскопические моменты времени, поворачивается на $\pi/2$ вокруг оси магнитного поля, как это видно на рис.4. На панели (а) вращение на синей кривой (вклад Дрессельхауза) происходит вокруг оси S_x , а на панели (b) – вокруг оси S_y . Базовым случаем в п.2.7 главы 2 и на рис.4 является вклад Дрессельхауза от СОВ, которому отвечают синие кривые (D). Также на панелях (а), (b) показаны результаты в присутствии СОВ Рашбы с амплитудой 3 мЭВ·нм как зелёные кривые (R) и при наличии обоих вкладов Дрессельхауза и Рашбы как красные кривые (D+R).

В п.2.7 главы 2 также оценивается эффективность переворота спина на субгармониках ЭДСР, результаты для которой показаны на рис.5.

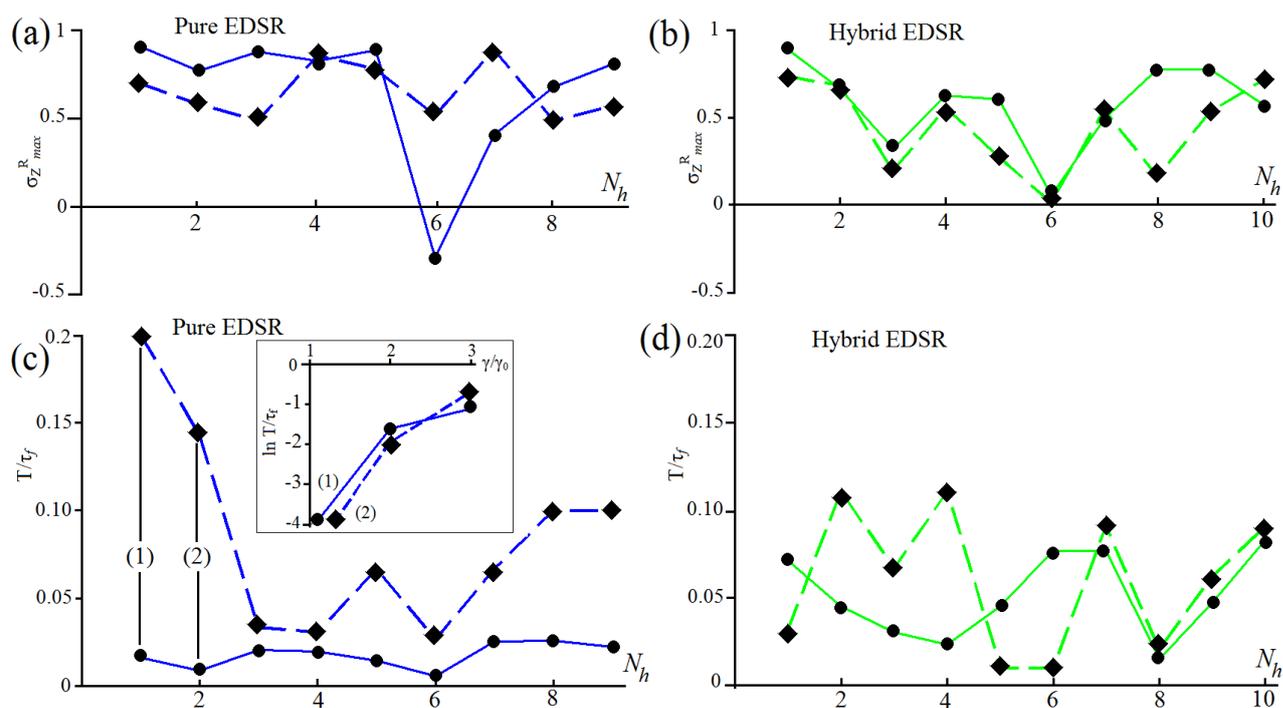


Рис. 5. Эффективность переворота спина как функция номера субгармоники N_h (а), (с) на частоте $f=2.5$ ГГц и (b), (d) на частоте $f=2.05$ ГГц. Панели (а), (b) показывают максимально достижимую при перевороте амплитуду z-проекции спина $\sigma_Z^R_{max}$, панели (с), (d) показывают скорость переворота спина T/τ_f . Сплошные линии и кружки отвечают скорости туннелирования $\gamma_1=2.18$ мкЭВ, штриховые линии и ромбы отвечают $\gamma_2=2\gamma_1$. Зависимость $\ln T/\tau_f$ от γ/γ_1 для гармоники №1 и субгармоники №2 (вставка на панели (с)) близка к линейной, что говорит об экспоненциальной зависимости T/τ_f от γ/γ_1 [A30].

Эффективность переворота спина на основной гармонике $N_n=1$ и субгармониках $N_n=2,3,\dots$ в терминах максимально достижимой амплитуды z -проекции спина и скорость переворота спина в обратных периодах внешнего поля показаны на рис.5 для «чистого» ЭДСР при $f=2.5$ ГГц и для «гибридного» ЭДСР при $f=2.05$ ГГц [A30]. Сплошные линии и кружки на рис.5 отвечают базовому значению константы туннельной прозрачности барьера γ , а штриховые линии и ромбы – удвоенной. Из рис.5 можно сделать вывод, что рост туннельной связи между точками ускоряет переворот спина, причём зависимость, как это следует из вставки на панели (с), близка к экспоненциальной [A30].

В заключении к главе 2 сформулированы выводы по полученным в ней результатам.

В **третьей главе** диссертации рассматриваются полупроводниковые сверхрешётки со спин-орбитальным взаимодействием и структуры с квантовой ямой, в непосредственной близости от которой имеется монослой магнитных атомов марганца, взаимодействующих с дырочными состояниями в яме.

В п.3.1 главы 3 рассматривается строение квантовых состояний и спиновая поляризация, свойства симметрии волновых функций и пространственные профили спиновой плотности для двумерного электронного газа со СОВ, на который дополнительно наложено периодическое поле, формируемое электростатическим затвором, расположенным над плоскостью двумерного электронного газа. Потенциал затвора может быть описан в простейшем случае как $V(x)=V_0\cos(2\pi x/a)$. Исследуется строение энергетических минизон, волновых функций и спиновой поляризации.

В п.3.2 главы 3 рассматривается задача о рассеивании на сверхрешётке со СОВ с амплитудой a_2 , для налетающего из полупространства $x<0$ набора электронных состояний, образованного из состояний двумерного электронного газа со СОВ Рашбы a_1 [A3]. В полупространстве $x>0$, где располагается сверхрешётка, при этом формируются спиновые текстуры со всеми тремя ненулевыми компонентами спиновой плотности.

В п.3.3 главы 3 рассмотрено формирование структур спиновой плотности как отклика на поле электромагнитной волны (ЭМВ), вызывающее переходы между подзонами сверхрешётки со СОВ Рашбы [A4]. Показано, что для сверхрешётки с периодическим потенциалом $V(x)=V_0\cos(2\pi x/a)$, возникают спиновые текстуры, содержащие только x - и z -компоненты на периоде сверхрешётки.

В п.3.4 главы 3 диссертации выполнен расчёт электрического тока для сверхрешётки со вкладами Рашбы и Дрессельхауза от СОВ, помещённой в постоянное электрическое поле $(E_x, 0, 0)$, а также индуцированной этим полем спиновой поляризации (эффект Рашбы-Эдельштейна) и локальных текстур спиновой плотности [A5]. Рассматривалась сверхрешётка на основе InAs, решалось кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения

$f(\vec{k}, E_x)$ в релаксационном приближении. Компоненты спиновой плотности, индуцированной электрическим полем, вычислялись по формуле $S_i(x, E_x) = \sum_{m, \vec{k}} \psi_{m\vec{k}}^+ \sigma_i \psi_{m\vec{k}} f_m(\vec{k}, E_x)$. Выполнены расчёты спиновых текстур на периоде сверхрешётки. Относительный вклад компонент $S_{x,y,z}(x)$ в этих текстурах зависит от соотношения между вкладами Рашбы и Дрессельхауза в СОВ. Результаты работ [A1–A5], представленные в п.3.1-3.4 главы 3 диссертации, были обобщены в обзоре [A6].

В п.3.5 главы 3 диссертации рассматривается обобщение модели [46] квантовых состояний, которая обсуждалась в п.1.4, а также расчёт спиновой поляризации в зоне Бриллюэна и ВАХ для электронов в монослое атомов висмута в фазе тримера (бета-фазе), сформированного на подложке из кремния [A12]. Полученные здесь результаты будут использованы в главе 4 диссертации при исследовании топологических свойств спектра данной системы.

В п.3.6 главы 3 диссертации рассматривается задача о кинетике фотолюминесценции в квантовой яме GaAs/InGaAs, на расстоянии 2–8 нм от которой находится близкий к монослою (по типичному распределению позиций атомов) слой магнитных атомов марганца [A25]. Мотивация построения модели была в первую очередь в объяснении предшествующих результатов экспериментов [16, 17]. Спин-зависимый характер процессов генерации и рекомбинации электронов и дырок в такой системе с учётом взаимодействия с близко расположенным слоем магнитных атомов и наличия резидентных электронов в квантовой яме приводит к необходимости решения системы связанных кинетических уравнений для концентраций соответствующих спин-зависимых компонент: электронов $N_{1,2}^e$, дырок $N_{1,2}^h$, и спинов в слое марганца $N_{1,2}^{Mn}$,

$$\begin{cases} \frac{dN_{1,2}^e}{dt} = A\sigma_{2,1}(t) - B \cdot \min\{N_{1,2}^e, N_{2,1}^h\} - \gamma_e \Delta N_{1,2}^e \\ \frac{dN_{1,2}^h}{dt} = A\sigma_{1,2}(t) + C \cdot f(N_{1,2}^h) \cdot \Delta N_{1,2}^{Mn} - B \cdot \min\{N_{2,1}^e, N_{1,2}^h\} - \gamma_h \Delta N_{1,2}^h \\ \frac{dN_{1,2}^{Mn}}{dt} = D \cdot f(N_{1,2}^{Mn}) \Delta N_{1,2}^h - \gamma_{Mn} \Delta N_{1,2}^{Mn} \end{cases} \quad (5)$$

Влияние лазерных импульсов круговой поляризации, вызывающих рождение электронно-дырочных пар, обозначено в (5) как $\sigma_{1,2}(t)$. Остальные слагаемые в (5) отвечают либо фотолюминесценции со скоростью B , либо взаимодействию спинов дырок и магнитных ионов Mn друг с другом со скоростями C и D , либо процессам релаксации спинов электронов, дырок и Mn со скоростями γ_e , γ_h и γ_{Mn} соответственно. Начальное состояние предполагает неполяризованный слой Mn и наличие резидентных электронов в КЯ с одинаковой концентрацией $N_{1,2}^e(0)$. Числовые значения этих параметров частично берутся из

ранее проведённых экспериментов, частично (коэффициенты C и D) подбираются как параметры интерполяции. Развёртка интенсивности фотолюминесценции по времени после воздействия двух лазерных импульсов с противоположной поляризацией показана на рис.6, где красные кривые представляют собой измерения результата воздействия импульсами с σ^+ поляризацией, синие – для σ^- поляризации, а квадратики обозначают результаты моделирования с помощью системы (5). На рис.6 можно видеть, что интенсивность поляризации (зелёная кривая сверху) после второго импульса значительно меньше, чем после первого, что обусловлено «эффектом спиновой памяти» от долго спадающей поляризации атомов марганца, которая сохраняется и до времени воздействия второго импульса, снижая через взаимодействие с дырочными состояниями степень их поляризации при смене знака поляризации излучения. Этот эффект, наблюдавшийся экспериментально в работах [16, 17], получил своё объяснение в терминах кинетической модели (5).

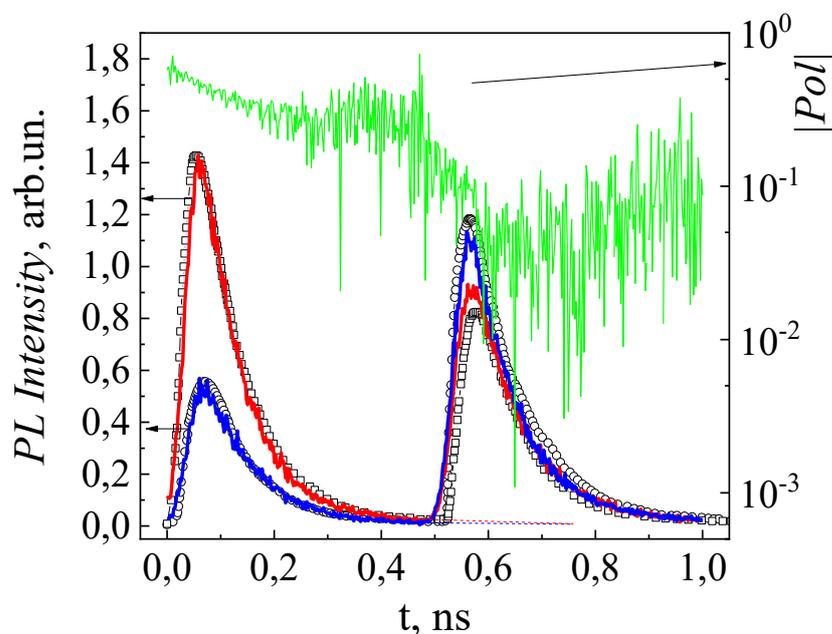


Рис. 6. Развёртка по времени фотолюминесценции в квантовой яме GaAs/InGaAs, в непосредственной близости от которой находится близкий к монослою (по типичному распределению позиций атомов) слой магнитных атомов марганца, после воздействия двух лазерных импульсов с противоположной поляризацией. Красные кривые – измеренный результат воздействия импульсами с σ^+ поляризацией, синие – для σ^- поляризации, а квадратики обозначают результаты моделирования с помощью системы (5). Интенсивность поляризации (зелёная кривая сверху) после второго импульса значительно меньше, чем после первого, что обусловлено «эффектом спиновой памяти» от долго спадающей поляризации атомов марганца, которая сохраняется и до времени воздействия второго импульса [A25].

Максимальное значение разности поляризаций в левой и правой частях рис.6 достигалось для образца с наиболее удалённым на расстояние $d=8$ нм монослоем атомов марганца, что обусловлено возрастанием концентрации резидентных электронов по мере удаления монослоя марганца, являющегося акцептором. Схожие эффекты наблюдались в квантовых точках на основе InP, в которых эффект «спиновой памяти» обуславливался долгоживущей ориентацией спинов электронов [47].

В заключении к главе 3 сформулированы выводы по полученным в ней результатам

В **четвёртой** главе диссертации рассматриваются задачи о полупроводниковых структурах на базе топологических изоляторов (ТИ). Сюда входят задачи о модели квантовых точек, созданных магнитными барьерами на одномерном крае двумерного ТИ на базе КЯ HgTe/CdTe, задачи о спектре и признаках ТИ на базе монослоя атомов висмута на кремнии, а также задачи о движении волновых пакетов на поверхности трёхмерного ТИ на базе Bi_2Te_3 с потенциальными барьерами, в том числе с барьерами с намагничённостью.

Известно, что для краевых состояний в ТИ, имеющих для низких энергий спектр вида спектра безмассовых фермионов Дирака-Вейля [26–29], становится невозможной локализация состояний с помощью одних электростатических барьеров конечной высоты в силу клейновского туннелирования [32]. Это приводит к необходимости использования магнитных барьеров, учёт которых рассматривался в ряде работ, например, в [33–35]. Общим для упомянутых исследований был феноменологический, зачастую идеализированный характер моделируемых барьеров, включавший бесконечную высоту барьера для одномерного края двумерного ТИ [33, 34].

В п.4.1 главы 4 диссертации решается задача о микроскопическом обосновании модели локализованных состояний, образованных на одномерном крае двумерного ТИ на базе КЯ HgTe/CdTe с помощью магнитных барьеров, которое ранее, по нашим сведениям, отсутствовало. В наших предшествующих работах [A17, A18, A23, A26] такая модель использовалась также феноменологически. В п.4.1 главы 4 построено её строгое микроскопическое обоснование [A27], основываясь на известной модели [36] о взаимодействии одиночной магнитной примеси с краевыми состояниями в ТИ. Полученные результаты о глубине проникновения краевого состояния в область магнетика вместе с оценками для величины обменного взаимодействия согласуются с результатами расчётов из первых принципов для схожей задачи с диэлектрическим магнитом на крае трёхмерного ТИ [37].

Принципиальная схема квантовой точки (КТ), формируемой магнитными барьерами на крае ТИ, показана на рис.7. Локализованные состояния формируются магнитными

барьерами (параллелепипеды) на одномерном крае двумерного ТИ и описываются гамильтонианом

$$H = Ak_y\sigma_z - M_1S(-y)(\sigma_x \cos \theta_1 + \sigma_y \sin \theta_1) - M_2S(y-L)(\sigma_x \cos \theta_2 + \sigma_y \sin \theta_2). \quad (6)$$

В (6) первое слагаемое отвечает кинетической энергии краевых состояний с линейным законом дисперсии и $A=360$ мэВ·нм [27], а остальные слагаемые описывают взаимодействие с магнитными барьерами с амплитудой M_1 и M_2 в энергетических единицах, которое носит обменный характер. L есть ширина формируемой квантовой точки, θ_1 и θ_2 есть углы поляризации намагниченности барьеров в плоскости (xy) , значение $\theta=0$ отвечает поляризации вдоль Ox , перпендикулярно краю ТИ.

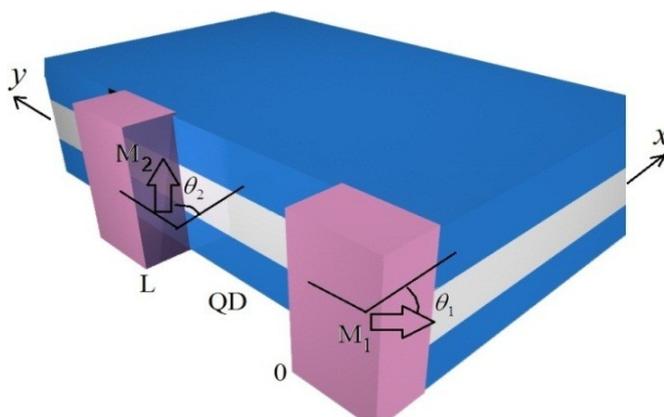


Рис. 7. Принципиальная схема квантовой точки (QD), формируемой магнитными барьерами (параллелепипеды) на одномерном крае двумерного ТИ на базе КЯ HgTe/CdTe и описываемой гамильтонианом (6). L есть ширина квантовой точки, θ_1 и θ_2 есть углы поляризации намагниченности барьеров в плоскости (xy) , M_1 и M_2 определяют амплитуды барьеров в энергетических единицах [A27].

В качестве материалов для барьеров могут выбираться диэлектрические магниты (магнитные изоляторы), такие как соединения MnSe или EuS, применение которых в структурах с ТИ обсуждалось, например, в [43]. Различные ориентации намагниченности θ_1 , θ_2 приводят к различному характеру спектра гамильтониана (6). Остановимся на случае $\theta_1 = \theta_2 = 0$, когда намагниченность обоих барьеров направлена вдоль Ox и ортогональна краю ТИ, т.е. оси Oy (см. рис.7). Спектр дискретных состояний для такой ориентации при ширине КТ $L=40$ нм показан на рис.8 при изменении амплитуды одинаковых барьеров от 0 до 25 мэВ, что отвечает типичным значениям амплитуды обменного взаимодействия краевых состояний с магнитными примесями. На рис.8 можно видеть, что в КТ для любой высоты барьеров формируется всего одна пара уровней внутри границ $E=M$, $E=-M$, что позволяет рассчитывать на использование подобных структур в роли кубитов. Кроме дискретного, в

модели КТ на крае ТИ с барьерами конечной высоты существуют также состояния непрерывного спектра, при этом они занимают области как выше нуля энергии, так и ниже нуля энергии [A18, A23].

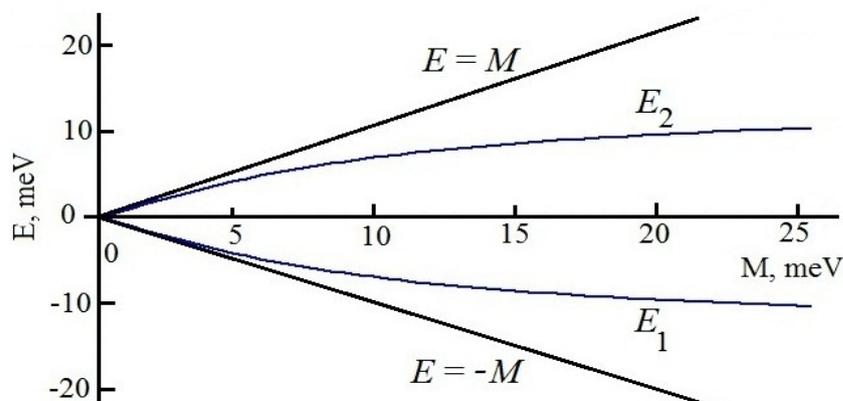


Рис.8. Зависимость энергии дискретных состояний в КТ от амплитуды барьеров $M_1=M_2=M$ для параллельной ориентации намагниченности барьеров $\theta_1 = \theta_2 = 0$ в (6) при ширине КТ $L=40$ нм. Для любой амплитуды барьеров формируется одна пара уровней $E_{1,2}$ [A27].

В п.4.2 главы 4 рассматривается структура с тремя магнитными барьерами также на крае ТИ на базе КЯ HgTe/CdTe, где формируется двойная квантовая точка [A31]. Показано, что вблизи точек антикроссинга в спектре локализация волновой функции в левой или правой КТ очень чувствительна к изменению ориентации намагниченности центрального барьера, что можно использовать как управляющий параметр в моделях зарядового кубита на основе таких структур.

В п.4.3 главы 4 рассматриваются характеристики релаксации энергии в структуре с квантовой точкой на крае ТИ, обусловленной участием фононов [A18]. Спектр акустических и оптических фононов в HgTe моделировался нами по данным экспериментов [44]. Скорость релаксации энергии Γ_{ij} между состояниями $|i\rangle$ и $|j\rangle$ с энергиями E_i, E_j при переходах с участием фонона с волновым вектором (q_1, q_2, q_3) и энергией $\hbar\omega_q$ в кристалле объёмом V определяется как [45]

$$\Gamma_{ij} = \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{V d^3q}{(2\pi)^3} |M_{ij}^q|^2 \left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \delta(E_i - E_j \mp \hbar\omega_q), \quad (7)$$

где верхний знак отвечает испусканию, а нижний – поглощению фононов, описываемых равновесным распределением Планка N_q . Матричный элемент M_{ij}^q в (7) для акустических (LA) и оптических (LO) фононов вычислялся в рамках приближения деформационного потенциала. Кроме того, при переходах между дискретными уровнями в КТ нами

рассчитывалась также скорость релаксации при учёте макрополя от взаимодействия с полярными оптическими фононами (*PO*), взаимодействие с которыми разрешено симметрией решётки HgTe со структурой цинковой обманки [45]. Из (7) следует, что для нашей структуры при низких температурах 1–5 К, когда для типичных энергий переходов 10–20 мэВ среднее число фононов $N_q \ll 1$, будут доминировать процессы испускания фононов, т.е. переходы «сверху вниз». Результаты расчёта скорости релаксации энергии (7) показаны на рис.9 для низкой температуры $T=4$ К, в полулогарифмическом масштабе как функция ширины КТ L . При положении уровня Ферми вблизи точки Дирака $E=0$ при возбуждении внешним полем носителей на уровень $|2\rangle$ после прекращения действия возмущения будет доминировать переход на нижний уровень $|1\rangle$ дискретного спектра с испусканием оптического фонона. Результаты расчёта на рис.9 говорят о том, что при низких температурах $T \sim 4$ К для КТ с шириной $L < 45$ нм скорость релаксации имеет порядок 10^9 с⁻¹ и меньше, что отвечает характерному времени жизни порядка 1 нс. Это время, как показывают наши расчёты, описанные в п.4.5 главы 4 [A23], на два порядка превышает типичное время τ_f манипулирования заселённостью дискретных уровней в периодическом электрическом поле на резонансной частоте, отвечающей расстоянию между парой дискретных уровней для КТ, показанных на рис.8, если амплитуда барьеров имеет порядок 15–20 мэВ. Это позволяет пренебрегать релаксацией на временах порядка $\tau_f \sim 10$ пс. При более высокой температуре в релаксацию энергии вносят вклад и другие каналы, в том числе с участием состояний непрерывного спектра над барьерами [A18].

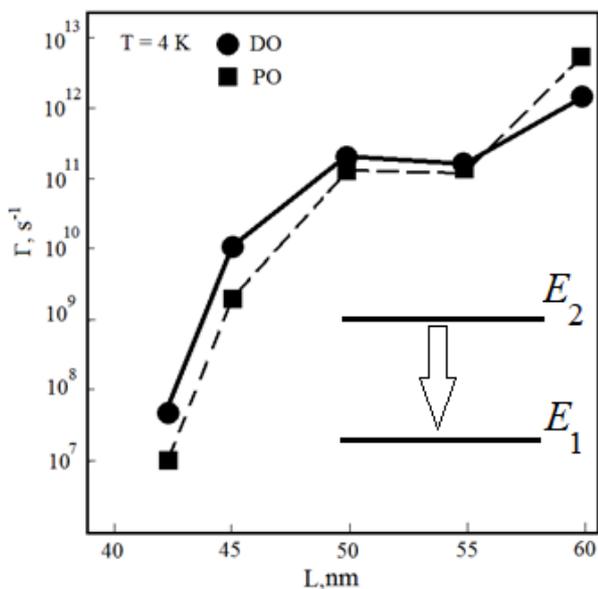


Рис.9. Скорость релаксации энергии (7) между уровнями дискретного спектра $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ для температуры $T=4$ К с испусканием оптических фононов. Кружками показан вклад оптических фононов в приближении деформационного потенциала (*DO*), квадратами обозначен вклад от взаимодействия с полярными оптическими фононами (*PO*) [A18].

В реальной структуре барьеры на крае ТИ будут иметь конечные размеры и, как следствие, конечную проницаемость. В п.4.4 главы 4 рассчитывается время жизни квазистационарных состояний, появляющееся при учёте конечной проницаемости магнитных барьеров. Оценки, полученные в [A26], говорят о достижении времени жизни до 1...20 нс для барьеров с шириной более 100 нм, что является реалистичным линейным размером. В то же время типичные времена манипулирования состояниями в периодическом поле, рассмотренные в п.4.5 главы 4 [A23], составляют около 10–20 пс, что даёт запас почти в три порядка для осуществления требуемых операций.

В п.4.5 главы 4 рассматривается динамика заселённости дискретных уровней в КТ в периодическом электрическом поле, ориентированном вдоль направления края Oy (см. рис.11). Гамильтониан задачи имеет вид [A23]

$$H=H_0+Fy \sin \omega t, \quad (8)$$

где H_0 есть гамильтониан краевых состояний (6), а $F=|e|\mathcal{E}$ есть амплитуда электрического поля, частота которого удовлетворяет условию резонанса $\hbar\omega=E_2-E_1$, где $E_{1,2}$ есть энергия пары дискретных уровней в КТ, показанных на рис.8. В условиях резонанса заселённости дискретных уровней $|C_{1,2}|^2$ осциллируют во времени с периодом $\tau_f \sim 30 T$ (6.3 пс) и характерной частотой $\Omega=2\pi/\tau_f$, как показано на рис.10а.

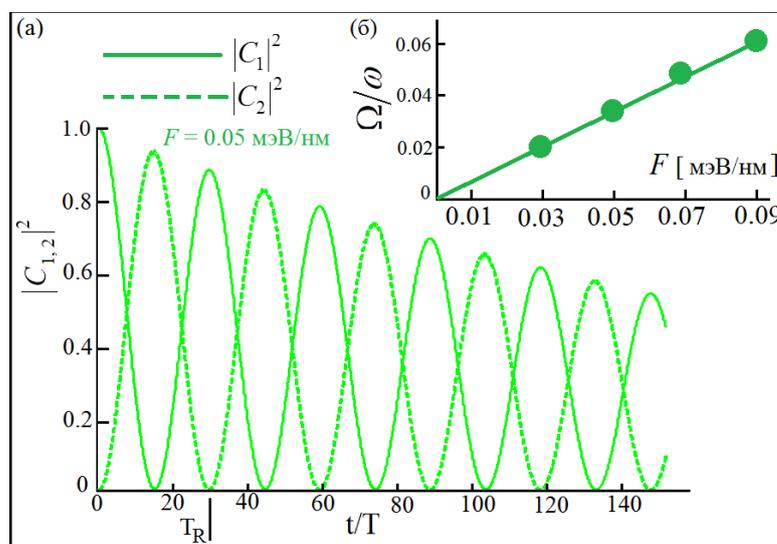


Рис.10. (а) Динамика заселённости $|C_{1,2}(t)|^2$ дискретных уровней при резонансе $\hbar\omega=E_2-E_1$ для напряжённости поля $F=0.05$ мэВ/нм. Видны осцилляции заселённости с периодом $\tau_f \sim 30 T$ (6.3 пс), амплитуда которых затухает вследствие развития переходов в непрерывный спектр. (б) Зависимость частоты осцилляции заселённости дискретных уровней Ω/ω (частоты Раби) от амплитуды поля F . Численные результаты, отмеченные кружками, хорошо соответствуют линейному приближению, показанному сплошной линией [A23].

В эволюции участвует не только два дискретных уровня $E_{1,2}$, но и состояния непрерывного спектра с энергиями, превышающими амплитуду магнитных барьеров, которые существуют в нашей модели с барьерами конечной амплитуды [A18, A23]. С ростом амплитуды поля F растёт линейно и частота Ω осцилляций заселённости состояний дискретных уровней, как это показано на рис.14б. Для барьеров с амплитудой $M=20$ мэВ значение $\hbar\omega=E_2-E_1=19.24$ мэВ, что отвечает частоте поля $\omega=2.93\cdot 10^{13}$ с⁻¹ (линейная частота $f=4.66$ ТГц), при этом период поля $T=0.21$ пс. Такие высокие частоты возбуждения в терагерцовой области имеют то преимущество, что явления, связанные со сменой заселённости дискретных уровней, занимают короткий интервал времени ~ 10 пс, как это видно на рис.10а. В рассматриваемом случае они протекают на временах порядка $16 T \dots 50 T$ в зависимости от амплитуды поля, т.е. на коротком интервале от 3.4 до 10.5 пс. Это позволяет пренебрегать эффектами релаксации, рассмотренными в п.4.3 главы 4. Увеличение амплитуды электрического поля F в (8), однако, приводит не только к росту частоты Ω , но и к ускорению ухода в состояния континуума, как это видно на рис.11, где показана динамика суммарной заселённости дискретных уровней $P_{loc}=|C_1(t)|^2+|C_2(t)|^2$. Вероятность ухода в непрерывный спектр можно оценить экспоненциальной зависимостью

$$P_{loc}(t)=P_0 \exp(-w(F)\cdot t). \quad (9)$$

В (9) начальная вероятность $P_0=1$, а вероятность перехода в единицу времени $w(F)$ с уровня E_i дискретного спектра в состояния континуума можно оценить с помощью золотого правила Ферми с возмущением $Fy \sin \omega t$ в гамильтониане (8): $w(F)=\frac{2\pi}{\hbar}|F y_{if}|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega)$.

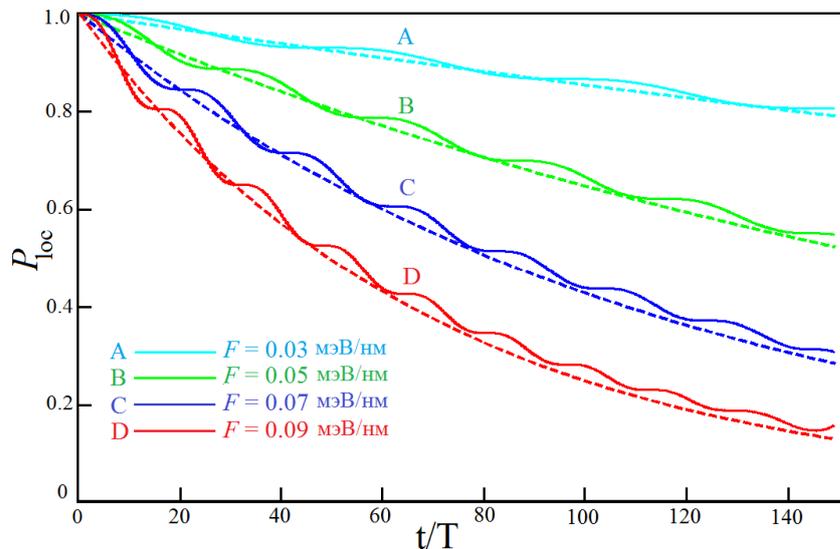


Рис.11. Эволюция заселённости дискретных уровней $P_{loc}=|C_1(t)|^2+|C_2(t)|^2$, полученная численным расчётом (сплошные линии) и в рамках аналитического приближения (9) (штриховые линии), построенная для амплитуд электрического поля: (А) $F=0.03$ мэВ/нм, (В) $F=0.05$ мэВ/нм, (С) $F=0.07$ мэВ/нм, (D) $F=0.09$ мэВ/нм [A23].

Аналитическое приближение (9) показано на рис.11 пунктирными линиями, которые с хорошей точностью аппроксимируют результаты численного расчёта, показанные сплошными линиями. Из рис.11 можно сделать вывод, что для осуществления операций по смене заселённости дискретных уровней без заметной «утечки» в континуум необходимо выбирать оптимальные, не слишком большие значения амплитуды поля F . С другой стороны, более слабое поле делает динамику медленнее, как это следует из линейной зависимости $\Omega(F)$ на рис.10б, что приведёт к проявлению эффектов релаксации энергии, описанных в п.4.3 главы 4. Сравнивая результаты на рис.9–11, можно сделать вывод, что оптимальный интервал амплитуды электрического поля располагается в области значений $F=0.03\dots 0.05$ мЭВ/нм. В этом интервале смена заселённостей уровней достигается за время порядка 10–15 пс, что на два порядка меньше характерного времени релаксации энергии на рис.9 для КТ с шириной $L\leq 45$ нм. На этих временах, составляющих 30–50 периодов поля, в указанных полях, согласно рис.11, вероятность локализации P_{loc} остаётся ещё достаточно большой, $P_{\text{loc}}\sim 0.8\dots 0.9$. Таким образом, оптимальные параметры КТ и электрического поля для осуществления операций по смене заселённостей дискретных уровней до наступления ухода в континуум и релаксации энергии в рассматриваемой системе могут быть выбраны.

В п.4.6 главы 4 рассматривается динамика состояний в КТ на крае ТИ с большим числом уровней в периодическом поле [A17]. Обнаружено, что в определённых режимах наблюдаются признаки хаотической динамики, что, по нашим сведениям, является одним из первых расчётов хаотических режимов эволюции в структурах с топологическими изоляторами.

В п.4.7 главы 4 выполнены расчёты динамики волновых пакетов, сформированных из двумерных краевых состояний в ТИ семейства Bi_2Te_3 , если на поверхности присутствуют потенциальные барьеры, как электростатические, так и с намагниченностью [A24]. Найдены зависимости коэффициента прохождения для динамической и статической задачи о прохождении волнового пакета через барьер. Показано, что для двумерных пакетов наблюдается сильное подавление эффекта Клейновского туннелирования [32] при определённых условиях даже для электростатического барьера.

В п.4.8 главы 4 рассмотрена динамика волновых пакетов в магнитном поле и магнитопоглощение в трёхмерных ТИ семейства Bi_2Te_3 с учётом неизотропного характера спектра, обусловленного наличием кубических слагаемых в гамильтониане, что приводит к гексагональной «гофрировке» спектра в k -пространстве [A19]. Получена частотная зависимость коэффициента поглощения в магнитном поле, для которой учёт кубических слагаемых приводит к появлению новых пиков в частотной зависимости коэффициента поглощения, которые могут быть обнаружены экспериментально.

В заключительном п.4.9 главы 4 диссертации построена модель объёмных и краевых состояний для электронов в монослое висмута на кремнии в фазе тримера (бета-фазе) [A12], который характеризуется большой величиной СОВ Рашбы в соответствующем эффективном гамильтониане. Исследуется спектр и спиновая поляризация состояний. Вычисляется Z_2 инвариант в зоне Бриллюэна объёмных состояний [A14], значение которого равно единице. Полученный результат означает в рамках используемой модели принадлежность данного материала к двумерным ТИ.

В заключении к главе 4 сформулированы выводы по полученным в ней результатам

В Заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Показано, что учёт многоуровневого характера спектра в двойных квантовых точках приводит к существенным отличиям картины осцилляций спиновой проекции от классической для двухуровневой системы при электрическом дипольном спиновом резонансе. Построена нелинейная зависимость частоты переворота спина (частоты Раби) от амплитуды электрического поля. Показано, что существуют области параметров как с уменьшением, так и с увеличением частоты переворота спина по сравнению с двухуровневым приближением.
2. Методами квантовой теории оптимального управления получены профили импульса электрического поля, позволяющие ускорить переворот спина в двойной квантовой точке в рамках эффекта электрического дипольного спинового резонанса на 1-2 порядка по сравнению с монохроматическим полем.
3. Для квантовой точки вида прямоугольного квантового биллиарда с большим числом участвующих в эволюции уровней при добавлении спин-орбитального взаимодействия и учёта большого числа уровней в магнитном поле обнаружены проявления квантового хаоса в динамике наблюдаемых величин. В частности, обнаружены ослабление со временем корреляций между пространственными распределениями плотности вероятности и спиновой плотности, причём степень ослабления растёт с ростом амплитуды спин-орбитального взаимодействия.
4. Построена модель электрического дипольного резонанса при учёте состояний непрерывного спектра в мелкой и глубокой квантовой точках в нанопроволоке, когда наряду с осцилляциями спина большую роль начинают играть процессы туннелирования в непрерывный спектр. Аналитически и численно рассчитаны времена ионизации, устанавливающие порог по времени работы с локализованными состояниями в периодическом электрическом поле.

5. Обнаружены новые режимы туннелирования и спиновой эволюции в двойной квантовой точке, в том числе «гибридный» резонанс, при котором все виды процессов происходят в одной точке пространства параметров системы и который не сводится к двухуровневому приближению, а требует как минимум четырёхуровневой модели.
6. Показана возможность увеличения скорости переворота спина в рамках механизма электрического дипольного спинового резонанса (ЭДСР) в одной квантовой точке при наличии туннельной связи с соседней точкой. Показано, что управляемые вращения спина возможны не только на основной, но и на высоких субгармониках ЭДСР, в том числе с поворотом плоскости вращения спина, что позволяет реализовать основные операции квантовых вычислений на сфере Блоха.
7. Разработаны модели квантовых состояний и исследованы распределения спиновой плотности в сверхрешётках со спин-орбитальным взаимодействием. Найдены распределения плотности при рассеивании спин-поляризованной плоской волны на сверхрешётке, при облучении электромагнитным излучением терагерцового диапазона, при приложении постоянного электрического поля и протекании тока.
8. Построена модель кинетики фотолюминесценции в квантовой яме с монослоем марганца, магнитные моменты которого взаимодействуют со спинами дырок в яме, в которой имеются резидентные электроны, под действием импульсом лазера с различной поляризацией. С помощью данной модели объяснён экспериментально наблюдаемый эффект «спиновой памяти» при взаимодействии спинов дырок со спинами марганца.
9. Разработана микроскопическая модель локализованных состояний и состояний непрерывного спектра в квантовой точке на крае топологического изолятора, созданной на базе квантовой ямы HgTe/CdTe макроскопическими магнитными барьерами конечной высоты.
10. В модели квантовой точки на крае топологического изолятора на базе квантовой ямы HgTe/CdTe найдены параметры энергетической релаксации при учёте электрон-фононного взаимодействия для различных температур и различных ветвей спектра электронов и фононов, включая краевые состояния непрерывного спектра и состояния объёмной части образца.
11. Получены времена жизни квазистационарных состояний в квантовой точке с магнитными барьерами конечной проницаемости на крае топологического изолятора на базе КЯ HgTe/CdTe, которые свидетельствуют о возможности проведения операций с заселённостью дискретных уровней на временах, на три порядка меньших по сравнению с найденными временами жизни.

12. Определены оптимальные параметры электрического поля для управления заселённостями парой дискретных уровней в квантовой точке на базе топологического изолятора, при которых быстрая смена заселённостей на временах, существенно меньших времени релаксации, не сопровождается заметной «утечкой» в континуум.
13. В модели широкой квантовой точки со многими уровнями на крае топологического изолятора на базе квантовых ям HgTe/CdTe обнаружена иррегулярная динамика с признаками квантового хаоса. В частности, наблюдается диффузия в пространстве состояний (квантовая диффузия Арнольда).
14. Найдены зависимости коэффициента прохождения для динамической и статической задачи о взаимодействии волнового пакета из краевых состояний в топологическом изоляторе семейства Bi_2Te_3 с потенциальными барьерами, в том числе с барьерами с намагничённостью. Показано, что для двумерных пакетов наблюдается сильное подавление эффекта клейновского туннелирования при определённых условиях, что способствует их локализации.
15. С учётом гексагонального искажения спектра исследована циклотронная динамика волновых пакетов и получена частотная зависимость коэффициента поглощения в магнитном поле для поверхностных состояний в топологическом изоляторе семейства Bi_2Te_3 . Показано, что учёт кубических слагаемых приводит к появлению новых пиков на Фурье-спектре средней скорости пакета и новых пиков на зависимости коэффициента поглощения, что может служить для экспериментального определения параметров зонной структуры.
16. Построена модель объёмных и краевых состояний для электронов в монослое висмута на кремнии в фазе тримера (бета-фазе). Для объёмных состояний вычислен Z_2 инвариант, значение которого равно единице, что позволяет классифицировать данную систему в рамках используемой модели как двумерный топологический изолятор.

Список цитированной литературы

1. Оптическая ориентация // под ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера. Ленинград: Наука (ленинградское отделение). – 1989. – 408 С.
2. Winkler, R. Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems / R. Winkler // Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany. – 2003. – 224 P.
3. Žutić, I. Spintronics: Fundamentals and Applications / I. Žutić, J. Fabian, S. Das Sarma // Reviews of Modern Physics – 2004. – V.76. – P.323.
4. Concepts in spin electronics // Ed. by S. Maekawa. – New York: Oxford University Press. – 2006. – 398 P.

5. Демиховский, В.Я. Низкоразмерные структуры спинтроники / В.Я. Демиховский // Нижний Новгород: Издательство Нижегородского госуниверситета, 2007. – 126 с.
6. Spin physics in semiconductors // Ed. by M.I. Dyakonov. – Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008. – 439 P.
7. Dietl, T. Spintronics / T. Dietl, D.D. Awschalom, M. Kaminska and H. Ohno // New York: Academic Press, 2008. – 522 P.
8. Glazov, M.M. Electron and Nuclear Spin Dynamics in Semiconductor Nanostructures / M.M. Glazov // New York: Oxford University Press. – 2018. – 283 P.
9. Берестецкий, В.Б. Квантовая электродинамика / В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский // М.: Наука. – 1989. – 728 с.
10. Dresselhaus, G. Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blend Structures / G. Dresselhaus // Physical Review – 1955. – V.100. – P.580.
11. Рашба, Э.И. Свойства полупроводников с петлёй экстремума. 1. Циклотронный и комбинированный резонанс в магнитном поле, перпендикулярном плоскости петли. / Э.И. Рашба // Физика твёрдого тела – 1960. – Т.2, № 6. – С.1224.
12. Бычков, Ю.А. Свойства двумерного электронного газа со снятым вырождением спектра / Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба // Письма в ЖЭТФ. – 1984. – Т.39, вып.2. – С.66.
13. Херман, М. Полупроводниковые сверхрешётки / М. Херман // М.: Мир. – 1989. – 240 с.
14. Ivchenko, E.L. Superlattices and Other Heterostructures / E.L. Ivchenko, G.E. Pikus // Springer-Verlag Berlin Heidelberg. – 1997. – 382 P.
15. Kleinert, P. Spin accumulation in lateral semiconductor superlattices induced by a constant electric field / P. Kleinert, V.V. Bryksin, and O. Bleibaum // Physical Review B. – 2005. – V.72. – P.195311.
16. Balanta, M.A.G. Optically controlled spin-polarization memory effect on Mn delta-doped heterostructures / M.A.G. Balanta, M.J.S.P. Brasil, F. Ikawa, U.C. Mendes, J.A. Brum, Yu.A. Danilov, M.V. Dorokhin, O.V. Vikhrova and B.N. Zvonkov // Scientific Reports. – 2016. – V.6. – P.24537.
17. Moraes, F.C.D. Acceleration of the precession frequency for optically-oriented electron spins in ferromagnetic/semiconductor hybrids / F.C.D. Moraes, S. Ullah, M.A.G. Balanta, F. Ikawa, Y.A. Danilov, M.V. Dorokhin, O.V. Vikhrova and F.G.G. Hernandez // Scientific Reports. – 2019. – V.9. – P.7294.
18. Kato, Y.K. Observation of the Spin Hall Effects in Semiconductors / Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom // Science. – 2004. – V.306. – P.1910.
19. Ivchenko, E.L. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures / E.L. Ivchenko // Alpha Science Int., Harrow, UK. – 2005. – 350 P.

20. Bell, R.L. Electric dipole spin transitions in InSb / R.L. Bell // *Physical Review Letters*. – 1962. – V.9. – P.52.
21. Rashba, E.I. Orbital Mechanisms of Electron-Spin Manipulation by an Electric Field / E.I. Rashba and A.L. Efros // *Physical Review Letters*. – 2003. – V.91. – P.126405.
22. Golovach, V.N. Electric-dipole-induced spin resonance in quantum dots / V.N. Golovach, M. Borhani, and D. Loss // *Physical Review B*. – 2006. – V.74. – P.165319.
23. Nowack, K.C. Coherent Control of a Single Electron Spin with Electric Fields / K.C. Nowack, F.H.L. Koppens, Yu.V. Nazarov, L.M.K. Vandersypen // *Science*. – 2007. – V.318. – P.1430.
24. Nadj-Perge, S. Spin-orbit qubit in a semiconductor nanowire / S. Nadj-Perge, S.M. Frolov, E.P.A.M. Bakkers and L.P. Kouwenhoven // *Nature*. – 2010. – V.468. – P.1084.
25. Bogan, A. Landau-Zener-Stückelberg-Majorana Interferometry of a Single Hole // A. Bogan, S. Studenikin, M. Korkusinski, L. Gaudreau, P. Zawadzki, A.S. Sachrajda, L. Tracy, J. Reno and T. Hargett // *Physical Review Letters*. – 2018. – V.120. – P.207701.
26. Hasan, M.Z. *Colloquium*: Topological insulators / M.Z. Hasan, C.L. Kane // *Reviews of Modern Physics*. – 2010. – V.82. – P.3045.
27. Qi, X.-L. Topological insulators and superconductors / X.-L. Qi, S.-C. Zhang // *Reviews of Modern Physics*. – 2011. – V.83. – P.1057.
28. Shen, S.-Q. Topological Insulators. Dirac Equation in Condensed Matters / S.-Q. Shen // Springer-Verlag Berlin Heidelberg. – 2012. – 225 P.
29. Bernevig, B.A. Topological insulators and topological superconductors / B.A. Bernevig with Taylor L. Hughes // Princeton: Princeton University Press. – 2013. – 247 P.
30. König, M. The Quantum Spin Hall Effect: Theory and Experiment / M. König, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, T.L. Hughes, C.-X. Liu, X.-L. Qi and S.-C. Zhang. // *Journal of Physical Society of Japan*. – 2008. – V.77. – P.031007.
31. Kononov, A. Evidence on the macroscopic length scale spin coherence for the edge currents in a narrow HgTe quantum well / A. Kononov, S.V. Egorov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, E.V. Devyatov // *Письма в ЖЭТФ*. – 2015. – Т.101, вып.11-12. – С.913.
32. Katsnelson, M.I. Chiral tunneling and the Klein paradox in graphene / M.I. Katsnelson, K.S. Novoselov, and A.K. Geim // *Nature Physics*. – 2006. – V.2. – P.620.
33. Timm, C. Transport through a quantum spin Hall quantum dot / C. Timm // *Physical Review B*. – 2012. – V.86. – P.155456.
34. Dolcetto, G. Coulomb blockade microscopy of spin-density oscillations and fractional charge in quantum spin Hall dots / G. Dolcetto, N. Traverso Ziani, M. Biggio, F. Cavaliere, and M. Sasseti // *Physical Review B*. – 2013. – V.87. – P.235423.

35. Ferreira, G.J. Magnetically Defined Qubits on 3D Topological Insulators / G.J. Ferreira and D. Loss // *Physical Review Letters*. – 2013. – V.111. – P.106802.
36. Kurilovich, P.D. Indirect exchange interaction between magnetic impurities in the two-dimensional topological insulator based on CdTe/HgTe/CdTe quantum wells / P.D. Kurilovich, V.D. Kurilovich, and I.S. Burmistrov // *Physical Review B*. – 2016. – V.94. – P.155408.
37. Eremeev, S.V. Magnetic proximity effect at the three-dimensional topological insulator/magnetic insulator interface / S.V. Eremeev, V.N. Men'shov, V.V. Tugushev, P.M. Echenique, and E.V. Chulkov // *Physical Review B*. – 2013. – V.88. – P.144430.
38. Reichl, L.E. The Transition to Chaos. Conservative Classical Systems and Quantum Manifestations. / L.E. Reichl // Springer-Verlag New York. – 2004. – 675 P.
39. Berggren, K.-F. Chaos in a Quantum Dot with Spin-Orbit Coupling / K.-F. Berggren and T. Ouchterlony // *Foundations of Physics*. – 2001. – V.31. – P.233.
40. Делоне. Н.Б. Атом в сильном световом поле / Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов // М.: Энергоатомиздат. – 1984. – 224 С.
41. Stehlik, J. Extreme Harmonic Generation in Electrically Driven Spin Resonance / J. Stehlik, M.D. Schroer, M.Z. Maialle, M.H. Degani, and J.R. Petta // *Physical Review Letters*. – 2014. – V.112. – P.227601.
42. Ivakhnenko, O.V. Nonadiabatic Landau-Zener-Stückelberg-Majorana transitions, dynamics and interference / O.V. Ivakhnenko, S.N. Shevchenko, F. Nori // *Physics Reports*. – 2023. – V.995. – P.1.
43. Qi, X.-L. Massive Dirac surface states in topological insulator/magnetic insulator heterostructures / W. Luo and X.-L. Qi // *Physical Review B*. – 2013. – V.87. – P.085431.
44. Radescu, S. Soft-phonon instability in zincblende HgSe and HgTe under moderate pressure: *Ab initio* pseudopotential calculations / S. Radescu, A. Mujica, and R.J. Needs // *Physical Review B*. – 2003. – V.80. – P.144110.
45. Гантмахер, В.Ф. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках / В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон // М.: Наука. – 1984. – 352 с.
46. Frantzeskakis, E. Band structure scenario for the giant spin-orbit splitting observed at the Bi/Si(111) interface / E. Frantzeskakis, S. Pons, and M. Grioni // *Physical Review B*. – 2010. – V.82. – P.085440.
47. Ikezawa, M. Submillisecond electron spin relaxation in InP quantum dots / M. Ikezawa, B. Pal, Y. Masumoto, I.V. Ignatiev, S.Yu. Verbin, I.Ya. Gerlovin // *Physical Review B*. – 2005. – V.72. – P.153302.

Список основных публикаций автора по теме диссертации

- A1. Demikhovskii, V.Ya. Spin-orbit lateral superlattices: energy bands and spin polarization in 2DEG / V.Ya. Demikhovskii, D.V. Khomitsky // Письма в ЖЭТФ. – 2006 – Т.83, вып.8 – С.399.
- A2. Демиховский, В.Я. Периодические структуры со спин-орбитальным взаимодействием / В.Я. Демиховский, Д.В. Хомицкий, А.А. Перов // Физика низких температур. – 2007. – Т.33, №2/3 – С.165.
- A3. Khomitsky, D.V. Scattering on the lateral one-dimensional superlattice with spin-orbit coupling / D.V. Khomitsky // Physical Review B. – 2007. – V.76. – P.033404.
- A4. Khomitsky, D.V. Manipulating the spin texture in a spin-orbit superlattice by terahertz radiation / D.V. Khomitsky // Physical Review B. – 2008. – V.77. – P.113313.
- A5. Khomitsky, D.V. Electric-field induced spin textures in a superlattice with Rashba and Dresselhaus spin-orbit coupling / D.V. Khomitsky // Physical Review B. – 2009. – V.79. – P.205401.
- A6. Хомицкий, Д.В. Немагнитная спинтроника: моделирование спиновых текстур в наноструктурах со спин-орбитальным взаимодействием / Д.В. Хомицкий // Наноструктуры, математическая физика и моделирование. – 2009. – Т.1, №1. – С.83.
- A7. Khomitsky, D.V. Nonlinear spin-charge dynamics in a driven double quantum dot / D.V. Khomitsky, E.Ya. Sherman // Physical Review B. – 2009 – V.79. – P.245321.
- A8. Khomitsky, D.V. Pulse-pumped double quantum dot with spin-orbit coupling / D.V. Khomitsky, E.Ya. Sherman // Europhysics Letters. – 2010. – V.90. – P.27010.
- A9. Khomitsky, D.V. Pumped double quantum dot with spin-orbit coupling / D.V. Khomitsky, E.Ya. Sherman // Nanoscale Research Letters. – 2011. – V.6. – P.212.
- A10. Sherman, E.Ya. Spin Tunneling and Manipulation in Nanostructures / E.Ya. Sherman, Yue Ban, L.V. Gulyaev, D.V. Khomitsky // Journal of Nanoscience and Nanotechnology. – 2012. – V.12. – P.7535.
- A11. Khomitsky, D.V. Spin dynamics in a strongly driven system: Very slow Rabi oscillations / D.V. Khomitsky, L.V. Gulyaev, and E.Ya. Sherman // Physical Review B. – 2012. – V.85. – P.125312.
- A12. Khomitsky, D.V. Quantum states and linear response in dc and electromagnetic fields for the charge current and spin polarization of electrons at the Bi/Si interface with the giant spin-orbit coupling / D.V. Khomitsky // ЖЭТФ. – 2012. – Т.141, вып.5. – С.848.
- A13. Khomitsky, D.V. Spin chaos manifestation in a driven quantum billiard with spin-orbit coupling / D.V. Khomitsky, A.I. Malyshev, E.Ya. Sherman, and M. Di Ventra // Physical Review B. – 2013 – V.88. – P.195407.

- A14. Khomitsky, D.V. Edge states and topological properties of electrons on the bismuth on silicon surface with giant spin-orbit coupling / D.V. Khomitsky, A.A. Chubakov // ЖЭТФ. – 2014. – Т.145, вып.3. – С.525.
- A15. Sherman, E.Ya. Spin Dynamics in One-dimensional Semiconductors: Unusual Relaxation and Resonances / E.Ya. Sherman, D.V. Khomitsky, V.K. Dugaev // Chapter 7 in “Advances in Semiconductor Research. Physics of Nanosystems, Spintronic and Technological Applications”, Ed. by D. Persano Adorno and S. Pokutnyi, Nova Science Publishers, Inc., New York. – 2015. – 307 P.
- A16. Budagosky, J. Shaped electric fields for fast optimal manipulation of electron spin and position in a double quantum dot / J. Budagosky, D.V. Khomitsky, E.Ya. Sherman, A. Castro // Physical Review B. – 2016. – V.93. – P.035423.
- A17. Khomitsky, D.V. Regular and irregular dynamics of spin-polarized wavepackets in a mesoscopic quantum dot at the edge of topological insulator / D.V. Khomitsky, A.A. Chubakov, A.A. Konakov // ЖЭТФ. – 2016. – Т.150, вып.6(12). – С.1200.
- A18. Хомицкий, Д.В. Релаксация энергии в квантовой точке на краю двумерного топологического изолятора / Д.В. Хомицкий, Е.А. Лаврухина, А.А. Чубанов, Н. Нжийа // Физика и техника полупроводников. – 2017. – Т.51, вып.11. – С.1557.
- A19. Туркевич, Р.В. Динамика электронных состояний и магнитопоглощение в трёхмерных топологических изоляторах в квантующем магнитном поле / Р.В. Туркевич, Д.В. Хомицкий // ЖЭТФ. – 2018. – Т.153, вып.2. – С.283.
- A20. Khomitsky, D.V. Electric dipole spin resonance at shallow donors in quantum wires / D.V. Khomitsky, E.A. Lavrukina, and E.Ya. Sherman // Physical Review B. – 2019. – V.99. – P.014308.
- A21. Khomitsky, D.V. Spin Rotation by Resonant Electric Field in Few-Level Quantum Dots: Floquet Dynamics and Tunneling / D.V. Khomitsky, E.A. Lavrukina, and E.Ya. Sherman // Physical Review Applied. – 2020. – V.14. – P.014090.
- A22. Khomitsky, D.V. Connecting the numerical and analytical ionization times for quantum dots in semiconductor wires driven by alternating field / D.V. Khomitsky // Journal of Physics: Conference Series. – 2020 – V.1967. – P.012197.
- A23. Хомицкий, Д.В. Спиновый резонанс в квантовой точке на краю топологического изолятора при учёте состояний континуума / Д.В. Хомицкий, К.С. Кабаев, Е.А. Лаврухина // ЖЭТФ. – 2020. – Т.158, вып.5(11). – С.929.
- A24. Хомицкий, Д.В. Рассеивание волновых пакетов на поверхности топологических изоляторов в присутствии потенциальных барьеров с намагниченностью / Д.В. Хомицкий, Д.А. Кулаков // ЖЭТФ. – 2020. – Т.157, вып.1. – С.20.

- A25. Dorokhin, M.V. Role of resident electrons in the manifestation of a spin polarization memory effect in Mn delta-doped GaAs heterostructures / M.V. Dorokhin, M.V. Ved, P.B. Demina, D.V. Khomitsky, K.S. Kabaev, M.A.G. Balanta, F. Ikawa, B.N. Zvonkov, and N.V. Dikareva // *Physical Review B*. – 2021. – V.104. – P.125309.
- A26. Khomitsky, D.V. Quasistationary states in a quantum dot formed at the edge of topological insulator by magnetic barriers with finite transparency / D.V. Khomitsky and E.A. Lavrukina // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2021. – V.2103. – P.012201.
- A27. Khomitsky, D.V. Formation of bound states from the edge states of 2D topological insulator by macroscopic magnetic barriers / D.V. Khomitsky, A.A. Konakov and E.A. Lavrukina // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2022. – V.34. – P.405302.
- A28. Хомицкий, Д.В. Спин-зависимое туннелирование в двойной квантовой точке в режиме «медленной» эволюции / Д.В. Хомицкий, Н.А. Запруднов // *Физика и техника полупроводников*. – 2022. – Т.56, вып.10. – С.973.
- A29. Khomitsky, D.V. Single-spin Landau-Zener-Stückelberg-Majorana interferometry of Zeeman-split states with strong spin-orbit interaction in a double quantum dot / D.V. Khomitsky and S.A. Studenikin // *Physical Review B*. – 2022. – V.106. – P.195414.
- A30. Khomitsky, D.V. Controllable single-spin evolution at subharmonics of electric dipole spin resonance enhanced by four-level Landau-Zener-Stückelberg-Majorana interference / D.V. Khomitsky, M.V. Bastrakova, V.O. Munyaev, N.A. Zaprudnov, and S.A. Studenikin // *Physical Review B*. – 2023 – V.108. – P.205404.
- A31. Лаврухина, Е.А. Формирование связанных состояний и управление их локализацией в двойной квантовой точке на крае двумерного топологического изолятора с магнитными барьерами / Е.А. Лаврухина, Д.В. Хомицкий, А.В. Тележников // *Физика и техника полупроводников*. – 2023. – Т.57, вып.7. – С.551.
- A32. Хомицкий, Д.В. Расчёт энергетических зон, спиновой поляризации и транспорта в наноструктурах со спин-орбитальным взаимодействием: методические указания к лабораторной работе / Д.В. Хомицкий // Нижний Новгород: ННГУ им. Н. И. Лобачевского. – 2006. – 17 С.
- A33. Хомицкий, Д.В. Физические основы методов управления спиновой плотностью в наноструктурах спинтроники: учебно-методическое пособие / Д.В. Хомицкий // Нижний Новгород: ННГУ им. Н. И. Лобачевского. – 2011. – 94 С.