

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

На правах рукописи

ГОЛУБ Леонид Евгеньевич

**ЭФФЕКТЫ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ДВУМЕРНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СИСТЕМАХ**

Специальность:

01.04.10 - физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2006

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

Официальные оппоненты:

член-корреспондент РАН доктор физико-
математических наук, профессор

А.В. Чаплик

доктор физико-математических наук,
профессор

В.А. Волков

доктор физико-математических наук,
профессор

Ю.Г. Кусраев

Ведущая организация: Институт физики твердого тела РАН

Защита состоится "23" ноября 2006 г. в 10 часов на заседании
диссертационного совета Д 002.205.02 Физико-технического института
им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института.

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

Автореферат разослан "19" октября 2006 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук,
профессор

Л.М. Сорокин

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Спиновые степени свободы привлекают внимание исследователей, поскольку электронный спин, находящийся в одном из двух возможных состояний, является аналогом бита информации. Идея создания спиновой логики была сформулирована ещё в 60-е годы прошлого века, однако до последнего времени оставалась лишь мечтой. Препятствием служит то, что спин по самой своей природе является внутренним *магнитным* моментом, проявляющимся при приложении магнитного поля, а использование магнитов в работе быстродействующих приборов микро и наноэлектроники представляется затруднительным. Намного предпочтительнее было бы управлять спином носителей светом или электрическим током. Однако, электромагнитное поле действует на орбитальные степени свободы частиц, не затрагивая напрямую их спин. Возможность воздействовать на спин с помощью света и тока дарит *спин-орбитальное взаимодействие*. Фундаментальное по своей природе, то есть существующее в большей или меньшей степени в любых материалах, оно осуществляет связь между поступательным движением квазичастиц и вращением их спинов [1].

На базе этих идей возникло направление, очень мощно развивающееся последние пять лет — спиновая электроника (*спинтроника*) [2]. Предложены модели таких приборов как спиновый вентиль, транзистор и компьютер. Эти устройства не просто могут конкурировать с уже существующими, но и позволяют прийти к *квантовой* логике, на основе которой можно производить параллельные вычисления.

Для создания современных приборов и устройств, работающих на основе спиновых степеней свободы, необходимо иметь дело с полупроводниками, являющимися основой твердотельной электроники. Именно в полупроводниках были теоретически открыты и экспериментально исследованы ориентация спинов светом (*оптическая ориентация*) [3] и электрическим током [4, 5]. Базой полупроводниковой спинтроники являются низкоразмерные системы — гетероструктуры, квантовые ямы, точки и т.д. Эти объекты можно получать с заранее заданными свойствами, что позволяет управлять орбитальными и спиновыми степе-

нями свободы носителей. В отличие от объёмных полупроводников, в квантовых ямах, освещаемых светом круговой поляризации, фотоэлектроны рождаются полностью поляризованными по спину [6], а времена спиновой релаксации могут меняться в широких пределах в зависимости от свойств образца, внешнего электрического поля и температуры. Спиновая ориентация электрическим током, возможная лишь в ограниченном числе объёмных полупроводников, разрешена симметрией в квантовых ямах, выращенных из любых полупроводниковых материалов [7, 8].

Целью работы является выявление и исследование микроскопических механизмов кинетических эффектов, обусловленных спин-орбитальным взаимодействием в двумерных полупроводниковых системах.

Научная новизна работы состоит в решении конкретных задач:

1. Исследовать анизотропию спиновой релаксации электронов в полупроводниковых гетероструктурах.
2. Построить теорию слабой локализации для гетероструктур дырочного типа.
3. Рассчитать магнитосопротивление квантовых ям n -типа, обусловленное слабой локализацией, во всём диапазоне классически-слабых полей при произвольном соотношении между спиновым расщеплением и временем релаксации импульса.
4. Изучить спиновое расщепление в симметричных квантовых ямах, выращенных из алмазоподобных полупроводников.
5. Построить теорию циркулярного фотогальванического эффекта для межзонных оптических переходов в квантовых ямах.
6. Исследовать роль анизотропии спиновой релаксации в спин-гальваническом эффекте.

Основные научные положения, выносимые на защиту:

1. Спиновая релаксация электронов в полупроводниковых гетероструктурах анизотропна.
2. Слабополевое магнитосопротивление гетероструктур дырочного типа меняет знак при увеличении концентрации носителей.
3. В квантовых ямах n -типа полевая зависимость магнитосопротивления, обусловленного слабой локализацией, определяется спиновым расщеплением электронного спектра.
4. Энергетический спектр носителей в симметричных SiGe квантовых ямах расщеплён по спину.
5. Спектр возбуждения фототока, вызванного циркулярным фотогальваническим эффектом, определяется степенью асимметрии гетероструктуры.
6. Величина и направление тока, обусловленного спин-гальваническим эффектом, определяются анизотропией спиновой релаксации.

Апробация работы: результаты исследований, вошедшие в диссертацию, докладывались на следующих конференциях: III-VII Всероссийские конференции по физике полупроводников (Москва, 1997, Новосибирск, 1999, Н. Новгород, 2001, Санкт-Петербург, 2003, Звенигород, 2005); 10 Международная зимняя школа по новым разработкам в физике твёрдого тела (Маутерндорф-Зальцбург, 1998); XXVII Международная школа по физике полупроводниковых соединений (Яжовец, 1998); Совещание “Нанофотоника” (Н.Новгород, 2003); 2 и 3 Международные конференции по полупроводниковой спинтронике и технологии квантовой информации (Брюгге, 2003, Аваджи, 2005); 24, 26-28 Международные конференции по физике полупроводников (Иерусалим, 1998, Эдинбург, 2002, Флагстаф, 2004, Вена, 2006); 6 – 14 Международные симпозиумы “Наноструктуры: физика и технология” (Санкт-Петербург, 1998–2006); Международная конференция по сверхрешёткам, нанострукту-

рам и наноприборам (Тулуза, 2002); Московский международный симпозиум по магнетизму (Москва, 2005); 21 Конференция Европейского физического общества (Дрезден, 2006). Результаты работы докладывались также на семинарах различных лабораторий ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, в С.-Петербургском государственном университете, Институте теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Институте физики твердого тела РАН, Институте радиотехники и электроники РАН, университетах Регенсбурга, Вюрцбурга, Гамбурга, Ганновера, Карлсруэ, Гётеборга, Клермон-Феррана, Саутгемптона, Техническом университете Мюнхена и в лекциях на Уральской (Екатеринбург-Кыштым, 2004) и С.-Петербургской (Зеленогорск, 2006) международных зимних школах по физике полупроводников. Основное содержание работы опубликовано в 19 статьях, список публикаций приведён в конце автореферата.

Структура и объем диссертации: диссертация состоит из Введения, пяти глав, Заключения и списка литературы. Объем диссертации составляет 210 страниц, включая 33 рисунка и 2 таблицы. Список литературы содержит 155 наименований.

Содержание работы

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

В **Первой главе**, имеющей преимущественно обзорный характер, анализируются различные типы спиновых расщеплений энергетического спектра носителей в двумерных гетероструктурах. Для того, чтобы два спиновых состояния частицы с одним и тем же волновым вектором \mathbf{k} в плоскости структуры имели в нулевом магнитном поле разную энергию, необходимо отсутствие в системе центра инверсии. Есть две наиболее известные причины, по которым двумерные системы могут не обладать центром пространственной инверсии. Первая — его отсутствие в объёмных материалах, из которых выращена гетероструктура. Эта объёмно-инверсионная асимметрия (Bulk Inversion Asymmetry,

ВИА) имеет место в полупроводниковых соединениях A_3B_5 , A_2B_6 , теллуре, однако она отсутствует у алмазоподобных полупроводников Si и Ge. Двумерные системы, выращенные из материалов с ВИА, также не обладают центром инверсии и, следовательно, спиновое вырождение в спектре носителей в них снято. Гамильтониан спин-орбитального взаимодействия, вызванного ВИА, в гетероструктурах A_3B_5 , выращенных в направлении [001], имеет вид

$$\hat{H}_{\text{ВИА}}(\mathbf{k}) = \beta(\hat{\sigma}_x k_x - \hat{\sigma}_y k_y). \quad (1)$$

Здесь $\hat{\sigma}$ — вектор, составленный из матриц Паули, а оси $x \parallel [100]$, $y \parallel [010]$. Выражение (1) называется двумерной формой спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауза.

Второй причиной отсутствия центра инверсии в гетероструктурах является структурно-инверсионная асимметрия (Structure Inversion Asymmetry, SIA). Она обусловлена тем, что система может быть несимметрична макроскопически: направления по и против оси роста z неэквивалентны. Это вызвано тем, например, что в системе с квантовой ямой различаются материалы барьеров или присутствует электрическое поле, направленное перпендикулярно плоскости структуры. Соответствующий гамильтониан

$$\hat{H}_{\text{SIA}}(\mathbf{k}) = \alpha(\hat{\sigma} \times \mathbf{k})_z. \quad (2)$$

Такой вид спин-орбитального взаимодействия называется гамильтонианом Рашбы. SIA может иметь место в гетероструктурах, выращенных из любых полупроводниковых материалов.

Для многих задач удобно и методически полезно представить гамильтонианы спин-орбитального взаимодействия (1) и (2) в следующем виде:

$$\hat{H}_{\text{SO}}(\mathbf{k}) = \hbar \hat{\sigma} \cdot \boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}). \quad (3)$$

Выражение (3) имеет зеемановскую форму, а $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$ представляет собой частоту спиновой прецессии в “эффе́ктивном магнитном поле”, действующем на электроны с квазиимпульсом \mathbf{k} . Спиновое расщепление выражается через $\boldsymbol{\Omega}$ как $\Delta_{\text{spin}}(\mathbf{k}) = 2\hbar|\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})|$.

Прецессия электронных спинов с частотой $\boldsymbol{\Omega}$ вызвана отсутствием

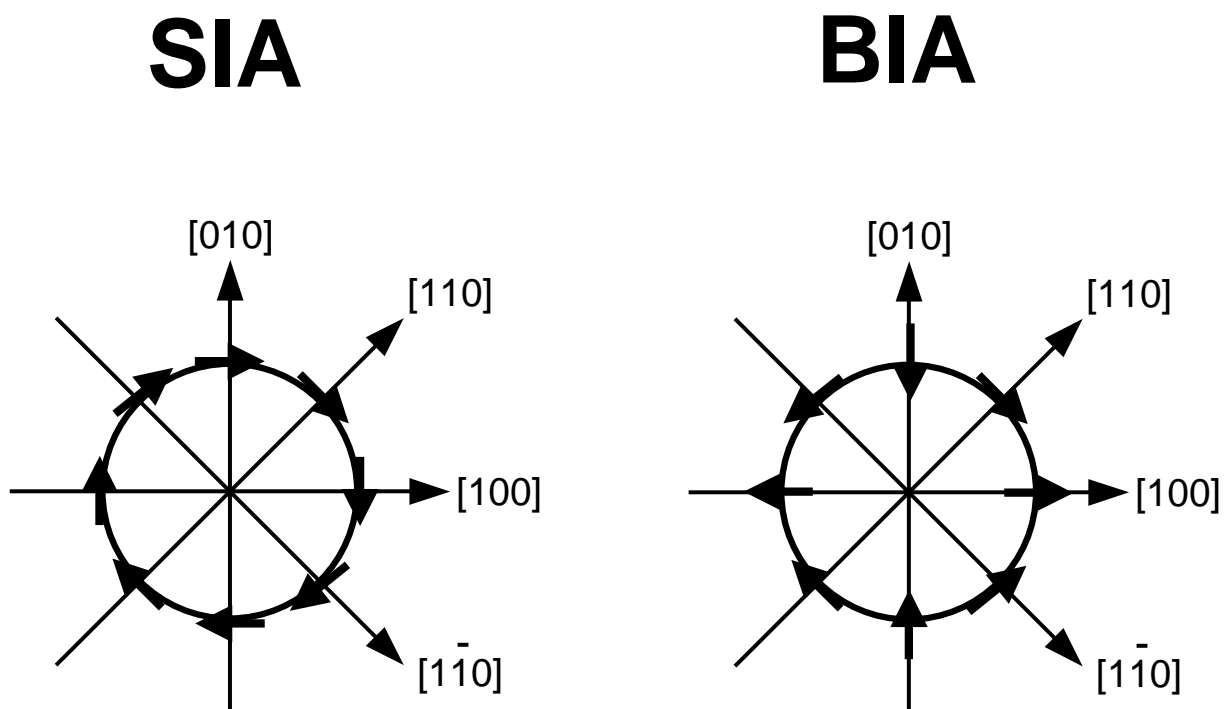


Рис. 1: Направления векторов $\Omega_R(\mathbf{k})$ (слева) и $\Omega_D(\mathbf{k})$ в \mathbf{k} -пространстве. Знаки постоянных α и β предполагаются положительными.

центра инверсии в системе. От того, по какой причине система нецентросимметрична, зависит направление Ω при данном направлении вектора \mathbf{k} . Если доминирует SIA, то спин-орбитальное взаимодействие описывается гамильтонианом Рашбы (2), а соответствующая частота прецессии имеет вид

$$\Omega_R = \frac{\alpha}{\hbar}(k_y, -k_x). \quad (4)$$

Если же (001)-гетероструктура макроскопически симметрична, то доминирует BIA, и из вида двумерного гамильтониана Дрессельхауза (1) следует, что

$$\Omega_D = \frac{\beta}{\hbar}(k_x, -k_y). \quad (5)$$

Распределения эффективных магнитных полей в \mathbf{k} -пространстве представлены на Рис. 1. Видно, что направления Ω_R и Ω_D различны для разных направлений волнового вектора, но их абсолютные значения изотропно распределены в \mathbf{k} -пространстве. В результате спиновые

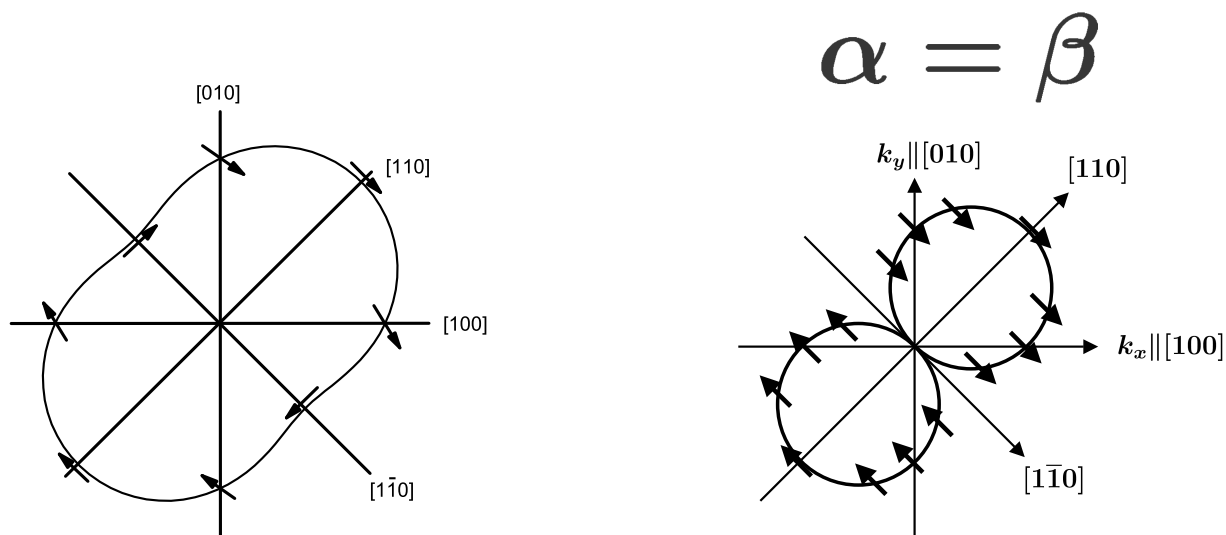


Рис. 2: Направления (стрелки) и величины (сплошные линии) частоты прецессии $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$ при отношении постоянных SIA и BIA $\alpha/\beta = 4$ (слева) и $\alpha/\beta = 1$ (справа).

расщепления, вызванные SIA и BIA, имеют вид

$$\Delta_{\text{SIA}} = 2\alpha k; \quad \Delta_{\text{BIA}} = 2\beta k. \quad (6)$$

Однако, если в структуре присутствуют оба типа асимметрии ($\alpha \cdot \beta \neq 0$), то $\Delta_{\text{spin}} \neq \Delta_{\text{SIA}} + \Delta_{\text{BIA}}$. Из Рис. 1 видно, что для направления $[110]$ частоты прецессии сонаправлены, а для $\mathbf{k} \parallel [1\bar{1}0]$ направлены в противоположные стороны. Поскольку спиновое расщепление определяется векторной суммой $\mathbf{\Omega}_R + \mathbf{\Omega}_D$, для некоторых направлений оно оказывается меньше, а для некоторых — больше, чем $\Delta_{\text{SIA}} + \Delta_{\text{BIA}}$. В результате такой “интерференции” спиновое расщепление становится анизотропным:

$$\Delta_{\text{spin}} = 2k\sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + 2\alpha\beta \sin 2\varphi_{\mathbf{k}}}, \quad (7)$$

где $\varphi_{\mathbf{k}}$ — угол между вектором \mathbf{k} и осью $[100]$. Угловая зависимость $\mathbf{\Omega}(\mathbf{k})$ при отличных от нуля α и β представлена на Рис. 2. Особенно яркой интерференция SIA и BIA является при совпадающих по величине постоянных α и β . В этом случае гамильтониан спин-орбитального взаимодействия имеет вид

$$\hat{H}_{\text{SO}}(\mathbf{k}) = 2\alpha\hat{\sigma}_{x'}k_{y'}, \quad (8)$$

где $x' \parallel [1\bar{1}0]$, $y' \parallel [110]$. Частоты спиновой прецессии Ω электронов с любыми волновыми векторами направлены в данном случае по или против одной и той же оси x' :

$$\Omega_{x'}(\mathbf{k}) = 2\alpha k_{y'} , \quad \Omega_{y'}(\mathbf{k}) = 0 . \quad (9)$$

Распределение $\Omega(\mathbf{k})$ в этом “вырожденном” случае изображено на правой части Рис. 2.

В § 1.2 обсуждается спин-орбитальное взаимодействие в валентных подзонах размерного квантования. Показано, что ВИА и SIA приводят и к расщеплению дырочных состояний.

Вторая глава посвящена исследованию процессов спиновой релаксации в полупроводниковых квантовых ямах. В § 2.1 приводится уравнение спиновой динамики в полупроводниках с учётом спин-орбитального расщепления энергетического спектра и зависимости амплитуды рассеяния электрона от спина.

В § 2.2 изучается механизм спиновой релаксации Дьяконова-Переля, заключающийся в прецессии электронных спинов в эффективном поле $\Omega(\mathbf{k})$. Асимметричная (001)-гетероструктура, в которой есть и SIA и ВИА, имеет точечную группу симметрии C_{2v} . Поэтому тензор скоростей спиновой релаксации $(1/\tau)_{ij}$, имеет три линейно-независимые компоненты. Он диагонален в осях $z \parallel [001]$, $x' \parallel [1\bar{1}0]$, $y' \parallel [110]$, в которых уравнения спиновой динамики имеют вид:

$$\dot{S}_z = -\frac{S_z}{\tau_z} , \quad \dot{S}_{x'} = -\frac{S_{x'}}{\tau_+} , \quad \dot{S}_{y'} = -\frac{S_{y'}}{\tau_-} . \quad (10)$$

Темпы спиновой релаксации даются выражениями:

$$\frac{1}{\tau_z} = C (\alpha^2 + \beta^2) , \quad (11)$$

$$\frac{1}{\tau_{\pm}} = \frac{C}{2} (\alpha \pm \beta)^2 , \quad (12)$$

где C — постоянная, не зависящая от силы спин-орбитального взаимодействия. Полученные выражения демонстрируют, что времена спиновой релаксации τ_+ и τ_- чувствительны к соотношению SIA и ВИА спиновых расщеплений. Видно, что темпы $1/\tau_z$, $1/\tau_-$ и $1/\tau_+$ определяются соответственно суммой квадратов, квадратом разности и квадратом

суммы величин α и β . Этот факт может привести к заметной разнице между тремя временами, то есть к полной анизотропии спиновой релаксации, если α и β близки по абсолютной величине.

Данный эффект можно понять из Рис. 2. Видно, что если спины всех электронов направлены вдоль оси $[110]$, то они вращаются с большей частотой $\Omega_{max} = (\alpha + \beta)k/\hbar$, а если вдоль $[1\bar{1}0]$, то — с меньшей: $\Omega_{min} = (\alpha - \beta)k/\hbar$. То есть в первом случае SIA и VIA усиливают друг друга, а во втором — ослабляют. Отсюда ясно, что при $\alpha = \beta$ спин, направленный вдоль оси $[1\bar{1}0]$, не релаксирует по этому механизму вовсе — см. правую часть Рис. 2.

Спиновая релаксация может также идти по механизму Эллиота-Яфета, который связан с переворотом спина электрона в момент рассеяния. В § 2.3 выведено выражение для амплитуды спин-зависимого рассеяния двумерных электронов. Показано, что в асимметричных структурах она содержит линейные по волновому вектору слагаемые:

$$\hat{V}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = V_1 [\hat{\boldsymbol{\sigma}} \times (\mathbf{k} + \mathbf{k}')]_z, \quad (13)$$

где V_1 зависит от абсолютной величины переданного при рассеянии импульса $|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|$. Такие слагаемые описывают гиротропию системы даже в отсутствие спинового расщепления энергетического спектра.

Спиновая релаксация по механизму Эллиота-Яфета, обусловленная спин-зависимым рассеянием (13), изотропна в плоскости структуры: $\tau_+ = \tau_- = 2\tau_z$.

Времена спиновой релаксации могут быть измерены в оптических экспериментах, и в § 2.4 использовался метод деполяризации фотолюминесценции поперечным магнитным полем (эффект Ханле). Степень циркулярной поляризации излучения как функция магнитного поля \mathbf{B} имеет лоренцевскую форму

$$P_{circ}(\mathbf{B}) = \frac{P_{circ}(0)}{1 + [\gamma(\theta)B]^2},$$

где обратные полуширины даются выражениями

$$\gamma(\theta) = \sqrt{\gamma_+^2 \cos^2 \theta + \gamma_-^2 \sin^2 \theta}, \quad \gamma_{\pm} = \frac{g\mu_B \sqrt{\tau_z \tau_{\pm}}}{\hbar}. \quad (14)$$

Здесь θ — угол между \mathbf{B} и осью $[1\bar{1}0]$, g — электронный множитель Ландэ в плоскости квантовой ямы, а μ_B — магнетон Бора. Мы предполагаем, что спиновая релаксация идёт много быстрее излучательной рекомбинации.

Для наблюдения предсказанного эффекта анизотропии спиновой релаксации была выращена асимметричная GaAs/AlGaAs квантовая яма. Выбор структуры обусловлен тем, что а) в системах на основе GaAs основным является механизм спиновой релаксации Дьяконова-Переля, б) в них есть VIA и в) с учётом асимметрии есть и SIA.

Измерения эффекта Ханле производились при различных ориентациях магнитного поля в плоскости структуры. На Рис. 3а представлены экспериментальные кривые Ханле для двух ориентаций. Открытые кружки и сплошные квадраты соответствуют магнитному полю, направленному вдоль осей $[1\bar{1}0]$ и $[110]$. Видно, что сигнал оптической ориентации почти полностью подавлен в поле 0.3 Т, однако ширина двух кривых существенно различна. Сплошные линии на Рис. 3а представляют подгонку кривых Ханле функцией Лоренца. Полученные полуширины $1/\gamma_+$ и $1/\gamma_-$ для двух ориентаций поля равны 0.12 Т и 0.075 Т, то есть анизотропия ширины линии Ханле составляет примерно 60 %.

Рис. 3б представляет зависимость обратной полуширины γ от угла θ между \mathbf{B} и осью $[1\bar{1}0]$. Точки — результаты эксперимента, а сплошная кривая построена по формуле (14) с параметрами γ_{\pm} , найденными выше из подгонки кривых Ханле при $\mathbf{B} \parallel [1\bar{1}0]$ и $[110]$. Рис. 3б демонстрирует, что уравнение (14) прекрасно описывает угловую зависимость эффекта Ханле. Это в свою очередь означает существенную анизотропию времён спиновой релаксации. Так как в исследуемой структуре $|g| = 0.35$, времена спиновой релаксации электронов

$$\tau_- = 0.8 \text{ ns}, \quad \tau_+ = 0.3 \text{ ns}, \quad \tau_z = 0.2 \text{ ns}.$$

Поскольку спиновая релаксация по механизму Дьяконова-Переля связана со спин-орбитальным расщеплением электронного энергетического спектра, из величин τ_+ и τ_- можно извлечь отношение SIA и VIA

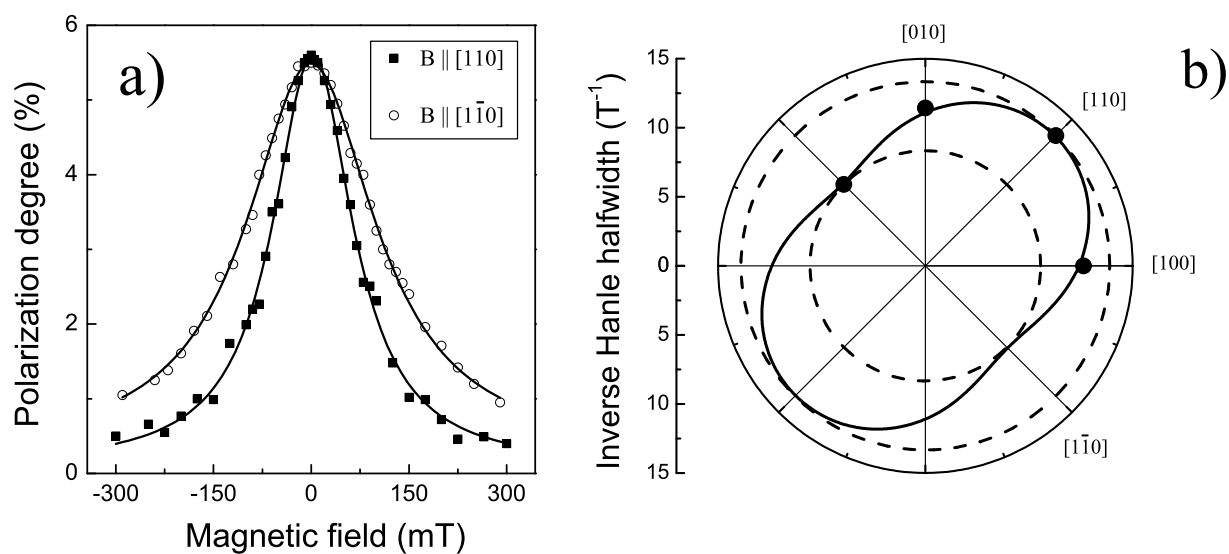


Рис. 3: а) Измерения эффекта Ханле при двух ориентациях магнитного поля в плоскости асимметричной GaAs/AlGaAs квантовой ямы. Сплошные линии — подгонка функцией Лоренца с полуширинами $1/\gamma_+ = 0.12$ Т и $1/\gamma_- = 0.075$ Т. б) Точки — обратные полуширины контура Ханле $\gamma(\theta)$ при различных ориентациях магнитного поля в плоскости ямы, сплошная кривая — зависимость (14) с γ_{\pm} приведёнными выше.

спиновых расщеплений. Из уравнения (12) получаем:

$$\left| \frac{\alpha}{\beta} \right| = \frac{\sqrt{\tau_-} + \sqrt{\tau_+}}{\sqrt{\tau_-} - \sqrt{\tau_+}}.$$

Для изучаемой структуры отсюда следует $|\alpha/\beta| \approx 4$.

Спин-орбитальное взаимодействие проявляет себя также в эффекте слабой локализации, о котором идет речь в **Третьей главе**. Явление слабой локализации заключается в интерференции двух электронных волн, проходящих один и тот же путь в противоположных направлениях. Этот эффект, имеющий квантово-механическую природу, проявляется в виде отрицательной поправки к проводимости электронного газа. Но при наличии в системе сильного спин-орбитального взаимодействия вклад в проводимость положителен. Экспериментальное наблюдение эффекта слабой локализации, возможное благодаря аномальной температурной и магнитолевой зависимостям квантовой поправки, позволяет определять различные кинетические параметры электрон-

ных систем [9].

Существовавшие ранее теории аномального магнитосопротивления в системах со спин-орбитальным взаимодействием (3) верны только для а) слабого спин-орбитального взаимодействия и б) очень слабых магнитных полей. Первое предположение означает, что $\Omega\tau \ll 1$, где τ — время упругого рассеяния. Второе условие имеет вид $l_B \gg l$, где $l_B = \sqrt{\hbar/eB}$ — магнитная длина, а l — длина свободного пробега. Этот, так называемый “диффузионный” режим реализуется в полях $B \ll B_{tr}$, где величина $B_{tr} = \hbar/2el^2$ называется транспортным полем.

В структурах с высокой подвижностью оба эти условия не выполняются. Из-за длинных времён рассеяния произведение $\Omega\tau$ может даже превосходить единицу. Кроме того, величина транспортного поля в реальных экспериментах часто бывает меньше 1 мТ, что является очень узким диапазоном магнитных полей. Это означает, что движение частиц в таких системах скорее баллистическое, а не диффузионное. Поэтому ранее разработанные теории не всегда позволяют описать экспериментальные данные — см. [10].

В § 3.1 построена теория слабой локализации для систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием, которая верна как в баллистическом, так и в диффузионном режимах. Зависимость проводимости от магнитного поля рассчитана для произвольных величин B/B_{tr} и $\Omega\tau$, что открывает возможность описывать эксперименты по измерению аномального магнитосопротивления и извлекать спин-орбитальные и кинетические параметры двумерных систем с высокой подвижностью.

Результаты расчёта аномального магнитосопротивления, обусловленного слабой локализацией в электронной системе с изотропным спиновым расщеплением $2\hbar\Omega$, представлены на Рис. 4. Видно, что теория описывает системы, в которых минимум магнитопроводимости находится при $B_{min} \geq B_{tr}$, что имеет место в экспериментах на структурах с высокой подвижностью [10]. В больших полях поправка к проводимости при всех конечных $\Omega\tau$ выходит на асимптотику

$$\sigma_{hf} = -0.25 \frac{e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{B_{tr}}{B}} .$$

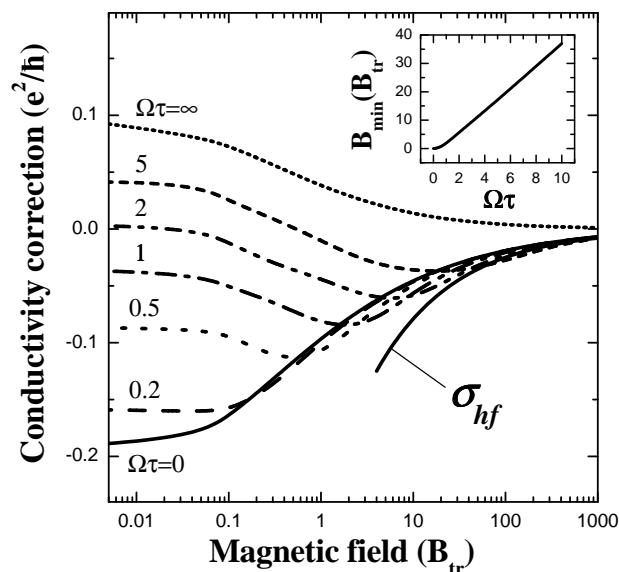


Рис. 4: Зависимость поправки к проводимости, обусловленной слабой локализацией, от магнитного поля для различной величины спин-орбитального расщепления. σ_{hf} — высокополевая асимптотика. На вставке представлены положения минимумов магнитопроводимости.

Эта предельная зависимость одинакова для всех $\Omega\tau$, поскольку при $l_B \ll l/\Omega\tau$ спин не успевает повернуться на значительный угол за время нахождения электрона на характерной траектории.

В § 3.2 построена теория слабой локализации для систем, где есть одновременно оба типа асимметрии, VIA и SIA. Показано, что при совпадающих по модулю величинах α и β , магнитосопротивление отрицательно во всём диапазоне классически-слабых магнитных полей. Отдельно изучен вопрос о слабой локализации в системах с кубическим по \mathbf{k} спиновым расщеплением.

В § 3.3 развита теория слабой локализации для систем дырочного типа, где спин-орбитальное взаимодействие является сильным и формирует спектр валентной зоны. Продемонстрировано, что знак аномального магнитосопротивления определяется величиной концентрации двумерных дырок p . Рассчитаны времена спиновой релаксации дырок, определяющие величину интерференционной поправки к проводимости. Показано, что имеется различие в релаксации триплетного состояния интерферирующих частиц: для состояний с проекцией полного момента еди-

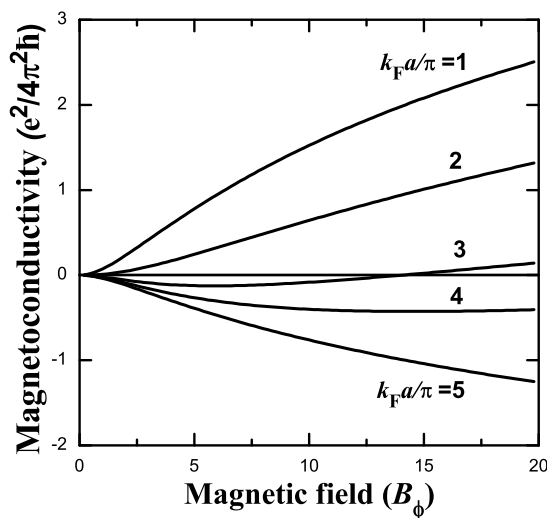


Рис. 5: Аномальное магнитосопротивление в квантовых ямах дырочного типа ширины a при различных концентрациях носителей $p = k_F^2/2\pi$. Магнитное поле измерено в единицах $B_\phi = \hbar\tau/(2el^2\tau_\phi)$, где τ и τ_ϕ — времена импульсной и фазовой релаксации.

ница темп релаксации $1/\tau_{\parallel} \sim p^2$, а для состояний с нулевой проекцией момента $1/\tau_{\perp} \sim p^3$. Отсюда видно, что при низкой концентрации дырочного газа спиновая релаксация малоэффективна, и аномальное магнитосопротивление отрицательно как в системах без спин-орбитального взаимодействия. С увеличением p триплетный вклад подавляется, что приводит к смене знака магнитопроводимости. Эти результаты продемонстрированы на Рис. 5.

Построенная теория для квантовых ям p -типа с двумя заполненными подзонами размерного квантования позволила продемонстрировать, что аномальное магнитосопротивление в таких системах определяется свойствами рассеивающего потенциала. Если он короткодействующий, то идёт эффективное межподзонное рассеяние, и магнитосопротивление определяется усреднёнными по обеим подзонам коэффициентом диффузии и темпом фазовой релаксации. Если же рассеяние происходит на плавном потенциале, то магнитопроводимость равна сумме двух независимых вкладов от каждой из подзон размерного квантования, причём нижняя подзона даёт отрицательный вклад, а верхняя — любого знака,

в зависимости от степени её заполнения.

Сравнение построенной теории с экспериментом проведено в § 3.4. Аномальное магнитосопротивление изучено в $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}$ квантовых ямах p -типа. Измеренная зависимость описана построенной теорией. Обработка экспериментальных данных позволила извлечь времена спиновой релаксации τ_{\parallel} и τ_{\perp} , а также время фазовой релаксации двумерных дырок.

Роль спиновой релаксации в наблюдаемом различными экспериментальными группами “переходе металл-изолятор” на образцах p -типа обсуждается в § 3.5. Показано, что переход от отрицательного к положительному температурному сопротивлению в актуальном диапазоне двумерных концентраций может быть в некоторых случаях описан переходом от слабой локализации к антилокализации, который обусловлен изменением времён спиновой релаксации τ_{\parallel} и τ_{\perp} .

Четвёртая глава посвящена анализу спиновых расщеплений в квантовых ямах, выращенных на основе алмазоподобных полупроводников. Задача интересна тем, что в таких системах отсутствует ВИА. Поэтому, если система макроскопически также симметрична (то есть отсутствует и SIA), в спектре должно присутствовать спиновое вырождение. В работе, однако, показано, что в симметричных Si/Ge квантовых ямах центр инверсии может отсутствовать. Причиной является анизотропия химических связей на интерфейсах (интерфейсно-инверсионная асимметрия, ИА). Отсутствие центра инверсии за счёт ИА связано с низкой (C_{2v}) симметрией одиночного интерфейса. Благодаря ИА возникает дополнительный линейный по k вклад в спиновое расщепление. В (001)-квантовых ямах он имеет вид (1).

В § 4.1 показано, что симметрия $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ структуры с квантовой ямой описывается одной из пяти точечных групп: D_{2d} или D_{2h} в случае двух идеальных интерфейсов соответственно с нечётным и чётным числом монослоёв между ними; C_{2v} — для пары из идеального и шероховатого интерфейсов; C_{4v} или D_{4h} для двух неидеальных интерфейсов с симметрией каждого C_{4v} — см. Рис. 6.

Две из упомянутых выше групп, D_{4h} и D_{2h} , содержат операцию про-

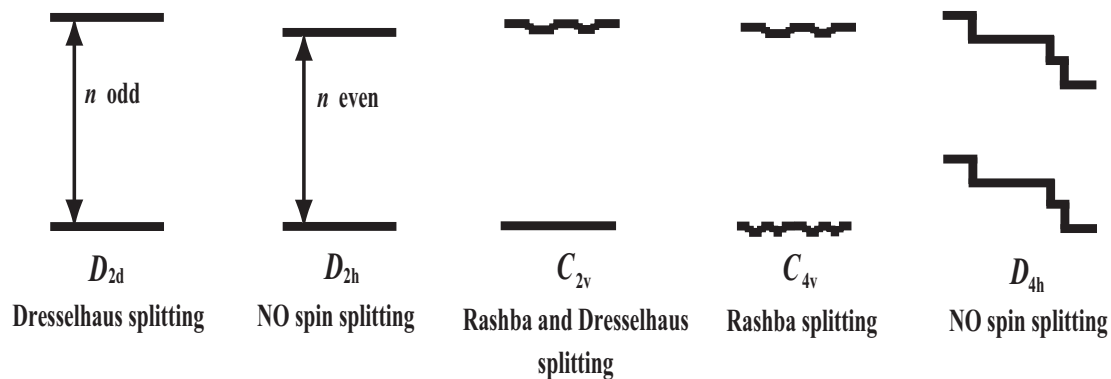


Рис. 6: Различные профили интерфейсов и симметрии квантовых ям, выращенных в направлении $[001]$, n – число моноатомных слоёв.

странственной инверсии, и поэтому спиновое расщепление электронных состояний в этих случаях отсутствует. В трёх оставшихся группах спин-зависимые линейные по \mathbf{k} слагаемые в гамильтониане разрешены.

В $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ квантовых ямах с достаточно малым содержанием Ge в слое твёрдого раствора, выращенных вдоль направления $[001]$, нижняя зона проводимости расположена вблизи точки X зоны Бриллюэна. Рассматриваются электронные состояния, относящиеся к X_z -долине, поскольку из-за эффектов размерного квантования её дно лежит ниже, чем у X_x - и X_y -долин. Симметричный анализ размерно-квантованных электронных состояний основывается на том факте, что в точке X объёмные блоховские функции формируют проективные представления точечной группы D_{4h} , а все пять вышеупомянутых групп являются её подгруппами. Поэтому достаточно изучить симметрию этих пяти групп. В группе D_{2d} слагаемое, имеющее структуру взаимодействия Дрессельхауза (1), является единственным инвариантом, который можно построить из произведений $\hat{\sigma}_i k_j$. В группе C_{4v} , напротив, единственной инвариантной комбинацией является слагаемое рашбовского типа (2). Анализ показывает, что в группе C_{2v} инвариантами являются обе комбинации (1) и (2), то есть в гамильтониане есть как вклад Дрессельхауза, так и вклад Рашбы — см. Рис. 6.

В SiGe/Si квантовых ямах с высоким содержанием Ge нижняя зона проводимости расположена в точке L . Объёмные блоховские функции

формируют проективные представления точечной группы D_{3d} , которые p -эквивалентны обычным представлениям той же группы. В этом случае система координат x', y', z' связана с главной осью долины $z' \parallel [111]$ и осями в плоскости $x' \parallel [1\bar{1}0]$ (перпендикулярной одной из плоскостей зеркального отражения) и $y' \parallel [11\bar{2}]$. В (001)-квантовых ямах симметрии D_{2h} или D_{4h} пересечение этих точечных групп с D_{3d} есть C_{2h} , то есть содержит инверсию, так что спиновое вырождение сохраняется. С другой стороны, пересечение остальных трёх групп с D_{3d} есть C_s . В результате эффективный гамильтониан для электронов в L -долине в квантовых ямах симметрии D_{2d} , C_{2v} или C_{4v} содержит три линейно-независимых комбинации

$$\hat{\sigma}_{y'} k_{x'} , \quad \hat{\sigma}_{z'} k_{x'} , \quad \hat{\sigma}_{x'} k_{y'} ,$$

приводящих к спиновому расщеплению.

Кремний-германиевые гетероструктуры, выращенные в направлении $[111]$, имеют, в зависимости от чётности количества монослоёв, точечную симметрию D_{3d} или C_{3v} . Группа D_{3d} содержит операцию инверсии и сохраняет спиновое вырождение, в то время как в группе C_{3v} спиновое расщепление разрешено. Нижняя зона проводимости в (111)-SiGe/Si квантовых ямах расположена в точке L зоны Бриллюэна. Поскольку C_{3v} — подгруппа D_{3d} , актуальная симметрия есть C_{3v} , и инвариантная комбинация произведений $\hat{\sigma}_i k_j$ есть слагаемое Рашбы (2).

Показано, что интерфейсные спиновые расщепления приводят к спиновой релаксации. Отличие от традиционного механизма Дьяконова-Переля состоит в том, что хаотическое изменение направления вектора $\mathbf{\Omega}$ имеет место не в импульсном, а в координатном пространстве, то есть не требует частого рассеяния, а происходит при баллистическом движении вдоль гетерограниц. Продемонстрировано, что даже если симметрия SiGe гетероструктуры в целом D_{4h} , отсутствие центра инверсии внутри каждой конкретной интерфейсной области (см. Рис. 6) приводит к потере спиновой памяти.

В объёмном однородном образце Si два состояния в долинах X_z расположены в точках, \mathbf{k}_0 и $-\mathbf{k}_0$, на оси $[001]$ в первой зоне Бриллюэна. Точечная симметрия Si/SiGe (001)-квантовой ямы понижена по сравне-

нию с объёмным образцом, что приводит к смешиванию четырёх блоховских состояний, относящихся к долинам \mathbf{k}_0 и $-\mathbf{k}_0$. При отражении от гетероинтерфейса происходит долинно-орбитальное смешивание: электрон с волновым вектором $\mathbf{k}_1 \approx \mathbf{k}_0$ отражается не только в состояние $\mathbf{k}_2 = 2\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1$ в той же долине, но и в состояние во второй долине, имеющее волновой вектор $-\mathbf{k}_1 \approx -\mathbf{k}_0$. В результате отражённая волна является суперпозицией двух волн с разностью фаз, зависящей от расстояния z от интерфейса как $2k_0z$. При наличии второго интерфейса, то есть в квантовой яме, выращенной вдоль направления $[001]$, размерно-квантованное электронное состояние представляет собой стоячую волну, сформированную в результате многократного отражения четырёх волн $\pm\mathbf{k}_0 \pm (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_0)$ от обоих гетероинтерфейсов.

Спиновое расщепление зоны проводимости напрямую связано с зависимостью от спина электронного отражения при наклонном падении на интерфейс. Спин-зависимое отражение электронной волны от интерфейса состоит, как и спин-независимое, из внутри- и междолинного вкладов. Последний должен осциллировать как функция ширины квантовой ямы a . Поэтому интерфейсное спиновое расщепление Δ_{spin} содержит осциллирующий с a вклад, который добавляется к плавному внутридолинному вкладу. Соотношение между ними может быть получено микроскопическими методами.

В § 4.2 методом сильной связи проведён численный расчёт спинового расщепления, обусловленного интерфейсной асимметрией. Показано, что в характерных SiGe квантовых ямах оно имеет порядок нескольких μeV , что по порядку величины совпадает с экспериментальными результатами [11]. В методе плавных огибающих получено выражение для постоянной спинового расщепления:

$$\beta_{\pm} = |\varphi(a/2)|^2 [A \pm B \cos(k_0a - \phi)]. \quad (15)$$

Здесь $\varphi(a/2)$ — значение огибающей волновой функции на интерфейсе квантовой ямы, A и B — параметры, описывающие соответственно внутри- и междолинный вклады в спиновое расщепление, а ϕ — некоторая фаза. Знаки плюс и минус соответствуют двум подзонам, сформированным из состояний в долинах \mathbf{k}_0 и $-\mathbf{k}_0$. Расчёты в методе силь-

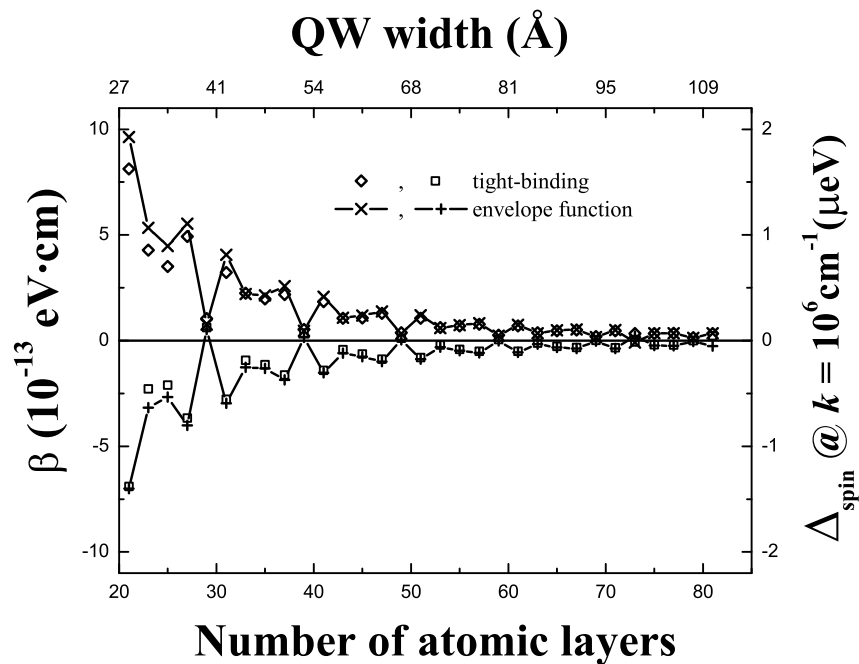


Рис. 7: Постоянная β и спиновое расщепление $\Delta_{spin} = 2\beta k$ для двух подзон, сформированных из состояний в долинах k_0 и $-k_0$, как функции ширины SiGe/Si/SiGe квантовой ямы, задаваемой числом моноатомных слоёв Si. Спиновое расщепление нижней подзоны показано ромбами (расчёт в методе сильной связи) и х-образными крестами (приближение плавных огибающих), а верхней подзоны — квадратами и обычными крестами.

ной связи, представленные на Рис. 7, показывают, что осциллирующая часть в спиновом расщеплении доминирует: для исследованной структуры $A \approx 0.15 B$.

Пятая глава посвящена циркулярному фотогальваническому и спин-гальваническому эффектам в квантовых ямах. В § 5.1 развита теория межзонного циркулярного фотогальванического эффекта. Он заключается в превращении углового момента фотона в направленное движение заряженных носителей, что приводит к появлению электрического тока при поглощении циркулярно-поляризованного света [6]. Фототок меняет своё направление на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации света. Микроскопически циркулярный фототок появляется благодаря спин-орбитальному взаимодействию.

В двумерных системах к циркулярному фотогальваническому эффекту приводят оба типа спин-орбитального взаимодействия — и Раш-

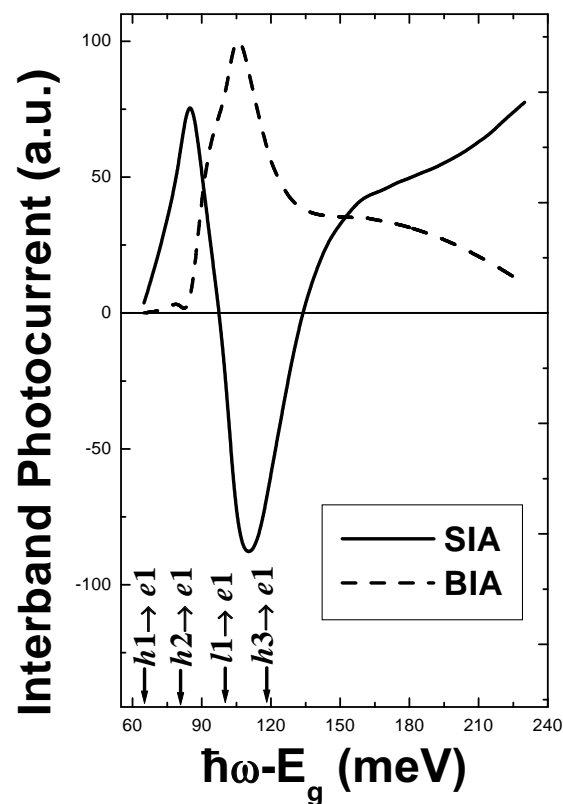


Рис. 8: Спектры возбуждения межзонного циркулярного фототока, вызванного SIA (сплошная кривая) и BIA (пунктир) в квантовой яме шириной 100 Å. Стрелками показаны рассчитанные пороги поглощения для четырёх оптических переходов.

бы, и Дрессельхауза. Разобраны случаи доминирования SIA и BIA и показано, что они приводят к различным фототокам в квантовых ямах. Их спектры возбуждения имеют абсолютно разную форму во всём изученном диапазоне частот. Рассчитан циркулярный фототок, возникающий при прямых оптических переходах из четырёх верхних дырочных в основную электронную подзону размерного квантования. Продемонстрировано, что на пороге поглощения спектры возбуждения фототока $j(\hbar\omega)$, вызванные BIA и SIA, имеют вид

$$j_{\text{BIA}} \propto (\hbar\omega - E_g^{\text{QW}})^2, \quad j_{\text{SIA}} \propto (\hbar\omega - E_g^{\text{QW}}). \quad (16)$$

Здесь E_g^{QW} — энергетическое расстояние между потолком подзоны $h1$

и дном подзоны $e1$.

Полный циркулярный фототок, обусловленный всеми четырьмя типами оптических переходов, представлен на Рис. 8. Стрелки обозначают энергии, при которых соответствующие переходы начинают идти. Видно, что циркулярный фототок, обусловленный ВИА, имеет спектральный максимум, тогда как в случае SIA вблизи той же точки в спектре имеется провал. Данная энергия фотона соответствует возбуждению носителей с $k \approx 2/a$, где a — ширина квантовой ямы. В этой точке энергетические дисперсии в $h1$ и $h2$ подзонах антипересекаются. Это приводит к трансформации дырочных волновых функций и, следовательно, к существенным изменениям в зависимости фототока от частоты возбуждения. Основной особенностью является то, что ВИА-фототок не меняет знак в данной полосе энергий, в то время как в SIA-случае он имеет знакопеременный спектр. Это различие открывает возможность определять симметрию структуры при помощи фотогальванических измерений. Данный рецепт был недавно применён при экспериментальном изучении межзонного циркулярного фотогальванического эффекта [12]. Было продемонстрировано, что спектр возбуждения фототока, обусловленного SIA, меняет знак в согласии с данными Рис. 8.

Спиновые расщепления Рашбы и Дрессельхауза определены в § 5.2 из анализа спин-гальванических измерений. Спин-гальванический эффект заключается в появлении электрического тока в системе спин-поляризованных носителей. Если каким-либо образом, оптически или инжекцией из магнитного материала, в полупроводниковой двумерной системе создана неравновесная спиновая поляризация, то в процессе её релаксации возникает ток [13]. Он определяется спиновыми расщеплениями Рашбы и Дрессельхауза, причём, благодаря тому, что они приводят к разным угловым распределениям тока в квантовой яме, возможно разделение этих вкладов. Поэтому измерения величины спин-гальванического тока в различных кристаллографических направлениях позволяют напрямую определить спиновые расщепления из эксперимента.

В работе неравновесный электронный спин создавался следующим

образом: циркулярно-поляризованный свет падал нормально на плоскость структуры, вызывая не прямые переходы электронов в нижней подзоне размерного квантования изучавшихся образцов n -типа. Это приводило к монополярной спиновой ориентации в направлении роста z . Лежащее в плоскости магнитное поле ($B = 1$ Т) вращало спин, что приводило к неравновесной спиновой поляризации в плоскости образца.

Угол между магнитным полем и средним спином, вообще говоря, зависит от деталей процесса спиновой релаксации. Поэтому ею, а точнее, её анизотропией в плоскости структуры, определяется и спин-гальванический ток. Для отношения токов, текущих вдоль главных осей группы C_{2v} $x' \parallel [1\bar{1}0]$ и $y' \parallel [110]$, при $\mathbf{B} \parallel [100]$ получено следующее выражение:

$$\frac{j_{x'}}{j_{y'}} = \frac{\alpha - \beta}{\alpha + \beta} \cdot \frac{\tau_+}{\tau_-}.$$

Если доминирует механизм спиновой релаксации Эллиота-Яфета, то, поскольку он изотропен ($\tau_+ = \tau_-$), мы получаем:

$$\frac{j_{x'}}{j_{y'}} = \frac{\alpha - \beta}{\alpha + \beta}. \quad (17)$$

Если же доминирует механизм Дьяконова-Переля, то с учётом (12) имеем другое соотношение:

$$\frac{j_{x'}}{j_{y'}} = \left(\frac{\alpha - \beta}{\alpha + \beta} \right)^3. \quad (18)$$

Различие явно видно когда, например, постоянная Дрессельхауза β много меньше, чем α . При этом SGE-ток направлен под небольшим углом θ к $\mathbf{B} \parallel [100]$. При механизме Дьяконова-Переля этот угол определяется из соотношения $\operatorname{tg}\theta \approx 3\beta/\alpha$, в то время как при механизме Эллиота-Яфета $\operatorname{tg}\theta \approx \beta/\alpha$.

В изученной в работе InAs/AlGaSb структуре доминирует механизм Эллиота-Яфета, который является в плоскости изотропным. Поэтому из измерений углового распределения спин-гальванического тока с помощью (17) было определено отношение $\alpha/\beta = 2.15$. Этот результат согласуется с данными по отношению вкладов Рашбы и Дрессельхауза,

полученными в экспериментах по комбинационному рассеянию [14] и из магнитотранспортных исследований [9, 15].

Метод также использовался для квантовых ям на основе GaAs [16], где доминирует анизотропный механизм спиновой релаксации Дьяконова-Переля. Экспериментальные данные описывались с помощью формул (18), учитывающих анизотропию спиновой ориентации фотоносителей в плоскости структуры. Отношение α/β менялось от 1.5 до 7.6 в зависимости от ширины квантовой ямы и степени её асимметрии.

Основные результаты работы

1. Теоретически предсказана и обнаружена анизотропия спиновой релаксации электронов в плоскости полупроводниковых гетероструктур.
2. Рассчитаны времена спиновой релаксации при спин-зависимом рассеянии в двумерных гетероструктурах.
3. Построена теория слабой локализации для гетероструктур дырочного типа. Продемонстрирована смена знака слабополевого магнитосопротивления при увеличении концентрации носителей.
4. Рассчитано аномальное магнитосопротивление квантовых ям n -типа при произвольном соотношении между спиновым расщеплением и временем релаксации импульса во всём диапазоне классически-слабых полей.
5. Предсказано и исследовано новое явление – спиновое расщепление в симметричных квантовых ямах, выращенных из алмазоподобных полупроводников.
6. Построена теория циркулярного фотогальванического эффекта для межзонных оптических переходов в квантовых ямах.

7. Продемонстрировано, что анизотропия спиновой релаксации определяет величину и направление тока, обусловленного спин-гальваническим эффектом.

Список публикаций по теме диссертации:

- [A1]. N.S. Averkiev, L.E. Golub, Giant spin relaxation anisotropy in zinc-blende heterostructures // *Phys. Rev. B* **60**, 15582 (1999).
- [A2]. L.E. Golub, N.S. Averkiev, M. Willander, Electron spin relaxation in zinc-blende heterostructures // *Nanotechnology* **11**, 215 (2000).
- [A3]. N.S. Averkiev, L.E. Golub, M. Willander, Spin relaxation in asymmetrical quantum wells // *ФТП* **36**, 91 (2002).
- [A4]. N.S. Averkiev, L.E. Golub, M. Willander, Spin relaxation anisotropy in two-dimensional systems // *J. Phys. Cond. Matter* **14**, R271 (2002).
- [A5]. N.S. Averkiev, L.E. Golub, A.S. Gurevich, V.P. Evtikhiev, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, A.S. Shkolnik, Yu.P. Efimov, Spin-relaxation anisotropy in asymmetrical (001) $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum wells from Hanle-effect measurements: Relative strengths of Rashba and Dresselhaus spin-orbit coupling // *Phys. Rev. B* **73**, 033305 (2006).
- [A6]. L.E. Golub, Weak antilocalization in high-mobility two-dimensional systems // *Phys. Rev. B* **71**, 235310 (2005).
- [A7]. М.М. Глазов, Л.Е. Голуб, Недиффузионная слабая локализация в двумерных системах со спин-орбитальным расщеплением спектра // *ФТП* **40**, 1241 (2006).
- [A8]. Н.С. Аверкиев, Л.Е. Голуб, Г.Е. Пикус, Слабая локализация в полупроводниковых структурах с сильным спин-орбитальным взаимодействием // *ЖЭТФ* **113**, 1429 (1998).
- [A9]. N.S. Averkiev, L.E. Golub, G.E. Pikus, Anomalous magnetoresistance in *p*-type quantum wells // *Solid State Commun.* **107**, 757 (1998).

- [A10]. N.S. Averkiev, L.E. Golub, G.E. Pikus, Anomalous magnetoresistance in multy-level quantum wells // Acta Physica Polonica A **94**, 229 (1998).
- [A11]. Н.С. Аверкиев, Л.Е. Голуб, Г.Е. Пикус, Слабая локализация в квантовых ямах *p*-типа // ФТП **32**, 1219 (1998).
- [A12]. S. Pedersen, C.B. Sørensen, A. Kristensen, P.E. Lindelof, L.E. Golub, N.S. Averkiev, Weak localization in AlGaAs/GaAs *p*-type quantum wells // Phys. Rev. B **60**, 4880 (1999).
- [A13]. L.E. Golub, S. Pedersen, Spin-orbit interaction and the metal-insulator transition observed in two-dimensional hole systems // Phys. Rev. B **65**, 245311 (2002).
- [A14]. L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Spin splitting in symmetrical SiGe quantum wells // Phys. Rev. B **69**, 115333 (2004).
- [A15]. M.O. Nestoklon, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Spin and valley-orbit splittings in SiGe/Si heterostructures // Phys. Rev. B **73**, 235334 (2006).
- [A16]. L.E. Golub, Spin-splitting-induced photogalvanic effect in quantum wells // Phys. Rev. B **67**, 235320 (2003).
- [A17]. L.E. Golub, Spin splitting induced circular photocurrent in quantum wells // Physica E **17**, 342 (2003).
- [A18]. V.V. Bel'kov, S.D. Ganichev, P. Schneider, C. Back, M. Oestereich, J. Rudolph, D. Haegele, L.E. Golub, W. Wegscheider, W. Prettl, Circular photogalvanic effect at inter-band excitation in semiconductor quantum wells // Solid State Commun. **128**, 283 (2003).
- [A19]. S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, P. Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. De Boeck, G. Borghs, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl, Experimental separation of Rashba and

Dresselhaus spin-splittings in semiconductor quantum wells // Phys. Rev. Lett. **92**, 256601 (2004).

Список литературы

- [1] В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Наука, М., 1989.
- [2] *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, eds. D.D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth, in the series *Nanoscience and Technology*, eds. K. von Klitzing, H. Sakaki, and R. Wiesendanger, Springer, Berlin, 2002.
- [3] *Оптическая ориентация*, под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера, Наука, Л., 1989.
- [4] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, Новый фотогальванический эффект в гиротропных кристаллах // Письма в ЖЭТФ **27**, 640 (1978).
- [5] Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, В.А. Шалыгин, А.В. Штурбин, Оптическая активность в теллуре, индуцированная током // Письма в ЖЭТФ **29**, 485 (1979).
- [6] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus, *Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena*, Springer, Berlin, 1997.
- [7] А.Г. Аронов, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус, Спиновая поляризация электронов электрическим током // ЖЭТФ **100**, 973 (1991).
- [8] A.V. Chaplik, M.V. Entin, L.I. Magarill, Spin orientation of electrons by lateral electric field in 2D system without inversion symmetry // Phys. E **13**, 744 (2002).
- [9] W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak, E. Litwin-Staszevska, D. Bertho, F. Kobbi, J.L. Robert, G.E. Pikus, F.G. Pikus, S.V. Iordanskii, V. Moser, K. Zekentes, Yu.B. Lyanda-Geller, Weak antilocalization and spin precession in quantum wells // Phys. Rev. B **53**, 3912 (1996).

- [10] S. A. Studenikin, P. T. Coleridge, N. Ahmed, P. J. Poole, A. Sachrajda, Experimental study of weak antilocalization effects in a high-mobility $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ quantum well // *Phys. Rev. B* **68**, 035317 (2003).
- [11] Z. Wilamowski, W. Jantsch, H. Malissa, U. Rössler, Evidence and evaluation of the Bychkov-Rashba effect in $\text{SiGe}/\text{Si}/\text{SiGe}$ quantum wells // *Phys. Rev. B* **66**, 195315 (2002).
- [12] C.L. Yang, H.T. He, Lu Ding, L.J. Cui, Y.P. Zeng, J.N. Wang, W.K. Ge, Spectral dependence of spin photocurrent and current-induced spin polarization in an $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. Lett.* **96**, 186605 (2006).
- [13] S.D. Ganichev E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl, Spin-galvanic effect // *Nature* **417**, 153 (2002).
- [14] B. Jusserand, D. Richards, G. Allan, C. Priester, B. Etienne, Spin orientation at semiconductor heterointerfaces // *Phys. Rev. B* **51**, 4707 (1995).
- [15] J.B. Miller, D.M. Zumbühl, C.M. Marcus, Y.B. Lyanda-Geller, D. Goldhaber-Gordon, K. Campman, A.C. Gossard, Gate-controlled spin-orbit quantum interference effects in lateral transport // *Phys. Rev. Lett.* **90**, 076807 (2003).
- [16] С.Д. Ганичев, Экспериментальное разделение спинового расщепления Рашбы и Дрессельхауза в полупроводниковых квантовых структурах с помощью спиновых фототоков, возбужденных ТГц излучением // Материалы X симпозиума “Нанофизика и нанoeлектроника” (Н.Новгород, 2006), с. 78.