

На правах рукописи

КОКУРИН ИВАН АЛЕКСАНДРОВИЧ

**ЭФФЕКТЫ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В УЛЬТРАТОНКИХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ**

Специальность 01.04.07 - физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург, Саранск – 2015

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук и Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего профессионального образования Мордовском государственном университете им. Н. П. Огарёва

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
01.04.10 - физика полупроводников,
профессор **Аверкиев Никита Сергеевич**

Официальные оппоненты: **Ежевский Александр Александрович**
доктор физико-математических наук,
01.04.10 - физика полупроводников, профессор,
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Криштопенко Сергей Сергеевич,
кандидат физико-математических наук,
01.04.07 - физика конденсированного состояния, научный сотрудник,
Институт физики микроструктур РАН

Ведущая организация: Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Защита состоится 08 октября 2015 г. в 16 часов 00 минут на заседании диссертационного совета Д 002.098.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики микроструктур Российской академии наук по адресу: 603087, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афоново, ул. Академическая, 7.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Института физики микроструктур РАН, www.ipmras.ru

Автореферат разослан «__» _____ 2015 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук,
профессор

К.П. Гайкович

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. В последние десятилетия прогресс в полупроводниковой технологии определил основное направление развития современной физики полупроводников. Достижения технологов сделали возможным синтез нового класса полупроводниковых структур – низкоразмерных систем (наноструктур), в которых движение носителей заряда ограничено в одном или более направлениях. Помимо хорошо известных квантовых ям, проволок и точек, получаемых эпитаксиальным ростом различных полупроводниковых соединений, в этом ряду следует также упомянуть и такие двумерные кристаллы (толщина их составляет один атомный слой) как графен (и его производные – углеродные нанотрубки и фуллерены), гексагональный нитрид бора (h-BN), германен, силицен, фосфорен (монослои германия, кремния и фтора, соответственно), а также халькогениды переходных металлов.

Понижение симметрии в наноструктурах по сравнению с объемным материалом приводит к существенному изменению энергетического спектра носителей. Также размерное квантование оказывает существенное влияние и на явления, обусловленные наличием спиновой степени свободы. Исследовать спиновые явления важно не только с фундаментальной точки зрения, но и с точки зрения разработки новых приборов. Так, в спинтронике (электронике, использующей помимо зарядовой степени свободы носителей также и его спин) наличие у электрона (или дырки) собственного момента может быть использовано в квантовых вычислениях. В этом контексте также большое внимание исследователей привлекают полупроводники, легированные магнитными примесями, и низкоразмерные структуры на их основе.

Хорошо известно, что в нерелятивистской квантовой механике спин электрона напрямую не взаимодействует с электрическим полем. Однако, такая связь может возникнуть за счет релятивистских эффектов, в первую очередь за счет спин-орбитального взаимодействия (СОВ) [1]. В полупроводниках СОВ сильнее проявляется для кристаллов, состоящих из тяжелых элементов: величина СОВ при этом достаточно быстро растет с ростом атомного номера.

В объемных полупроводниках СОВ является ответственным за ряд спиновых расщеплений, таких как, спин-орбитальное расщепление валентной зоны в кристаллах с решеткой алмаза или цинковой обманки. Кроме того, в кристаллах без центра инверсии возникают расщепления, пропорциональные нечетным степеням волнового вектора [2], которые проявляются в спиновой релаксации по механизму Дьяконова–Переля [3, 4]. Спиновые расщепления основательно исследованы для электронов зоны проводимости Γ_6 и отчасти для дырок в сложной зоне Γ_8 , однако, благодаря усилиям технологов, время от времени появляются новые структуры, в которых, за счет специфики геометрии, спиновые расщепления (зеemanовское и спин-орбитальное) могут обнаруживать новые особенности.

Здесь стоит упомянуть, что понижение размерности полупроводниковых структур приводит к значительной перенормировке СОВ, проявляясь не только в изменении спиновых расщеплений, но и в перенормировке g -фактора носителей, и, само собой, влияет на все эффекты обусловленные СОВ.

Изучение эффектов обусловленных СОВ позволяет получать информацию о микроскопических параметрах, описывающих энергетический спектр носителей, геометрической форме и размерах структуры.

Степень разработанности темы исследования. СОВ в полупроводниках, обеспечивая взаимодействие спинов носителей заряда с электрическим полем (в том числе с полем световой волны), ответственно за возникновение целого ряда интересных эффектов. В их числе отметим: 1. спиновый эффект Холла (СЭХ) [5], представляющий собой пространственное разделение носителей с противоположными спинами при пропускании тока через образец; 2. обратный ему эффект возникновения тока при наличии неоднородной поляризации [6]; 3. возникновение однородной по образцу поляризации при пропускании электрического тока [7]; 4. ряд фотогальванических эффектов [8]; и конечно, 5. явление оптической ориентации [9].

Тем не менее, можно утверждать, что на “карте” спиновой физики полупроводников до сих пор существуют “белые пятна”, и направление

движения к таким нерешенным задачам определяется в первую очередь понижением размерности структур, спецификой их геометрии и топологии, а также поиском явлений в неизученных спектральных областях.

Цель настоящего исследования заключается в теоретическом изучении ряда спектральных, оптических и транспортных явлений, специфика которых обусловлена СОВ и его особенностями в пределе сильного размерного квантования.

Научная новизна работы состоит в решении конкретных задач:

1. Построить теорию оптической ориентации свободных и связанных носителей заряда при возбуждении циркулярно поляризованным светом оптического перехода фотонейтрализации магнитных ионов Mn^+ в структурах на основе GaAs.
2. Исследовать спектральную задачу для InAs-нанопроволоки с приповерхностным электронным газом в случае сильного СОВ, а также изучить баллистический транспорт, в том числе термоиндуцированный, в данной наноструктуре.
3. Построить теорию эффекта ориентации электронных спинов электрическим током в квазиодномерной системе (квантовой проволоке).

Теоретическая и практическая значимость работы определяется тем, что в ней предложен новый эффективный подход к созданию спиновой ориентации носителей заряда за счет оптической фотонейтрализации магнитных ионов Mn^+ в квантовых ямах. Продемонстрировано, что спектральные и транспортные свойства электронного газа в InAs-нанопроволоках модифицируются в случае сильного СОВ типа Рашбы и Дрессельхауза. Также получена формула, описывающая дифференциальную термоэдс баллистических наноструктур в случае, когда спектр одномерных подзон имеет произвольную форму. Предложен новый подход к созданию однородной спиновой плотности током в системе квазиодномерных квантовых проволок, причем величина степени ориентации носителей близка к аналогичной величине в двумерных системах.

Методология и методы исследования. В задачах диссертационного исследования при расчетах использовались хорошо апробированные методы теоретической и математической физики.

В Главе 1 использованы широко применяемые в оптике полупроводников метод матрицы плотности и метод вторичного квантования, а для описания глубоких примесных центров использован метод потенциалов нулевого радиуса.

К задаче Главы 2 применен метод инвариантов при построении однозонных гамильтонианов, а для последующего решения спектральной задачи использован метод численной диагонализации, использующий схему с многократными унитарными преобразованиями.

Расчет, проведенный в Главе 3, опирается на итерационную процедуру приближенного решения системы квантовых кинетических уравнений по малости СОВ и электрического поля.

Основные положения выносимые на защиту:

1. Фотонейтрализация отрицательно заряженных акцепторов в квантовых ямах циркулярно поляризованным светом позволяет достичь высокой степени спиновой поляризации электронов зоны проводимости даже в случае, когда размерное квантование не расщепляет энергетических состояний акцептора.
2. Сильное спин-орбитальное взаимодействие в одномерных нанопроволоках с цилиндрическим проводящим каналом, ориентированных вдоль кристаллографической оси [111], приводит к появлению в электронном спектре одномерных подзон, имеющих три экстремума: два минимума и один максимум.
3. Развита теория термоэлектрического эффекта для баллистических одномерных систем с произвольным энергетическим спектром. В нанопроволоках с сильным спин-орбитальным взаимодействием баллистический кондактанс является немонотонной функцией, а дифференциальный коэффициент термоэдс – знакопеременной функцией химического потенциала.
4. Эффект ориентации электронных спинов электрическим током, обусловленный спин-орбитальным расщеплением энергетического спектра, возможен в квазиодномерных системах при наличии

межподзонного рассеяния. Эффективность такой спиновой ориентации сравнима с эффективностью спиновой ориентации электронов током в двумерных системах.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на рабочих семинарах ФТИ им. А. Ф. Иоффе и МГУ им. Н. П. Огарева, на XI Российской конференции по физике полупроводников (С.-Петербург, 2013), XXI и XXIII международной конференции «Nanostructures: Physics and Technology» (Санкт-Петербург, 2013, 2015), на XX уральской международной зимней школе по физике полупроводников (Екатеринбург – Новоуральск, 2014), на международной конференции «Single dopants» (Санкт-Петербург, 2014), а также приняты в качестве докладов на XII Российскую конференцию по физике полупроводников (Москва, 2015) и 14-ю международную конференцию-школу «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение» (Саранск, 2015).

Публикации. По результатам исследований, представленных в диссертации, опубликовано 9 печатных работ, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, трех приложений и списка литературы. Она содержит 97 страниц текста, включая 13 рисунков и 2 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 99 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обоснована актуальность проведенных исследований, сформулированы цель и научная новизна работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту, а также кратко изложено содержание диссертации.

Первая глава «Оптическая ориентация при фотонейтрализации ионов Mn^{2+} в квантовых ямах GaAs/AlGaAs» посвящена теоретическому исследованию оптической ориентации спинов свободных и локализованных носителей при возбуждении циркулярно поляризованным светом оптического перехода фотонейтрализации магнитных ионов Mn^{2+} в

структурах на основе GaAs.

§1.1 представляет собой краткий обзор, в котором изложены основные идеи, на которых базируется исследуемое в данной главе явление, а именно: оптический переход фотонейтрализации и оптическая ориентация. Переходы фотонейтрализации проявляются в спектрах поглощения компенсированных полупроводников при энергиях меньших чем ширина запрещенной зоны. В этом случае, при поглощении света с энергией кванта меньшей ширины запрещенной зоны полупроводника на величину энергии связи дырки на акцепторе, в кристалле возникает электрон в зоне проводимости и дырка на акцепторе [10]. Оптическая ориентация в полупроводниках группы $A_{III}B_V$ достаточно хорошо изучена, начиная с пионерской работы Дьяконова и Переля [3], где было показано, что в полупроводниках типа GaAs степень ориентации электронов зоны проводимости при межзонном возбуждении циркулярно поляризованным светом ограничена величиной $1/2$, что связано с вырождением валентной зоны Γ_8 в центре зоны Бриллюэна. Известно два основных способа увеличения спиновой поляризации. Оба они основываются на идее снятия вырождения подзон легких и тяжелых дырок. Это может быть достигнуто одноосной деформацией [11], либо при разном квантовании в квантовых ямах (КЯ). Предлагаемый в этой главе подход к увеличению среднего спина фотовозбужденных электронов в корне отличается от упомянутых выше, поскольку не подразумевает снятия вырождения.

В §1.2 описаны оптические переходы из состояния ионизованного акцептора Mn^- с образованием электрона в зоне проводимости и дырки, связанной на акцепторе Mn^0 , в объемном GaAs. Существенным при этом является то, что в конечном состоянии Mn^0 локализованная дырка ($J = 3/2$) выстроена антиферромагнитно с d-оболочкой марганца ($S = 5/2$) вследствие обменного взаимодействия [12]. При этом уровень с энергией связи E^* расщепляется на четыре ($F = 1, 2, 3, 4$), а основному состоянию соответствует полный момент $F = 1$.

Параграф 1.3 посвящен расчету степени ориентации (среднего спина) электронов зоны проводимости и дырок, локализованных на маг-

нитных центрах Mn^0 , в КЯ в момент возбуждения. В §1.3.1 рассчитана степень ориентации электронов P (средний спин $\langle s_z \rangle = P/2$) при возбуждении циркулярно поляризованным светом перехода фотонейтрализации ионов Mn^- в КЯ GaAs:Mn/AlGaAs. Показано, что максимальный средний спин создается на краю возбуждения и незначительно убывает с ростом частоты (Рис. 1). При резонансном возбуждении для степени ориентации P_0 получим (σ^+ -возбуждение)

$$P_0 = -\frac{3\left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{lh}} E_w\right)^2 - \left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{hh}} E_w\right)^2}{3\left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{lh}} E_w\right)^2 + \left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{hh}} E_w\right)^2}, \quad (1)$$

где E_w – положение дна электронной подзоны, $m_{hh(lh)}$ – масса тяжелой (легкой) дырки. Оценки показывают, что для КЯ на основе GaAs в зависимости от ширины степень ориентации может достигать 85%.

В §1.3.2 рассчитан средний момент системы Mn^0 ($3d^5 + h$, $F = 1$) при резонансном возбуждении и показано, что в отличие спина электрона поляризация дырки слабо зависит от ширины КЯ ($\langle F_z \rangle = 0.5 \div 0.6$). Это связано с тем, что в использованной модели акцептор остается эффективно объемным, то есть размерное квантование не влияет на уровни энергии дырки на акцепторе. Слабая же зависимость является косвенной и определяется размерным квантованием электронов и распространяется на акцептор посредством законов сохранения энергии и импульса.

Поскольку при возбуждении из-за обменного расщепления состояния Mn^0 в зоне проводимости воз-

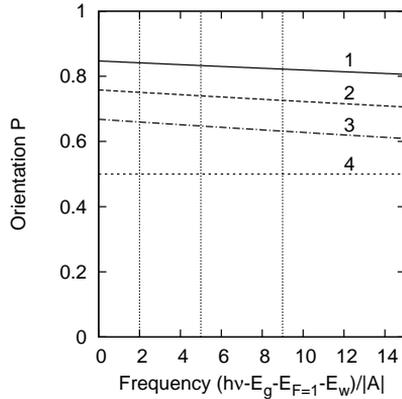


Рис. 1: Степень ориентации электронов в КЯ как функция частоты возбуждающего света при возбуждении дырки в состоянии $F = 1$. Кривые соответствуют различной ширине КЯ: 1 – $E_w = 200$ мэВ, 2 – $E_w = 100$ мэВ, 3 – $E_w = 50$ мэВ, 4 – объемный полупроводник. $|E^*| = 110$ мэВ, константа обменного взаимодействия $|A| = 2$ мэВ. Вертикальные прямые соответствуют частотам, при которых начинается возбуждение состояний с $F = 2, 3, 4$.

никают электроны с различными энергиями, а основным способом регистрации поляризации носителей является поляризованная люминесценция термализованных носителей, то возникает необходимость в учете эффектов спиновой и энергетической релаксации. Этому посвящен параграф 1.4. Здесь развита микроскопическая теория спиновой и энергетической релаксации. В предположении, что основным механизмом спиновой релаксации является механизм Дьяконова-Переля, а энергетическая релаксация не зависит от спина и определяется спонтанным испусканием акустических фононов, построено и решено квантовое кинетическое уравнение для определения спиновой матрицы плотности термализованных носителей.

В §1.5 изучена циркулярная поляризация рекомбинационного излучения (люминесценции) перехода $e + \text{Mn}^0 \rightarrow \text{Mn}^- + \hbar\omega$. Показано, что при определенных частотах возбуждения, не смотря на больший средний спин возникший в момент возбуждения в узких КЯ, степень поляризации фотолюминесценции может оказаться меньшей за счет большей скорости спиновой релаксации. Тем не менее, в слабо компенсированных образцах р-типа, когда поляризация излучения определяется только спином электронов, степень поляризации люминесценции может достигать 70%, а при учете конечности времени спиновой релаксации дырок еще увеличивается.

Краткие итоги главы 1 обобщены в §1.6.

Вторая глава «Спектральные и транспортные свойства электронного газа в InAs-нанопроволоках» посвящена свойствам приповерхностного электронного газа в InAs нанопроволоках (НП). В §2.1 даются вводные представления о системе и специфике СОВ взаимодействия, характерного для данных структур. Обсуждается возможность использования НП в качестве элементной базы спинтроники.

В §2.2 рассмотрена простая модель электронного газа на цилиндрической поверхности [13] радиуса r_0 для описания тубулярного электронного газа (ТЭГ) в InAs-НП. Аналитически решена спектральная задача для ТЭГ в продольном магнитном поле при учете сильного СОВ Раши-

бы [14] и зеемановского расщепления в магнитном поле

$$\frac{E_{js}(k)}{E_0} = (kr_0)^2 + (j + \Phi/\Phi_0)^2 + 1/4 - \Lambda_R/2 + s\sqrt{(\Lambda_R kr_0)^2 + [\Delta - (1 - \Lambda_R)(j + \Phi/\Phi_0)]^2}, \quad (2)$$

где $E_0 = \hbar^2/2mr_0^2$ – характерный масштаб энергии в задаче, $\Lambda_R = 2m\alpha r_0/\hbar^2$ – безразмерный параметр СОВ, $j = \pm 1/2, \pm 3/2, \dots$ – z -проекция полного углового момента, $s = \pm 1$ нумерует две ветви спин-расщепленного спектра, Φ – магнитный поток $\pi r_0^2 B$ сквозь сечение ТЭГ, $\Phi_0 = 2\pi\hbar c/|e|$ – квант потока, а $2\Delta = g^* \mu_B B/E_0$ – безразмерная энергия зеемановского расщепления, α – константа СОВ Рашбы, g^* – электронный g -фактор.

На Рис. 2 изображен спектр одномерных подзон ТЭГ в НП: можно видеть, что сильное СОВ приводит к появлению, так называемых W -образных подзон, имеющих 2 минимума и 1 максимум. Или эквивалентно, в спектре возникают так называемые CO -щели (в отличие от планарных 1D структур, где они имеют место только в магнитном поле определенной ориентации), что обусловлено кривизной поверхности. Кроме того, при определенных магнитных полях данные щели могут исчезать. Последний факт можно использовать для определения параметра СОВ Рашбы.

В §2.3 построена теория термоиндуцированного транспорта (термоэдс) для баллистических квази-одномерных структур с произвольным

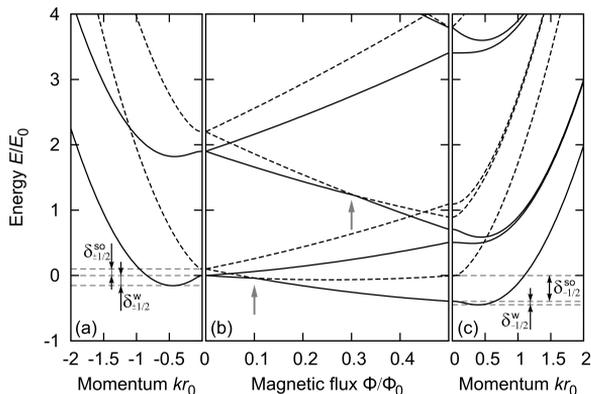


Рис. 2: Влияние магнитного поля на энергетический спектр ТЭГ в НП, $\Lambda_R = 0.9$. Сплошные (пунктирные) линии обозначают подзоны с $s = -1$ ($s = +1$). (a), (c) Спектр подзон НП: (a) $\Phi = 0$; (c) $\Phi = 0.5\Phi_0$. CO -щели $\delta_j^{s\sigma}$ отмечены для наиниžших подзон. (b) Эволюция одномерных подзон в магнитном поле при $k = 0$. Стрелки показывают значения магнитного потока, при которых подзоны $(j, -1)$, $(j, +1)$ совпадают в точке $k = 0$ (нет CO -щели).

количеством локальных экстремумов в подзонах. Дифференциальный коэффициент термоэдс (коэффициент Зеебека) в этом случае определяется формулой

$$S = \frac{k_B}{e} \frac{\sum_i \left[\ln 2 + \sum_n \beta_i^n F\left(\frac{E_i^n - \mu}{2T}\right) \right]}{\sum_{in} \beta_i^n f(E_i^n, \mu, T)}, \quad (3)$$

где $f(E, \mu, T)$ – функция распределения Ферми, функция $F(x) = \ln(\cosh x) - x \tanh x$ обладает следующими свойствами: $F(-x) = F(x)$, $F(\pm\infty) = -\ln 2$, и $F(0) = 0$. В зависимости от химического потенциала μ функция $F[(E - \mu)/2T]$ представляет собой узкий симметричный пик ширины порядка нескольких T . Параметр β_i^n принимает значения ± 1 если в i -ой подзоне n -ый экстремум, находящийся при энергии E_i^n , является точкой минимума (максимума).

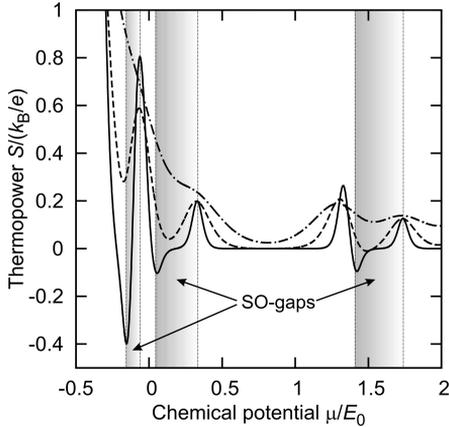


Рис. 3: Зависимость термоэдс InAs-НП от химического потенциала. $\Lambda_R = 0.9$, $\Lambda_D = 0.4$, $\Phi = 0.15\Phi_0$; $T = 0.02E_0$ – сплошная линия; $T = 0.05E_0$ – штриховая линия; $T = 0.1E_0$ – штрих-пунктирная линия. Области соответствующие значениям химического потенциала, лежащего в СО-щелях, затенены.

в полуметаллических проволоках, когда транспорт обусловлен двумя типами носителей: электронами и дырками.

В §2.4 обсуждаются теоретические предпосылки к эксперименталь-

Изучен баллистический транспорт (кондактанс и термоэдс) для InAs-НП с ТЭГ. Специфической сильной СОВ взаимодействия (наличие трех экстремумов в ряде подзон) является немонотонная зависимость кондактанса и знакопеременная зависимость термоэдс (Рис. 3) от химического потенциала. Уменьшение кондактанса и смена знака термоэдс, имеющие место при пересечении уровня Ферми с максимумом одной из подзон, могут быть легко объяснены с привлечением дырочного представления. Такое поведение аналогично транспорту в

ному определению параметра СОВ Рашбы, базирующиеся на исчезновении СО-щелей в определенных магнитных полях. В настоящий момент для определения параметра СОВ в НП основным являются антилокализационные измерения, тем не менее такой подход не пригоден для баллистических структур, что и обуславливает необходимость нового подхода к определению параметра α в баллистических структурах.

Поскольку, помимо асимметрии ограничивающего ТЭГ потенциала, приводящей к эффекту Рашбы, в структурах на основе полупроводников группы $A_{III}B_V$ существует и другое спиновое расщепление, обусловленное отсутствием центра инверсии у самого материала (эффект Дрессельхауза [2]), следует принять его во внимание. Этому посвящен §2.5, где построен однозонный гамильтониан СОВ Дрессельхауза для ТЭГ, принимая во внимание, что ось НП совпадает с кристаллографическим направлением [111]

$$H_D = \frac{\beta}{\sqrt{6}} \left[-\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sigma_r(\varphi) k_\varphi - \frac{i}{2r_0} \sigma_\varphi(\varphi) \right) + \sigma_r(-2\varphi) k_z + 3\sigma_z \left(\sin 3\varphi k_\varphi - \frac{3i}{2r_0} \cos 3\varphi \right) \right], \quad (4)$$

где β – параметр k -линейного СОВ Дрессельхауза, $\sigma_r(\varphi) = \cos \varphi \sigma_x + \sin \varphi \sigma_y$, $\sigma_\varphi(\varphi) = -\sin \varphi \sigma_x + \cos \varphi \sigma_y$, σ_i ($i = x, y, z$) – матрицы Паули, $k_z = -i\partial/\partial z$, $k_\varphi = -(i/r_0)\partial/\partial\varphi$.

Спектральная задача с учетом СОВ Дрессельхауза решена численно. Данный вид СОВ может приводить к дополнительным антикроссингам в спектре, поскольку перемешивает состояния с проекцией полного момента на ось НП, отличающиеся на 3. Здесь следует отметить, что в планарных структурах на основе $InAs$ СОВ Рашбы на порядок сильнее чем СОВ Дрессельхауза, в связи с чем СОВ Дрессельхауза для ряда подзон можно рассматривать как малую поправку. Также в этом параграфе обсужден эффект уширения СО-щелей за счет эффекта Дрессельхауза и указано на конкуренцию вкладов Рашбы и Дрессельхауза при образовании W -образных подзон.

Краткие итоги главы 2 обобщены в §2.6.

В **третьей главе** «Ориентация электронных спинов током в квазиодномерной системе» построена микроскопическая теория эффекта ориентации спинов носителей в квазиодномерной системе (квантовой проволоке) при пропускании через нее электрического тока.

В §3.1 приведен краткий обзор исследований данного эффекта, начиная от объемного полупроводника теллура [15], заканчивая КЯ различной ориентации [16]. Также описана феноменология данного явления.

Сущность явления состоит в том, что приложенное электрическое поле приводит к анизотропному распределению носителей в k -пространстве и посредством СОВ к анизотропному распределению спиновой плотности, но средний спин в реальном пространстве при этом равен нулю. Поляризация в свою очередь возникает за счет спиновой релаксации, приводящей к перераспределению спиновой плотности.

Поскольку средний спин в такой задаче оказывается пропорционален времени релаксации импульса, а с понижением размерности происходит эффективный рост времени релаксации (длины свободного пробега), то возникает идея рассмотреть данное явление для одномерных систем. Тем не менее, специфика рассеяния и спиновой релаксации в строго одномерном случае (заполнена только основная размерноквантованная подзона) приводит к отсутствию эффекта. В связи с этим возникает вопрос о влиянии заполнения нескольких подзон и возможности межподзонного рассеяния на исследуемый эффект.

В §3.2 рассмотрена модель квантовой проволоки, получаемой дополнительным ограничением двумерной структуры, при этом для простоты предполагается, что заполнены первые две подзоны размерного квантования (без учета спина). При расчете мы придерживаемся подхода основанного на решении квантового кинетического уравнения [17]. Особенность расчета состоит в том, что действие электрического поля на спин связано только с СОВ, но при его учете возникает и спиновая релаксация. Это означает, что оба процесса необходимо учитывать одновременно, и в квантовом кинетическом уравнении СОВ должно быть учтено не только в полевом слагаемом, но и в интеграле столкновений.

В §3.3 итерационным методом получена система кинетических урав-

нений, определяющая спин в первой и второй подзонах. В общем случае произвольного СОВ в первой и второй подзонах данная система может быть решена только численно. Теме не менее, для понимания сути явления мы ограничились простым видом СОВ, полагая, что в обеих подзонах СОВ является одинаковым, произошедшим от эффекта Рашбы в “родительской” двумерной системе. В этом случае удастся получить достаточно простую формулу для среднего спина в подзонах.

Оценки величины эффекта проведены в параграфе 3.4, где показано, что в квази-одномерном случае по порядку величины средний спин определяется следующей формулой

$$S_{1D} \sim \frac{e\mathcal{E}\Delta\alpha\tau_{1D}}{\mu^2}, \quad (5)$$

где α – параметр СОВ Рашбы (Дрессельхауза), \mathcal{E} – напряженность электрического поля, μ – химический потенциал, Δ – расстройка размерноквантованных подзон, τ_{1D} – характерное время релаксации в квази-одномерном случае (учитывая как внутривозонное, так и межподзонное рассеяние). Данная формула отличается от полученной ранее для двумерного случая множителем $(\Delta/\mu)(\tau_{1D}/\tau_{2D})$. Поскольку первый множитель Δ/μ всегда меньше единицы, но характерные времена в одномерном случае значительно больше в силу специфики одномерного рассеяния, то следует ожидать величины эффекта того же порядка, что и для КЯ. Численные оценки, сделанные при параметрах, характерных для структур на основе GaAs дают средний спин порядка $0.05\hbar$.

Краткие итоги главы 3 подведены в §3.5.

В **Заключении** обобщены основные результаты работы:

1. Развита теория оптической ориентации электронов зоны проводимости и дырок, локализованных на глубоких центрах, при фотонейтрализации ионов Mn^+ в квантовых ямах на основе GaAs. Установлено, что в зависимости от частоты возбуждающего света степень ориентации максимальна на краю возбуждения и незначительно убывает с ростом частоты. Показано, что для квантовых ям GaAs/AlGaAs степень ориентации электронов может достигать

величины 85%, а поляризация дырок Mn^0 лежит в интервале 50–60%.

2. Рассмотрена спиновая и энергетическая релаксация электронов зоны проводимости, образовавшихся при фотонейтрализации ионов марганца. Изучена циркулярная поляризация фотолюминесценции при рекомбинации термализованных электронов со дна зоны проводимости и дырок Mn^0 . Показано, что степень поляризации люминесценции для структур GaAs/AlGaAs может превышать 70% и зависит от ширины квантовой ямы и соотношения между временами релаксации электронов и дырок.
3. Исследованы спектральные и транспортные свойства поверхностного электронного газа InAs-НП с сильным СОВ Рашбы. Показано, что сильное СОВ приводит к возникновению в спектре так называемых W-образных подзон (имеющих три экстремума – 2 минимума и 1 максимум). Изучен баллистический кондактанс и дифференциальный коэффициент термоэдс, и показано, что из-за сильного СОВ эти величины становятся немонотонной и знакопеременной функцией химического потенциала соответственно. Предложен теоретический базис для экспериментального определению параметра СОВ Рашбы α в баллистических НП.
4. Построен однозонный гамильтониан типа Дрессельхауза для электронов в [111]-ориентированных НП. Показано, что учет СОВ Дрессельхауза приводит к появлению новых особенностей в подзонном спектре НП, таких как дополнительные антикроссинги. Установлено, что СОВ Рашбы и Дрессельхауза являются конкурирующими с точки зрения образования W-образных подзон.
5. Получена формула для определения дифференциального коэффициента термоэдс в квази-одномерных баллистических наноструктурах с произвольным видом спектра одномерных подзон.
6. Построена теория эффекта спиновой ориентации электронов при пропускании электрического тока через квази-одномерную нано-

структуру. Показано, что необходимым условием возникновения эффекта является заполнение как минимум двух подзон размерного квантования и наличие межподзонного рассеяния, в то время как в строго одномерном случае эффект отсутствует. Установлено, что степень спиновой поляризации сопоставима по величине с изученной ранее в 2D системах и составляет единицы процента.

Основные результаты диссертационной работы изложены в публикациях:

- [A1] Кокурин, И. А. Оптическая ориентация электронов в компенсированных полупроводниках / И. А. Кокурин, П. В. Петров, Н. С. Аверкиев // ФТП. – 2013. – Т. 47. – С. 1244-1252.
- [A2] Kokurin, I. A. Determination of Rashba-coupling strength for surface two-dimensional electron gas in InAs nanowires / I. A. Kokurin // Solid State Commun. – 2014. – V. 195. – P. 49-54.
- [A3] Кокурин, И. А. Ориентация электронных спинов током в квазиодномерной системе / И. А. Кокурин, Н. С. Аверкиев // Письма в ЖЭТФ. – 2015. – Т. 101. – С. 627–630.
- [A4] Kokurin, I. A. Determination of Rashba-coupling strength for surface two-dimensional electron gas in InAs nanowires / I. A. Kokurin // Proc. 21th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"(St. Petersburg, Russia, 2013) P. 59-60.
- [A5] Petrov, P. V. Direct optical orientation of manganese acceptor in natural GaAs/AlGaAs quantum dots / P. V. Petrov, I. A. Kokurin, Yu. L. Ivanov, N. S. Averkiev, P. M. Koenraad, R. P. Campion, B. L. Gallagher, A. Yu. Silov // Book of abstracts of 13th Conference on Optics of Excitons in Confined Systems. (Rome, Italy, 2013) P. 183.
- [A6] Кокурин, И. А. Оптическая ориентация электронов в компенсированных полупроводниках / И. А. Кокурин, П. В. Петров, Н. С. Аверкиев // Тезисы докладов XI Российской конференции по физике полупроводников. (Санкт-Петербург, Россия, 2013) С. 294.

- [A7] Кокурин, И. А. Оптическая ориентация носителей при фотонейтрализации ионов Mn в структурах на основе GaAs / И. А. Кокурин, П. В. Петров, Н. С. Аверкиев // Тезисы докладов XX Уральской международной зимней школы по физике полупроводников. (Екатеринбург – Новоуральск, Россия, 2014) С. 201-202.
- [A8] Kokurin, I. A. Effect of spin-orbit coupling on spectral and transport properties of tubular electron gas in InAs nanowires / I. A. Kokurin // Proc. 23th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology" (St. Petersburg, Russia, 2015). P. 40-41.
- [A9] Кокурин, И. А. Влияние спин-орбитального взаимодействия на спектральные и транспортные свойства электронного газа в InAs нанопроволоках / И. А. Кокурин // Тезисы докладов Санкт-Петербургского научного форума «Наука и общество. Наноструктуры: физика и технологии» (Санкт-Петербург, Россия, 2015) С. 32-34.

Список литературы

- [1] Берестецкий, В. Б. Теоретическая физика в 10 томах. Т. IV Квантовая электродинамика / В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. — М. : Наука, 1989.
- [2] Dresselhaus, G. Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures / G. Dresselhaus // Phys. Rev. — 1955. — Vol. 100. — P. 580.
- [3] Дьяконов, М. И. О спиновой ориентации электронов при межзонном поглощении света в полупроводниках / М. И. Дьяконов, В. И. Перель // ЖЭТФ. — 1971. — Т. 60. — С. 1954.
- [4] Дьяконов, М. И. Спиновая релаксация электронов проводимости в полупроводниках без центра инверсии / М. И. Дьяконов, В. И. Перель // ФТТ. — 1971. — Т. 13. — С. 3581.
- [5] Dyakonov, M. I. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors / M. I. Dyakonov, V. I. Perel // Phys. Lett. A. — 1971. — Vol. 35. — P. 459.

- [6] Аверкиев, Н. С. Ток, обусловленный неоднородностью спиновой ориентации электронов в полупроводнике / Н. С. Аверкиев, М. И. Дьяконов // ФТП. — 1983. — Т. 17. — С. 629.
- [7] Edelstein, V. M. Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems / V. M. Edelstein // Solid State Commun. — 1990. — Vol. 73. — P. 233.
- [8] Ivchenko, E. L. Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures / E. L. Ivchenko. — Harrow UK : Alpha Science, 2005.
- [9] Оптическая ориентация / Под ред. Б. П. Захарчени, Ф. Майера. — Л. : Наука, 1989.
- [10] Eagles, D. M. Optical absorption and recombination radiation in semiconductors due to transitions between hydrogen-like acceptor impurity levels and the conduction band / D. M. Eagles // J. Phys. Chem. Solids. — 1960. — Vol. 16. — P. 76.
- [11] Дьяконов, М. И. Влияние электрического поля и деформации на оптическую ориентацию в полупроводниках / М. И. Дьяконов, В. И. Перель // ФТП. — 1973. — Т. 7. — С. 2335.
- [12] Влияние обменного взаимодействия дырки с 3d-электронами на свойства глубокого акцептора Mn в арсениде галлия / Н. С. Аверкиев, А. А. Гуткин, Е. Б. Осипов, М. А. Решиков // ФТТ. — 1988. — Т. 30. — С. 765.
- [13] Магарилл, Л. И. Кинетика двумерных электронов на искривленной поверхности / Л. И. Магарилл, Д. А. Романов, А. В. Чаплик // Письма в ЖЭТФ. — 1996. — Т. 64. — С. 421.
- [14] Бычков, Ю. А. Свойства двумерного электронного газа со снятым вырождением спектра / Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба // Письма в ЖЭТФ. — 1984. — Т. 39. — С. 66.

- [15] Оптическая активность в теллуре, индуцированная током / Л. Е. Воробьев, Е. Л. Ивченко, Г. Е. Пикус и др. // Письма в ЖЭТФ. — 1979. — Т. 29. — С. 485.
- [16] Golub, L. E. Spin orientation by electric current in (110) quantum wells / L. E. Golub, E. L. Ivchenko // Phys. Rev. B. — 2011. — Vol. 84. — P. 115303.
- [17] Аронов, А. Г. Спиновая поляризация электронов электрическим током / А. Г. Аронов, Ю. Б. Лянда-Геллер, Г. Е. Пикус // ЖЭТФ. — 1991. — Т. 100. — С. 973.

Кокурин Иван Александрович

ЭФФЕКТЫ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В УЛЬТРАТОНКИХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Подписано к печати 25 июня 2015 г.

Тираж 100 экз.

Отпечатано на ризографе в Институте физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105