

Учреждение Российской академии наук
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф. ИОФФЕ

На правах рукописи

ТАРАСЕНКО Сергей Анатольевич

**СПИНОВЫЕ И ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ
ЭФФЕКТЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ**

Специальность:

01.04.10 - физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2008

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

Официальные оппоненты:

академик РАН, доктор физико-математических наук, профессор
Кобаев Юрий Васильевич (ФИАН им. П.Н. Лебедева)

доктор физико-математических наук, профессор
Зегря Георгий Георгиевич (ФТИ им. А.Ф. Иоффе)

доктор физико-математических наук, профессор
Фирсов Дмитрий Анатольевич (СПбГПУ)

Ведущая организация: Институт физики полупроводников СО РАН

Защита состоится "22" января 2009 г. в 10 часов на заседании
диссертационного совета Д 002.205.02 при ФТИ им. А.Ф. Иоффе по
адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института.

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

Автореферат разослан " " 2008 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук,
профессор

Л.М. Сорокин

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Физика полупроводниковых гетероструктур является в настоящее время наиболее актуальной и широко исследуемой областью физики полупроводников. Благодаря успехам технологии, прежде всего методов молекулярно-лучевой эпитаксии и литографии высокого разрешения, существует возможность формирования гетероструктур с заданными параметрами и свойствами, в том числе объектов наномасштаба (наноструктур). В наноструктурах движение свободных носителей заряда ограничено в одном или нескольких направлениях, что приводит к эффектам размерного квантования, кардинально изменяющим энергетические спектры носителей заряда, фононов и других квазичастиц. Важную роль в наноструктурах играют гетерограницы, поскольку в системах малого размера отношение площади поверхности к внутреннему объему структуры является большим. Наличие гетерограниц приводит к понижению пространственной симметрии наноструктур по сравнению с объемными материалами [1]. Это существенным образом отражается на оптических и транспортных свойствах, а также приводит к возникновению целого класса новых физических явлений, которые невозможны в объемных материалах.

В последнее время в физике полупроводниковых гетероструктур большой интерес вызывают спиновые явления. Значительные усилия сосредоточены на изучении характера спин-орбитального взаимодействия и спиновой динамики носителей заряда, разработке эффективных методов создания и детектирования спиновой ориентации электронов и дырок, а также на исследовании оптических и транспортных эффектов, обусловленных спин-орбитальным взаимодействием. Такое внимание связано как с фундаментальным интересом к физике спиновых явлений, самой по себе глубокой и многогранной, так и с перспективой использования спиновых эффектов в различных приложениях. Успехи в области оптической ориентации [2], инъекции поляризованных по спину носителей заряда из магнитных материалов в полупроводниковые структуры [3], управления спиновой поляризацией внешними воздействиями и изучения спиновых явлений в гетероструктурах

создают базу для разработки твердотельных электронных устройств, использующих дополнительную степень свободы — спин.

Спиновая динамика свободных носителей заряда определяется тонкой структурой их энергетического спектра, которая зависит от симметрии наноструктур и может управляться внешними электрическими и магнитными полями, деформацией и т.д., поэтому исследование симметричных свойств низкоразмерных систем является в настоящее время актуальной задачей. Мощным инструментом характеристики полупроводниковых структур является фотогальваника [4, 5]. На микроскопическом уровне фотогальванические эффекты обусловлены асимметрией элементарных процессов поглощения света или последующей релаксации фотовозбужденных носителей. Поэтому исследование таких эффектов дает надежный инструмент для изучения симметрии гетероструктур, а также позволяет получать информацию о кинетических параметрах носителей заряда, таких как времена импульсной, энергетической и спиновой релаксации, характере спин-орбитального взаимодействия и механизмах рассеяния. Детальное исследование взаимодействия подвижных носителей заряда со светом стимулирует дальнейшее развитие приборов оптоэлектроники.

Целью работы является выявление и исследование новых микроскопических механизмов спиновой ориентации свободных носителей заряда, новых фотогальванических эффектов в полупроводниковых гетероструктурах.

Научная новизна и практическая значимость работы состоит в обнаружении и описании ряда новых физических явлений: спин-зависимого туннелирования, обусловленного спин-орбитальным расщеплением энергетического спектра, генерации чисто спиновых фототоков без переноса заряда, монополярной оптической ориентации электронного газа, оптической ориентации спинов свободных носителей линейно поляризованным светом, циркулярного эффекта увлечения электронов фотонами. Полученные результаты позволили разработать методы характеристики наноструктур.

Основные научные положения, выносимые на защиту:

1. Вероятность туннелирования электронов через потенциальные барьеры на основе нецентросимметричных полупроводников зависит от ориентации электронных спинов даже в отсутствие магнитного поля.
2. Туннелирование ориентированных по спину электронов через полупроводниковый барьер без центра инверсии сопровождается появлением электрического тока в плоскости интерфейсов. Направление тока определяется ориентацией электронных спинов относительно кристаллографических осей.
3. Поглощение линейно поляризованного света в полупроводниковых квантовых ямах вызывает спиновый ток, при котором носители заряда с противоположными спинами двигаются в противоположные стороны.
4. Внутризонное поглощение циркулярно поляризованного света в объемных полупроводниках и полупроводниковых квантовых ямах n -типа приводит к спиновой ориентации электронов.
5. Оптическая ориентация свободных носителей заряда в квантовых ямах со спин-орбитальным расщеплением подзон размерного квантования может быть осуществлена линейно поляризованным светом.
6. Фототок, возникающий в полупроводниковых квантовых ямах при возбуждении циркулярно поляризованным светом, содержит вклад, обусловленный одновременной передачей импульса и углового момента фотонов электронам (циркулярный эффект увлечения электронов фотонами).
7. Асимметрия процессов рассеяния свободных носителей заряда на фононах и статических дефектах в нецентросимметричных квантовых ямах во внешнем магнитном поле приводит к зависящей от поляризации света фотоэдс.

Апробация работы. Результаты исследований, вошедших в диссертацию, докладывались на 26 и 28 Международных конференциях по физике полупроводников (Эдинбург, Шотландия, 2002, Вена, Австрия, 2006), VI – VIII Российских конференциях по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2003, Звенигород, 2005, Екатеринбург, 2007), 11 – 15 Международных симпозиумах “Наноструктуры: физика и технология” (Санкт-Петербург, 2003 – 2006, Новосибирск, 2007), 20 и 22 Международных конференциях Отделения физики твердого тела Европейского физического общества (Прага, Чехия, 2004, Рим, Италия, 2008), II – IV Международных конференциях по физике и приложениям спин-зависимых явлений в полупроводниках (Вюрцбург, Германия, 2002, Санта-Барбара, США, 2004, Сендай, Япония, 2006), II и III Международных конференциях по спиновым явлениям “Spin-tech” (Брюгге, Бельгия, 2003, Аваджи, Япония, 2005), Совещании “Нанофотоника” (Н. Новгород, 2004), Международных симпозиумах по основам электронных наносистем (Санкт-Петербург, 2006, 2008), Международном совещании по спиновым явлениям в низкоразмерных системах (Регенсбург, Германия, 2005), Совещании “Спин-зависимые явления в твердых телах и спинтроника” (Санкт-Петербург, 2006), Международной зимней школе по физике полупроводников (Зеленогорск, 2007), Украинской научной конференции по физике полупроводников (Одесса, Украина, 2007), 17 Международной конференции по электронным свойствам двумерных систем (Генуя, Италия, 2007), 9 Международной конференции по межподзонным переходам в квантовых ямах (Эмблсайд, Великобритания, 2007), Московском международном симпозиуме по магнетизму (Москва, 2008). Результаты работы докладывались и обсуждались на семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Института радиоэлектроники РАН, Института физики полупроводников СО РАН, Санкт-Петербургского государственного университета, в университетах Регенсбурга, Вюрцбурга, Линца, Саутгемптона, Экзетера, научно-исследовательском центре Карлсруэ. Основное содержание диссертации опубликовано в 25 работах, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, шести глав, Заключения, Приложения и списка литературы. Объем диссертации составляет 217 страницы, включая 29 рисунков и одну таблицу. Список литературы содержит 211 наименований.

Содержание работы

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

Первая глава посвящена исследованию туннельного прохождения электронов через потенциальные барьеры, выращенные из полупроводниковых соединений без центра инверсии. Показано, что прозрачность таких структур зависит от ориентации электронных спинов даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Интерес к физике спин-зависимых туннельных явлений связан, в первую очередь, с исследованием инжекции ориентированных по спину носителей заряда в полупроводниковые структуры, обзор работ по этой теме представлен в § 1.1.

В § 1.2 рассмотрено туннелирование электронов через одиночный барьер, выращенный из полупроводника с решеткой цинковой обманки вдоль кристаллографического направления $[001]$, и показано, что такой процесс является спин-зависимым. Микроскопическая природа данного эффекта связана с кубическим по волновому вектору \mathbf{k} спин-орбитальным расщеплением электронных состояний в барьере, которое описывается гамильтонианом Дрессельхауза. Основной вклад в этот гамильтониан в случае, когда кинетическая энергия налетающих частиц гораздо меньше высоты барьера, определяется выражением

$$\hat{H}_D = \gamma (\hat{\sigma}_x k_x - \hat{\sigma}_y k_y) \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (1)$$

где γ — параметр, характеризующий силу спин-орбитального взаимодействия, $\hat{\sigma}_\alpha$ ($\alpha = x, y$) — матрицы Паули, $x \parallel [100]$, $y \parallel [010]$, $z \parallel [001]$ — кубические оси кристалла. Выражение (1) содержит вторую производную по координате z и поэтому может

рассматриваться как спин-зависимая поправка к эффективной массе электронов вдоль оси роста структуры. Поскольку вероятность туннелирования частиц сквозь барьер определяется в том числе и их массой, такая поправка приводит к зависимости прозрачности барьера от направления электронных спинов.

Гамильтониан (1) диагонализуется спинорами, которые соответствуют частицам с противоположными спинами \mathbf{s}_+ и \mathbf{s}_- , туннелирующим через барьер с наибольшей и наименьшей вероятностью. Пространственные ориентации электронных спинов \mathbf{s}_+ и \mathbf{s}_- зависят от направления волнового вектора и определяются выражением

$$\mathbf{s}_{\pm} = \mp \frac{1}{2} (k_x/k_{\parallel}, -k_y/k_{\parallel}, 0), \quad (2)$$

где $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y)$ — компонента волнового вектора в плоскости интерфейсов, которая сохраняется при баллистическом прохождении барьера. В частности, электронные спины в собственных состояниях \mathbf{s}_{\pm} ориентированы вдоль волнового вектора \mathbf{k}_{\parallel} , если \mathbf{k}_{\parallel} направлен по кубическим осям кристалла [100] или [010], и перпендикулярно волновому вектору \mathbf{k}_{\parallel} , если $\mathbf{k}_{\parallel} \parallel [1\bar{1}0]$ или $\mathbf{k}_{\parallel} \parallel [110]$ (см. рис. 1).

Расчет показывает, что коэффициенты прохождения частиц со спинами \mathbf{s}_{\pm} через одиночный прямоугольный барьер имеют вид

$$t_{\pm} = t_0 \exp\left(\pm \gamma \frac{m^* k_{\parallel}}{\hbar^2} q_0 b\right), \quad (3)$$

где $t_0 \propto \exp(-q_0 b)$ — коэффициент прохождения, вычисленный без учета спин-орбитального взаимодействия, m^* — эффективная масса электронов, b — толщина барьера, q_0 — обратная длина затухания электронной волновой функции в барьере.

На рис. 1 сплошными линиями построены зависимости поляризационных эффективностей туннельных структур

$$P = \frac{|t_+|^2 - |t_-|^2}{|t_+|^2 + |t_-|^2} = \text{th}\left(2\gamma \frac{m^* k_{\parallel}}{\hbar^2} q_0 b\right), \quad (4)$$

от $q_0 b$ для барьеров, выращенных из различных полупроводниковых соединений. Значения констант γ и эффективных масс m^* , использованные в расчете, взяты из работ [1, 6]. Штриховой линией

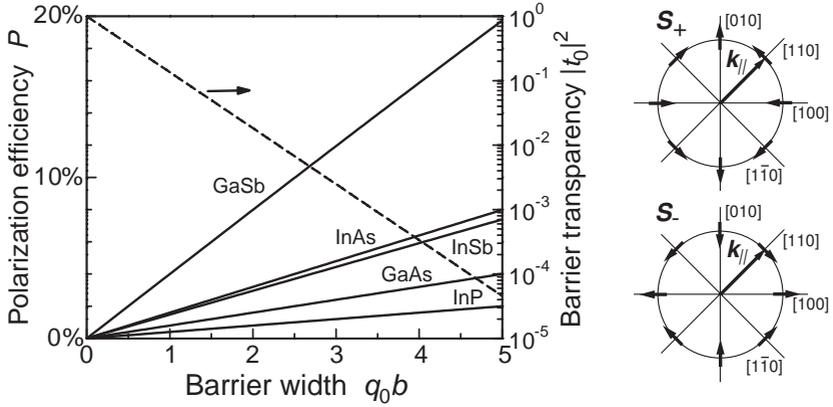


Рис. 1: Зависимость поляризационной эффективности от толщины барьера для туннельных структур на основе различных полупроводниковых соединений, $k_{\parallel} = 2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$. В правой части рисунка показаны зависимости ориентаций спинов s_+ и s_- от направления волнового вектора k_{\parallel} .

показана зависимость туннельной прозрачности структур $|t_0|^2$ от $q_0 b$. Результаты расчета свидетельствуют о том, что поляризационная эффективность может достигать нескольких процентов для разумных толщин барьеров. Таким образом, туннельные структуры могут найти применение в качестве спиновых фильтров (§ 1.3).

Эффект спин-зависимого туннелирования может быть использован и для детектирования спиновой ориентации носителей заряда, поскольку прохождение пучка поляризованных по спину частиц через туннельную структуру сопровождается появлением электрического тока в плоскости интерфейсов вблизи барьера (§ 1.4). Направление такого поверхностного тока определяется пространственной симметрией барьера и спиновой ориентацией электронов; в частности, ток меняет направление на противоположное при смене знака спиновой ориентации носителей.

Расчет показывает, что в случае спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауза зависимость компонент поверхностного тока от

ориентации электронных спинов определяется выражениями

$$j_x = -j S_x/S, \quad j_y = j S_y/S, \quad (5)$$

где S — средний спин налетающих частиц, j — величина поверхностного тока, которая для туннелирования электронов через одиночный прямоугольный барьер имеет вид

$$j = 8e\gamma \frac{m^* b q_0}{\hbar^2} \frac{\tau_p}{\hbar \langle 1/\varepsilon \rangle} \dot{N} S, \quad (6)$$

где e — заряд электрона, τ_p — время релаксации импульса носителей, $\langle 1/\varepsilon \rangle$ — среднее значение обратной кинетической энергии электронов, \dot{N} — поток частиц через барьер. Оценка по формуле (6) дает $j \sim 10^{-6}$ А/см для барьеров на основе соединения GaSb и $j \sim 10^{-7}$ А/см для барьеров GaAs с прозрачностью $|t_0|^2 = 10^{-5}$ и временем релаксации импульса в коллекторе $\tau_p = 10^{-12}$ с при туннельном токе $e\dot{N} = 1$ А/см² и $S = 0.1$.

Эффекты спин-зависимого туннелирования наиболее ярко проявляются в структурах резонансных туннельных диодов (§ 1.5). В этом случае протекание тока из эмиттера в коллектор происходит главным образом через резонансные уровни, которые формируются в квантовой яме, ограниченной барьерами. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению резонансных уровней по спину при отличном от нуля волновом векторе в плоскости интерфейсов, что приводит к зависимости прозрачности двухбарьерной структуры от ориентации электронных спинов. Как и структуры с одиночными барьерами, резонансные туннельные диоды могут быть использованы для инжекции и детектирования поляризованных по спину носителей заряда. Преимуществом таких систем является возможность управления положением резонансных уровней внешним электрическим полем.

Недавно при исследовании туннельного магнитосопротивления в структуре Fe/GaAs/Au была обнаружена анизотропная зависимость сопротивления от намагниченности слоя Fe в плоскости интерфейсов [7]. Модельный расчет инжекции электронов из Fe в Au через полупроводниковый барьер GaAs с учетом эффекта спин-зависимого туннелирования, развитого в этой главе, позволил авторам объяснить наблюдаемую в эксперименте анизотропию.

Во второй главе продемонстрирована возможность оптической инжекции спиновых токов в полупроводниковые структуры. Показано, что поглощение линейно поляризованного и даже неполяризованного света в квантовых ямах может приводить к тому, что носители заряда с противоположными спинами двигаются преимущественно в противоположных направлениях, а полный электрический ток не возникает. Такие чисто спиновые токи приводят к пространственному разделению частиц с противоположными спинами и, в частности, к накоплению поляризованных по спину носителей вблизи краев образца.

Спиновый ток описывается псевдотензором второго ранга, компоненты которого J_{β}^{α} отвечают потоку спинов, ориентированных вдоль оси α , в направлении β ; здесь α и β — декартовы координаты. Явный вид зависимостей компонент спинового фототока от поляризации света может быть установлен с использованием теории представлений групп. Такое феноменологическое описание для полупроводниковых структур различной пространственной симметрии представлено в § 2.2.

В § 2.3 построена микроскопическая теория эффекта генерации спиновых фототоков для межзонных оптических переходов в квантовых ямах. Показано, что в этом спектральном диапазоне существуют два основных механизма данного эффекта, относительные вклады которых зависят от кристаллографической ориентации структуры, частоты и поляризации света. Наиболее наглядно эти механизмы можно пояснить на примере оптических переходов из подзоны тяжелых дырок $hh1$ в электронную подзону $e1$ в квантовых ямах, выращенных вдоль $[110]$. Первый механизм связан с линейным по волновому вектору спин-орбитальным расщеплением подзон размерного квантования (рис. 2а). В структурах, выращенных вдоль $z' \parallel [110]$, эффективные гамильтонианы, описывающие состояния в зоне проводимости Γ_6 и в валентной зоне Γ_8 , содержат вклады $\propto \hat{\sigma}_{z'} k_{x'}$ и $\propto \hat{J}_{z'} k_{x'}$, где $\hat{J}_{z'}$ — матрица 4×4 , соответствующая моменту импульса $3/2$, $x' \parallel [1\bar{1}0]$ и $y' \parallel [00\bar{1}]$ — координаты в плоскости интерфейсов [1]. Такое взаимодействие приводит к расщеплению подзоны $e1$ на ветви с проекциями спина

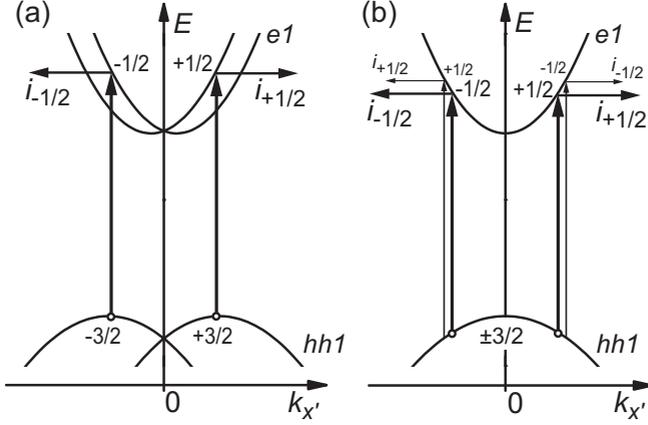


Рис. 2: Микроскопические механизмы возникновения компоненты спинного тока $J_{x'}^{z'}$ при межзонных оптических переходах под действием линейно поляризованного света в квантовых ямах, выращенных вдоль [110].

$s_{z'} = \pm 1/2$ и дырочной подзоны $hh1$ на ветви $\pm 3/2$. При возбуждении линейно поляризованным светом разрешенные оптические переходы $|+3/2\rangle \rightarrow |+1/2\rangle$ и $|-3/2\rangle \rightarrow |-1/2\rangle$ идут с одинаковой вероятностью [2]. Линейное по $k_{x'}$ расщепление подзон приводит к тому, что электроны с проекциями спина $s_{z'} = \pm 1/2$ рождаются с противоположными волновыми векторами $k_{x'}$ и двигаются в противоположные стороны, что соответствует чисто спиновому току.

Расчет показывает, что в условиях стационарного возбуждения рассмотренная выше компонента спинного тока в подзоне $e1$ имеет вид

$$J_{x'}^{z'} = \frac{\mu \tau_e}{2\hbar} \left(\frac{\gamma_{z'x'}^{(e1)}}{m_{hh,\parallel}} + \frac{\gamma_{z'x'}^{(hh1)}}{m^*} \right) \frac{\eta_{cv}}{\hbar\omega} I, \quad (7)$$

где τ_e — время релаксации спинного тока, совпадающее со временем релаксации импульса в отсутствие электрон-электронного рассеяния, $\mu = m_{hh,\parallel} m^* / (m_{hh,\parallel} + m^*)$ — приведенная масса, $m_{hh,\parallel}$ — масса тяжелой дырки в плоскости интерфейсов, $\gamma_{z'x'}^{(e1)}$ и $\gamma_{z'x'}^{(hh1)}$ — константы спин-орбитального расщепления подзон, η_{cv} — доля светового потока, поглощаемая в квантовой яме, I и ω — интенсивность и частота света.

Другой механизм генерации чисто спиновых фототоков связан с линейными по волновому вектору слагаемыми в матричных элементах оптических переходов. Такие слагаемые появляются при учете $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ подмешивания состояний удаленной зоны проводимости Γ_{15}^c к волновым функциям валентной зоны и зоны проводимости в кристаллах без центра инверсии [8]. С учетом $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ смешивания вероятности оптических переходов $|+3/2\rangle \rightarrow |+1/2\rangle$ и $|-3/2\rangle \rightarrow |-1/2\rangle$ различаются при $\mathbf{k} \neq 0$ даже в отсутствие спин-орбитального расщепления подзон, что проиллюстрировано на рис. 2b вертикальными линиями различной толщины. Такая спин-зависимая асимметрия фотовозбуждения приводит к спиновому току с компонентами

$$J_{x'}^{z'} = \beta(e_{y'}^2 - e_{x'}^2) \frac{\tau_e \varepsilon \eta_{cv}}{\hbar \hbar \omega} I, \quad J_{y'}^{z'} = \beta e_{x'} e_{y'} \frac{\tau_e \varepsilon \eta_{cv}}{\hbar \hbar \omega} I, \quad (8)$$

где β — параметр, зависящий от зонной структуры полупроводника, $\varepsilon = (\hbar\omega - E_g)\mu/m^*$ — кинетическая энергия электронов в момент генерации, E_g — эффективная ширина запрещенной зоны. В отличие от вклада (7), спиновый фототок (8) зависит от поляризации падающего света и не возникает при возбуждении неполяризованным светом, когда $\overline{e_x^2} = \overline{e_y^2} = 1/2$, $\overline{e_x e_y} = 0$. Сравнение вкладов (7) и (8) показывает, что в зависимости от величины $(\hbar\omega - E_g)$ эти вклады могут быть как сравнимы, так и один из них может преобладать над другим.

Пространственное разделение электронов с противоположными спинами, обусловленное чисто спиновым фототоком, наблюдалось при гелиевых температурах в структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs (110) в работе [9]. Было обнаружено, что оптическое возбуждение структур сфокусированным линейно поляризованным импульсом, при котором рождаются электроны с кинетической энергией $\varepsilon \approx 150$ meV, приводит к разделению электронов со спинами $s_{z'} = \pm 1/2$ на расстояние нескольких микрон вдоль направления $x' \parallel [1\bar{1}0]$. При этом знак спиновой поляризации меняется при переключении поляризации импульса накачки с $e \parallel x'$ на $e \parallel y'$. Обнаруженный эффект находится в согласии с развитой нами теорией и показывает, что для использованной в эксперименте частоты света поляризационно-зависимый вклад в спиновый фототок преобладает.

Чисто спиновые фототоки в квантовых ямах возникают не только при спин-зависимых межзонных оптических переходах, но и при межподзонном (§ 2.4) и внутриподзонном (§ 2.5) поглощении линейно поляризованного света в легированных структурах n -типа, которое обусловлено в основном оптическими переходами с сохранением спина. В последнем случае главный вклад в спиновый ток связан со спин-зависимым рассеянием электронов на фононах или примесях.

Спин-зависимая асимметрия электрон-фононного взаимодействия в квантовых ямах без центра инверсии приводит также к генерации чисто спинового тока в случае, когда электронный газ просто выведен из термодинамического равновесия с кристаллической решеткой (§ 2.7). В таком механизме спиновый ток возникает в результате энергетической релаксации электронов за счет неупругого рассеяния на фононах независимо от того, каким образом было нарушено термодинамическое равновесие между электронной и фононной подсистемами.

В § 2.8 показано, что наряду с чисто спиновыми токами в многодолинных полупроводниках поглощение света может приводить к возникновению “орбитально-долинных” токов. В случае чисто орбитально-долинных токов носители заряда в разных долинах полупроводника двигаются в различных направлениях так, что полный электрический ток отсутствует. Данный эффект рассмотрен на примере кремниевых квантово-размерных структур.

Оптическая накачка полупроводниковых структур может быть эффективно использована для создания спиновой поляризации свободных носителей заряда. Такое явление, обнаруженное в конце 60-х годов прошлого века и получившее название “оптическая ориентация”, хорошо изучено для межзонных переходов под действием циркулярно поляризованного света [2]. В **третьей главе** представлена теория оптической ориентации электронных спинов при внутризонных оптических переходах. Показано, что поглощение циркулярно поляризованного света с энергией фотона, малой по сравнению с шириной запрещенной зоны, также приводит к спиновой ориентации носителей заряда в структурах n -типа. Поскольку в фотовозбуждении участвует только

один тип носителей, электроны, такая монополярная оптическая ориентация может рассматриваться как оптический метод спиновой инжекции.

В § 3.2 рассмотрена оптическая ориентация электронного газа, обусловленная внутризонным поглощением циркулярно поляризованного света в объемных полупроводниках A_3B_5 . Поглощение света при не прямых переходах (поглощение Друде) возможно, если оно сопровождается процессами рассеяния электронов на фононах или статических дефектах, поскольку необходимо удовлетворить одновременно законам сохранения энергии и квазиимпульса. Теоретически такие переходы описываются по теории возмущений виртуальными процессами второго порядка с промежуточными состояниями. Основной вклад в поглощение света вносят процессы с промежуточными состояниями в зоне проводимости, однако они нечувствительны к знаку циркулярной поляризации света. Оптическая ориентация, вызванная внутризонным поглощением циркулярно поляризованного света, может быть получена, если рассмотреть виртуальные переходы с промежуточными состояниями в сложной валентной зоне и учесть ее спин-орбитальное расщепление. Такие процессы проиллюстрированы на рис. 3. При

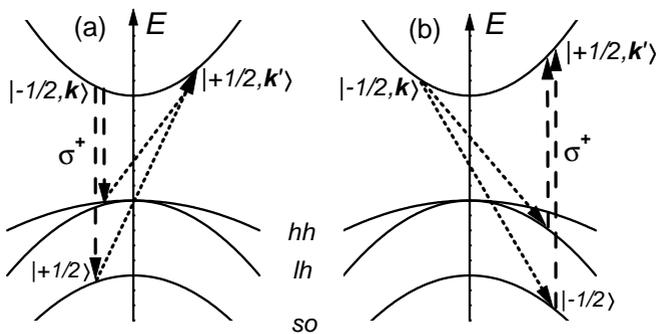


Рис. 3: Схематическое изображение механизма оптической ориентации при не прямых внутризонных переходах с промежуточными состояниями в валентной зоне. Штриховые и пунктирные кривые обозначают взаимодействие электрона со светом и электронное рассеяние.

возбуждении циркулярно поляризованным светом σ^+ электронные переходы с переворотом спина $|-1/2\rangle \rightarrow |+1/2\rangle$ идут через промежуточные состояния в подзоне легких и спин-орбитально отщепленных дырок, а обратные процессы $|+1/2\rangle \rightarrow |-1/2\rangle$ запрещены правилами отбора. Такая асимметрия приводит к спиновой ориентации электронного газа.

Расчет показывает, что скорость оптической генерации электронных спинов определяется выражением

$$\dot{S} \propto \frac{V_{cv}^2}{V_c^2} \frac{\Delta_{so}^2 IK(\omega) P_{circ}}{E_g(E_g + \Delta_{so})(3E_g + 2\Delta_{so})} \mathbf{L}, \quad (9)$$

где V_c и V_{cv} — матричные элементы внутризонного и межзонного рассеяния, Δ_{so} — энергия спин-орбитального расщепления валентной зоны, $K(\omega)$ — коэффициент поглощения, P_{circ} и \mathbf{L} — степень циркулярной поляризации и единичный вектор в направлении распространения света. Детальный расчет скорости генерации электронных спинов проведен методом спиновой матрицы плотности для внутризонных оптических переходов в объемных полупроводниках, а также для внутризонных переходов в квантовых ямах (§ 3.3) для случаев, когда поглощение света сопровождается рассеянием электронов на акустических фононах и на статических дефектах.

Возможность оптической ориентации электронов при внутризонном поглощении света была недавно подтверждена в экспериментах с объемными кристаллами n -InSb [10]. Эксперимент был проведен методом “pump-probe” с использованием циркулярно поляризованного импульса накачки дальнего инфракрасного диапазона от лазера на свободных электронах. Спиновая поляризация регистрировалась по эффекту Фарадея пробным линейно поляризованным импульсом с энергией кванта, соответствующей ширине запрещенной зоны. Наблюдаемая в эксперименте спиновая ориентация электронного газа, возникающая при внутризонном поглощении циркулярно поляризованного излучения, была объяснена с использованием теории монополярной оптической ориентации, представленной в данной главе.

В § 3.4 построена теория оптической ориентации двумерного электронного газа при резонансных оптических переходах между

подзонами размерного квантования. Данный эффект обусловлен $k \cdot p$ подмешиванием состояний сложной валентной зоны к волновым функциям зоны проводимости. В рамках такого приближения циркулярно поляризованное излучение в геометрии нормального падения вызывает межподзональные переходы с переворотом спина. Это приводит к появлению сонаправленного электронного спина вдоль оси роста структуры в обеих подзонах размерного квантования. При наклонном падении света оптическая ориентация электронных спинов в плоскости квантовой ямы обусловлена спин-зависимыми переходами с сохранением спина. В этом случае под действием циркулярно поляризованного света за счет компоненты вектора поляризации e_z идут интенсивные межподзональные переходы с сохранением спина. Однако интенсивности этих процессов различны для спинов, направленных вдоль и против направления распространения света в плоскости квантовой ямы. Такое различие приводит к перераспределению спина в плоскости квантовой ямы между подзонами, хотя полный спин в процессе фотовозбуждения сохраняется. Перераспределение спина между подзонами приводит к появлению среднего спина, если горячие электроны при энергетической релаксации теряют свою спиновую поляризацию.

В § 3.5 рассмотрен короткодействующий механизм спиновой релаксации Эллиота – Яфета, связанный с теми же межзональными константами электронного рассеяния, которые определяют спиновую ориентацию электронов при непрямых оптических переходах.

В четвертой главе показано, что оптическая ориентация свободных носителей заряда в полупроводниковых гетероструктурах может возникать и при поглощении линейно поляризованного света. Этот на первый взгляд неожиданный эффект обусловлен низкой симметрией гетероструктур и запрещен в объемных кубических полупроводниках.

В § 4.1 представлена феноменологическая теория оптической ориентации спинов линейно поляризованным светом. Показано, что в асимметричных квантовых ямах, выращенных вдоль [001], возбуждение линейно поляризованным светом в геометрии нормального падения приводит к спиновой ориентации носителей вдоль оси роста структуры.

При этом спиновая ориентация имеет противоположный знак для излучения, поляризованного вдоль осей $[100]$ и $[010]$. В квантовых ямах, выращенных вдоль $[110]$, ориентация спинов в плоскости квантовой ямы возможна даже при возбуждении неполяризованным светом.

Микроскопическая теория оптической ориентации электронных спинов линейно поляризованным светом для межзонных оптических переходов в квантовых ямах развита в § 4.2. Показано, что такая оптическая ориентация представляет собой двухступенчатый процесс, который включает асимметричное спин-зависимое фотовозбуждение, обусловленное правилами отбора, и спиновую прецессию в эффективном магнитном поле, индуцированном спин-орбитальным взаимодействием Рашбы или Дрессельхауза.

Спиновая ориентация электронов возникает и при межподзонном (§ 4.3) и внутриводзонном (§ 4.4) поглощении линейно поляризованного света в легированных квантовых ямах. Особенностью эффекта при резонансных межподзонных переходах является спектральная зависимость оптической ориентации, которая повторяет производную коэффициента поглощения света по частоте. При пересечении максимума поглощения происходит смена знака спиновой ориентации, т.е. направление электронного спина меняется на противоположное.

При внутриводзонном возбуждении двумерного электронного газа оптическая ориентация возникает главным образом за счет спин-зависимого рассеяния электронов на фононах или примесях [11], которое описывается линейными по волновому вектору слагаемыми в матричном элементе рассеяния

$$\hat{V}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} = V_0 + \sum_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} \hat{\sigma}_\alpha(k_\beta + k'_\beta), \quad (10)$$

где \mathbf{k} и \mathbf{k}' — начальный и конечный волновые вектора. За счет вклада $\propto \hat{\sigma}_x(k_x + k'_x)$, который присутствует в квантовых ямах (001) , электроны со спином $\pm 1/2$ на ось x , возбуждаемые светом со дна подзоны размерного квантования, переходят преимущественно в конечные состояния с противоположными волновыми векторами (см. рис. 4). Средняя спиновая поляризация электронов появляется в результате

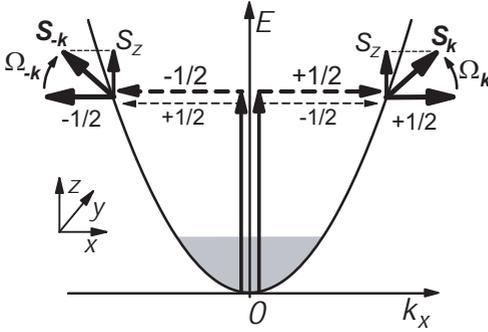


Рис. 4: Микроскопический механизм оптической ориентации электронных спинов линейно поляризованным излучением при внутриволновых оптических переходах.

нению спиновой компоненты S_z одного знака для всех фотовозбужденных электронов, т.е. к возникновению средней спиновой поляризации электронного газа.

Расчет показывает, что в квантовых ямах (001) скорость такой оптической ориентации спинов определяется выражением

$$\dot{S}_z = 2(e_x^2 - e_y^2) \left(\gamma_{xx} \frac{\langle V_{xy} V_0 \rangle}{\langle V_0^2 \rangle} - \gamma_{xy} \frac{\langle V_{xx} V_0 \rangle}{\langle V_0^2 \rangle} \right) \frac{m^* \tau_e}{\hbar^3} I \eta_{e1}. \quad (11)$$

где η_{e1} — доля светового потока, поглощаемая в квантовой яме при нормальном падении света, а угловые скобки обозначают усреднение по положениям примесей. Поляризация зависит от угла α между осью x и плоскостью поляризации света.

Анализ показывает, что спиновая ориентация электронов в гетероструктурах может возникать и при разогреве электронного газа по отношению к кристаллической решетке любым способом (§ 4.5). Такой эффект, названный термической ориентацией электронных спинов, обусловлен спин-зависимой асимметрией электрон-фононного

последующей прецессии спинов неравновесных носителей в эффективном магнитном поле, обусловленном спин-орбитальным взаимодействием. Ларморовская частота Ω_k эффективного магнитного поля является линейной функцией волнового вектора в квантовых ямах, $\Omega_{k,\alpha} = \sum_{\beta} \gamma_{\alpha\beta} k_{\beta}$, поэтому направления вращения спинов противоположны для частиц с положительными и отрицательными значениями k_x . В результате, такая прецессия приводит к появлению

взаимодействия, которое стремится восстановить термодинамическое равновесие между электронной и фононной подсистемами. Термическая ориентация электронных спинов возможна только в структурах достаточно низкой симметрии, в которых какая-либо компонента аксиального вектора является инвариантом. Данный эффект рассмотрен на примере асимметричных квантовых ям (110), в которых разогрев электронного газа приводит к спиновой поляризации носителей в плоскости интерфейсов вдоль направления $[1\bar{1}0]$.

Поглощение света подвижными носителями заряда в полупроводниках может приводить к появлению электрического тока даже в отсутствие внешнего смещения. Среди таких эффектов особое место занимает циркулярный фотогальванический эффект, в котором направление тока меняется на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации света. Данный эффект, впервые обнаруженный в объемном теллуре [12], в последнее время широко исследуется в квантовых ямах на основе полупроводников с решеткой цинковой обманки и алмаза [5]. В пятой главе представлена теория циркулярного фотогальванического эффекта, объясняющая возникновение тока при внутризонном поглощении света в квантовых ямах A_3B_5 и Si.

В квантовых ямах, выращенных из полупроводников с решеткой цинковой обманки вдоль $[001]$, фототок возникает только при наклонном падении света и может быть обусловлен как структурной асимметрией квантовой ямы, так и отсутствием центра инверсии в объемном материале. В структурах, выращенных вдоль менее симметричных направлений, таких как $[110]$ и $[113]$, эффект возможен и при нормальном падении света и в этой геометрии связан с отсутствием центра пространственной инверсии в кристалле.

Развитая в § 5.3 микроскопическая теория показывает, что циркулярный фотогальванический эффект при внутризонных оптических переходах возникает за счет квантовой интерференции различных вкладов в поглощение света. Как было отмечено в третьей главе, поглощение света свободными носителями заряда является непрямым процессом и описывается виртуальными оптическими переходами с промежу-

точными состояниями. При возбуждении циркулярно поляризованным светом процессы с промежуточными состояниями в разных подзонах размерного квантования складываются конструктивно для переходов в состояние с некоторым волновым вектором \mathbf{k} и деструктивно — для переходов в $-\mathbf{k}$. Это означает, что вероятности реальных оптических переходов в состояния \mathbf{k} и $-\mathbf{k}$ становятся различными, что и приводит к фототоку.

Механизм фотогальванического эффекта, обусловленный квантовой интерференцией виртуальных переходов с промежуточными состояниями в подзонах $e1$ и $e2$, вносит вклад и в фототок, возникающий в спектральном диапазоне межподзонного поглощения света, т. е. при $\hbar\omega \approx \varepsilon_{21}$. При приближении к межподзonnому резонансу фототок резко увеличивается, поскольку вклад от подзоны $e2$ возрастает.

Качественно другой механизм возникновения фототока связан с прямыми межподзонными оптическими переходами в квантовых ямах с линейным по волновому вектору спин-орбитальным расщеплением электронных подзон. При возбуждении циркулярно поляризованным светом, в соответствии с правилами отбора для межподзонных переходов, происходит различное заселение спиновых состояний. В присутствии линейного по \mathbf{k} спинового расщепления подзон законы сохранения энергии и квазиимпульса приводят к тому, что появляется асимметричное распределение носителей в обеих подзонах размерного квантования, и возникает электрический ток.

Экспериментально циркулярный фотогальванический эффект был обнаружен и исследован в различных квантовых ямах A_3B_5 n -типа в условиях внутривозонных и межподзонных оптических переходов. Развита теория описывает наблюдаемые в экспериментах зависимости фототока от частоты и угла падения света для структур различной симметрии. Оценки показывают, что интерференционный и спиновый механизмы вносят сравнимые вклады в фототок, возникающий при межподзонном поглощении света в квантовой ямах GaAs/AlGaAs в геометрии наклонного падения света.

В § 5.4 рассмотрен циркулярный фотогальванический эффект в

двумерных электронных каналах на поверхности кремния в структурах металл-диэлектрик-полупроводник (МДП). Показано, что в МДП структурах, сформированных на вицинальной поверхности, в которых плоскость канала повернута от кристаллографической плоскости (001) вокруг оси $x' \parallel [1\bar{1}0]$ на угол ϑ , фототок возникает даже при нормальном падении света. Такой эффект связан с анизотропией электронного спектра в долинах, обусловленной различием продольной m_{\parallel} и поперечной m_{\perp} эффективных масс.

Анализ показывает, что в кремниевых структурах фотогальванический эффект возникает за счет механизмов, связанных с квантовой интерференцией различных вкладов в поглощение света, поскольку спин-орбитальное взаимодействие в кремнии является слабым. Учет процессов с промежуточными состояниями в подзонах $e1$ и $e2$ приводит к следующему выражению для фототока, возникающего при внутриподзонных оптических переходах в МДП структурах с малым углом ϑ при нормальном падении света:

$$j_{x'} = e\tau_p \frac{m_{\parallel}}{m_{y'z'}} \frac{\langle V_{11} V_{12} \rangle}{\langle V_{11}^2 \rangle} \frac{\varepsilon_{21} z_{21} \omega \eta_{e1}}{\varepsilon_{21}^2 - (\hbar\omega)^2} L_{z'} IP_{circ}, \quad (12)$$

где $1/m_{y'z'} = (1/m_{\perp} - 1/m_{\parallel}) \cos \vartheta \sin \vartheta$, V_{11} и V_{12} — матричные элементы внутриподзонного и межподзонного рассеяния, z_{21} — матричный элемент координаты. При приближении к межподзонному резонансу фототок (12) возрастает и меняет направление на противоположное при изменении частоты света от $\hbar\omega < \varepsilon_{21}$ до $\hbar\omega > \varepsilon_{21}$. Детальная микроскопическая теория фотогальванического эффекта в этом спектральном диапазоне требует корректного учета уширения линии поглощения света.

Экспериментально циркулярный фотогальванический эффект в МДП структурах на вицинальной поверхности кремния наблюдался в терагерцовом диапазоне длин волн в широком диапазоне температур. Возбуждение структур циркулярно поляризованным излучением в геометрии нормального падения приводило к возникновению фототока, чувствительного к знаку циркулярной поляризации света, только вдоль x' . Это согласуется с феноменологическим описанием эффекта.

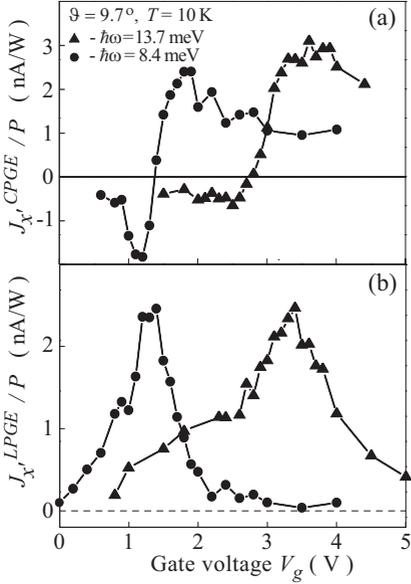


Рис. 5: Зависимости вкладов (а) циркулярного и (b) линейного фотогальванических эффектов в фототок от напряжения на затворе V_g для кремниевой МДП структуры.

При возбуждении структур линейно поляризованным излучением наблюдался фотоотклик, обусловленный линейным фотогальваническим эффектом [13]. На рис. 5 представлены зависимости вкладов циркулярного и линейного фотогальванических эффектов в фототок от напряжения на затворе V_g . Линейный фотогальванический эффект демонстрирует резонансное поведение: максимум фототока соответствует условию межподзонного резонанса $\hbar\omega \approx \varepsilon_{21}$, что было дополнительно проверено в экспериментах по фотопроводимости. Циркулярный фотогальванический эффект демонстрирует спектральную инверсию при пересечении межподзонного резонанса. Такое поведение соответствует представленной выше микроскопической теории. Наблюдаемая асимметрия величины фототока при $\hbar\omega < \varepsilon_{21}$ и $\hbar\omega > \varepsilon_{21}$ может быть объяснена зависимостью времени релаксации электронов по импульсу τ_p от энергии. Измеренная в эксперименте величина циркулярного фототока получается из выражения (12) для структуры с углом $\vartheta = 9.7^\circ$ и степени асимметрии $\langle V_{11}V_{12} \rangle / \langle V_{11}^2 \rangle = 10^{-2}$.

В § 5.5 описан циркулярный эффект увлечения электронов фотонами. Такой эффект обусловлен передачей и углового момента, и импульса фотонов электронной системе и также вносит вклад в фототок, меняющий направление на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации света. Поскольку эффект увлечения

возникает в более высоком порядке по волновому вектору фотона \mathbf{q} по сравнению с фотогальваническим эффектом, для его обнаружения необходимо использовать специальные геометрии экспериментов. Такие эксперименты были проведены на квантовых ямах GaAs/AlGaAs, выращенных вдоль $z' \parallel [110]$. В данной структуре зависимость фототока вдоль x' , чувствительного к знаку циркулярной поляризации света, от внешнего угла падения света θ_0 с точностью до линейных по $q_{x'}$ слагаемых описывается соотношением

$$j_{x'} \propto \chi \cos \theta t_p t_s P_{circ} + qD \sin^2 \theta t_p t_s P_{circ}, \quad (13)$$

где феноменологические параметры χ и D отвечают за циркулярный фотогальванический эффект и циркулярный эффект увлечения, θ — угол преломления света, $\sin \theta = \sin \theta_0 / n_\omega$, n_ω — коэффициент преломления, t_p и t_s — определяемые формулами Френеля амплитудные коэффициенты прохождения p и s компонент поля световой волны через поверхность полупроводника, $(x'z')$ — плоскость падения света.

На рис. 6 представлена зависимость циркулярного фототока от угла падения θ_0 для структуры GaAs/AlGaAs (110) n -типа при возбуждении инфракрасным излучением, вызывающим межподзонные переходы. С ростом угла падения света циркулярный фототок уменьшается и при угле $|\theta_0| \approx 50^\circ$ меняет знак. Такое поведение может быть объяснено

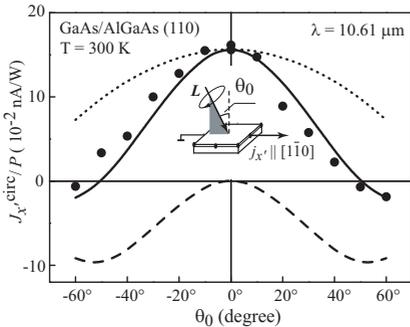


Рис. 6: Зависимость циркулярного фототока в структуре GaAs/AlGaAs (110) n -типа от угла падения.

только конкуренцией фотогальванического эффекта и эффекта увлечения, поскольку каждый из этих вкладов имеет один и тот же знак при всех θ_0 . На рис. 6 представлено разложение экспериментальной зависимости фототока на два вклада: пунктирная и штриховые кривые соответствуют первому и второму слагаемым в правой части выражения (13), сплошная кривая — сумма обоих вкладов. Видно,

что феноменологическое уравнение (13) с учетом циркулярного фотогальванического эффекта и циркулярного эффекта увлечения хорошо описывает угловую зависимость фототока, наблюдаемую в эксперименте.

Предложена микроскопическая модель, объясняющая возникновение циркулярного эффекта увлечения при межподзонных переходах в квантовых ямах n -типа. Модель включает в себя три стадии: асимметричное спин-зависимое фотовозбуждение, обусловленное правилами отбора и передачей импульса фотонов электронам, прецессию спинов в эффективном магнитном поле, индуцированном спин-орбитальным взаимодействием, и генерацию электрического тока в процессе спиновой релаксации носителей (спин-гальванический эффект).

Шестая глава посвящена исследованию магнитоиндуцированных фотогальванических эффектов, возникающих при внутриподзонных и межподзонных оптических переходах в квантовых ямах n -типа в магнитном поле. Такие эффекты формируют отдельное направление фотогальваники, поскольку магнитное поле нарушает симметрию к инверсии времени и приводит к появлению качественно новых механизмов генерации фототоков.

В § 6.2 представлена феноменологическая теория магнитоиндуцированных фотогальванических эффектов в квантовых ямах. Теория описывает наблюдаемые в экспериментах зависимости фототоков от поляризации света и ориентации магнитного поля в различных двумерных структурах на основе полупроводников A_3B_5 и кремния. Показано, что в гиротропных средах, к которым относятся квантовые ямы, электрические токи в магнитном поле возникают даже при возбуждении структур неполяризованным светом. Это связано с тем, что в гиротропных средах некоторые компоненты полярного вектора электрического тока \mathbf{j} и аксиального вектора магнитного поля \mathbf{B} преобразуются одинаково, поэтому возможен фототок $j_\alpha \propto IB_\beta$.

Микроскопическая теория магнитоиндуцированного фотогальванического эффекта при внутриподзонных оптических переходах в квантовых ямах n -типа в магнитном поле, лежащем в плоскости

интерфейсов, развита в § 6.3. Продемонстрировано, что вклад в фототок вносит как асимметрия элементарных процессов поглощения света, так и свойственная гиротропной среде асимметрия процессов релаксации фотовозбужденных носителей заряда. Природа такой асимметрии, вызванной магнитным полем, может быть как спиновой, так и диамагнитной.

Спиновые механизмы фототоков, возникающих в квантовых ямах в продольном магнитном поле, связаны с зеемановским расщеплением электронных состояний. Как показано во второй главе, внутриподзонное поглощение света сопровождается генерацией спинового тока, при котором носители заряда с противоположными спинами двигаются в противоположные стороны. Потоки электронов в спиновых подзонах равны по величине и компенсируют друг друга в отсутствие магнитного поля. Приложение внешнего магнитного поля поляризует электроны по спину и нарушает этот баланс, что приводит к возникновению результирующего электрического тока

$$j_{\beta} = 4e \sum_{\alpha} S_{\alpha} J_{\beta}^{\alpha}, \quad (14)$$

где \mathbf{S} — средний спин электронов.

Продольное магнитное поле не только расщепляет электронные состояния по спину, но и влияет на орбитальное движение носителей заряда в меру конечности ширины квантовой ямы. Обусловленная полем модификация электронных волновых функций в структурах без центра инверсии приводит к асимметрии рассеяния электронов на фононах и примесях, которая описывается нечетными по \mathbf{B} и \mathbf{k} слагаемыми в вероятности рассеяния. Такая диамагнитная асимметрия рассеяния приводит к электрическому току как при внутриподзонном поглощении света, которое сопровождается рассеянием электронов, так и в процессе последующей энергетической релаксации носителей.

Сопоставление спиновых и диамагнитных механизмов показывает, что в зависимости от ширины квантовой ямы, температуры, величины g -фактора и эффективной электронной массы их вклады в фототок могут быть сравнимы, или один из механизмов доминирует.

В § 6.4 анализируются возможные вклады в линейный по магнитному полю фототок, возникающий в квантовых ямах при межподзонных оптических переходах в продольном поле. Как и при внутриподзональном поглощении света, фототоки могут быть вызваны и асимметрией процессов электрон-фотонного взаимодействия, и асимметрией последующей релаксации фотовозбужденных носителей заряда. Процессы релаксации, следующие за межподзонными оптическими переходами, включают в себя две стадии, каждая из которых сопровождается генерацией электрического тока: рассеяние частиц из возбужденной подзоны $e2$ в основную $e1$ и энергетическую релаксацию до термодинамического равновесия в подзоне $e1$.

Методы фотогальваники являются мощным инструментом характеристики полупроводниковых систем. В § 6.5 продемонстрирована возможность изучения структурной асимметрии квантовых ям путем измерения магнитоиндуцированных фототоков на примере структур, выращенных вдоль кристаллографического направления $[110]$. Феноменологический анализ показывает, что линейный по магнитному полю фототок, возникающий в таких структурах вдоль направления $x' \parallel [1\bar{1}0]$ при нормальном падении света с поляризацией $e \parallel x'$, описывается соотношением

$$j_{x'}/I = \lambda_{SIA} B_{y'} e_{x'}^2 + \lambda_{BIA} B_{z'} e_{x'}^2, \quad (15)$$

в котором параметр λ_{SIA} связан со структурной асимметрией квантовой ямы, а λ_{BIA} — с отсутствием центра инверсии в объемном материале. Таким образом, измерение величины и знака фототока $j_{x'}$ в продольном магнитном поле $B_{y'}$ позволяет судить о степени и знаке структурной асимметрии исследуемой квантовой ямы.

Эксперименты были проведены на гетероструктурах GaAs/AlGaAs n -типа с различным профилем легирования (см. рис. 7). Образец А представлял собой одиночный гетеропереход и обладал наибольшей асимметрией. В образцах В и Д положения слоев легирования были сдвинуты относительно середин квантовых ям в противоположные стороны, что приводило к структурной асимметрии разного знака. Образец С представлял собой набор квантовых ям с симметричным

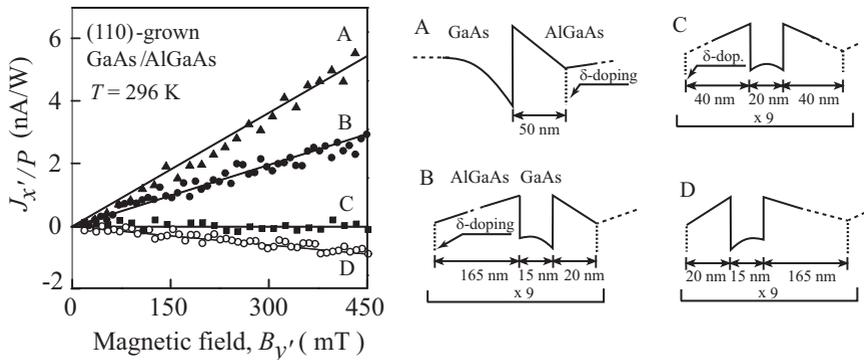


Рис. 7: Зависимость фототока $J_{x'}$ от магнитного поля $B_{y'}$ в квантовых ямах GaAs/AlGaAs (110) n -типа с различными профилями легирования.

профилем легирования. На рис. 7 представлены зависимости фототоков $J_{x'}$ от продольного магнитного поля $B_{y'}$ для исследованных структур. Видно, что наклон $J_{x'}/B_{y'}$ различен для разных образцов: фототок максимален для одиночного гетероперехода А, практически отсутствует для номинально симметричной структуры С, а в образце D имеет противоположный знак. Такое поведение говорит о том, что степени структурной асимметрии исследованных образцов различны и зависят от пространственного расположения слоев легирования.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что квантовые ямы (110) с симметричным профилем легирования действительно обладают малой структурной асимметрией. Этим они отличаются от квантовых ям (001), в которых такая же геометрия легирования приводит к значительной асимметрии выращенных структур. Качественное различие связано со спецификой роста гетероструктур методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Квантовые ямы GaAs/AlGaAs с высокой подвижностью на подложках (001) формируются при температурах выше 600°C , тогда как на подложках (110) — при 480°C [14]. Высокая температура роста структур (001) приводит к существенной диффузии атомов, что вызывает структурную асимметрию квантовых ям даже при номинально симметричном легировании.

Основные результаты работы

1. Показано, что процесс электронного туннелирования через потенциальные барьеры на основе нецентросимметричных полупроводников является спин-зависимым. Теория спин-зависимого туннелирования построена как для одиночных барьеров, так и для резонансных двухбарьерных структур.
2. Рассчитана величина поверхностного электрического тока, возникающего вблизи барьера в плоскости интерфейсов при туннелировании ориентированных по спину носителей заряда.
3. Продемонстрирована возможность оптической инжекции спиновых токов в полупроводниковые структуры, при которых носители заряда с противоположными спинами двигаются в противоположные стороны.
4. Построена теория монополярной оптической ориентации электронного газа циркулярно поляризованным излучением для внутризонных оптических переходов в объемных полупроводниках и гетероструктурах n -типа.
5. Предсказан новый эффект — оптическая ориентация электронных спинов линейно поляризованным светом. Теория данного эффекта развита для основных механизмов поглощения света в полупроводниковых квантовых ямах.
6. Показано, что циркулярный фотогальванический эффект в спектральном диапазоне внутриподзонных оптических переходов обусловлен квантовой интерференцией различных вкладов в поглощение света.
7. Построена феноменологическая теория циркулярного эффекта увлечения электронов фотонами в квантовых ямах на основе полупроводников A_3B_5 , которая позволила выделить вклад

данного эффекта в полный фототок. Предложена микроскопическая модель, объясняющая возникновение циркулярного эффекта увлечения.

8. Показано, что рассеяние свободных носителей заряда на фонах и статических дефектах в полупроводниковых квантовых ямах во внешнем магнитном поле является асимметричным. При оптическом возбуждении квантовых ям асимметрия процессов рассеяния приводит к зависящей от поляризации света фотоэдс.

Список публикаций по теме диссертации:

- [A1]. V.I. Perel', S.A. Tarasenko, I.N. Yassievich, S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, and W. Prettl, Spin-dependent tunneling through a symmetric barrier // *Phys. Rev. B* **67**, 201304(1-3) (2003).
- [A2]. S.A. Tarasenko, V.I. Perel', and I.N. Yassievich, In-plane electric current is induced by tunneling of spin-polarized carriers // *Phys. Rev. Lett.* **93**, 056601(1-3) (2004).
- [A3]. M.M. Glazov, P.S. Alekseev, M.A. Odnoblyudov, V.M. Chistyakov, S.A. Tarasenko, and I.N. Yassievich, Spin-dependent resonant tunneling in symmetrical double-barrier structures // *Phys. Rev. B* **71**, 155313(1-5) (2005).
- [A4]. S.A. Tarasenko and E.L. Ivchenko, Pure spin photocurrents in low-dimensional structures // *Письма в ЖЭТФ* **81**, 292-296 (2005).
- [A5]. S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, S.N. Danilov, S. Giglberger, Ch. Hoffmann, E.L. Ivchenko, D. Weiss, W. Wegscheider, C. Gerl, D. Schuh, J. Stahl, J. De Boeck, G. Borghs, and W. Prettl, Zero-bias spin separation // *Nature Phys.* **2**, 609-613 (2006).
- [A6]. S.D. Ganichev, S.N. Danilov, V.V. Bel'kov, S. Giglberger, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, D. Weiss, W. Jantsch, F. Schaffler,

- D. Gruber, and W. Prettl, Pure spin currents induced by spin-dependent scattering processes in SiGe quantum well structures // Phys. Rev. B **75**, 155317(1-6) (2007).
- [A7]. S.A. Tarasenko, Scattering induced spin orientation and spin currents in gyrotropic structures // Письма в ЖЭТФ **84**, 233-237 (2006).
- [A8]. S.A. Tarasenko, Spin orientation of free carriers by dc and high-frequency electric field in quantum wells // Physica E **40**, 1614-1615 (2007).
- [A9]. Е.Л. Ивченко, С.А. Тарасенко, Монополярная оптическая ориентация электронных спинов в объемных полупроводниках и гетероструктурах // ЖЭТФ **126**, 426-434 (2004).
- [A10]. S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.D. Ganichev, D. Schowalter, P. Schneider, M. Sollinger, W. Prettl, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, and L.E. Vorobjev, Optical spin orientation under inter- and intra-subband transitions in QWs // J. Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism **16**, 419-422 (2003).
- [A11]. S.A. Tarasenko, Optical orientation of electron spins by linearly polarized light // Phys. Rev. B **72**, 113302(1-4) (2005).
- [A12]. S.A. Tarasenko, Spin orientation of a two-dimensional electron gas by a high-frequency electric field // Phys. Rev. B **73**, 115317(1-5) (2006).
- [A13]. S.A. Tarasenko, Spin orientation by linearly polarized light in quantum wells // physica status solidi (c) **3**, 4275-4278 (2006).
- [A14]. С.А. Тарасенко, Оптическая ориентация линейно поляризованным светом при межподзонных переходах в квантовых ямах // ФТТ **49**, 1704-1708 (2007).
- [A15]. S.A. Tarasenko, Thermal orientation of electron spins // ФТП **42**, 982-984 (2008).

- [A16]. S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, and W. Prettl, Spin-galvanic effect // *Nature* **417**, 153-156 (2002).
- [A17]. S.A. Tarasenko, Orbital mechanism of the circular photogalvanic effect in quantum wells // *Письма в ЖЭТФ* **85**, 216-221 (2007).
- [A18]. S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, Petra Schneider, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Wegscheider, D. Weiss, D. Schuh, E.V. Beregulin, and W. Prettl, Resonant inversion of the circular photogalvanic effect in n-doped quantum wells // *Phys. Rev. B* **68**, 035319(1-6) (2003).
- [A19]. S.D. Ganichev, Petra Schneider, V.V. Bel'kov, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Wegscheider, D. Weiss, D. Schuh, B.N. Murdin, P.J. Phillips, C.R. Pidgeon, D.G. Clarke, M. Merrick, P. Murzyn, E.V. Beregulin, and W. Prettl, Spin-galvanic effect due to optical spin orientation in n-type GaAs quantum well structures // *Phys. Rev. B* **68**, 081302(1-4) (2003).
- [A20]. V.A. Shalygin, H. Diehl, Ch. Hoffmann, S.N. Danilov, T. Herrle, S.A. Tarasenko, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, and S.D. Ganichev, Spin photocurrents and circular photon drag effect in (110)-grown quantum well structures // *Письма в ЖЭТФ* **84**, 666-672 (2006).
- [A21]. H. Diehl, V.A. Shalygin, V.V. Bel'kov, Ch. Hoffmann, S.N. Danilov, T. Herrle, S.A. Tarasenko, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, and S.D. Ganichev, Spin photocurrents in (110)-grown quantum well structures // *New Journal of Physics* **9**, 349(1-13) (2007).
- [A22]. V.V. Bel'kov, S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Weber, S. Giglberger, M. Olteanu, P. Tranitz, S.N. Danilov, Petra Schneider, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, Magneto-gyrotropic photogalvanic effects in semiconductor quantum wells // *J. Phys.: Condens. Matter* **17**, 3405-3428 (2005).

- [A23]. H. Diehl, V.A. Shalygin, S.N. Danilov, S.A. Tarasenko, V.V. Bel'kov, D. Schuh, W. Wegscheider, W. Prettl, and S.D. Ganichev, Magneto-gyrotropic photogalvanic effects due to inter-subband absorption in quantum wells // *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 436232(1-15) (2007).
- [A24]. S.A. Tarasenko, Electron scattering in quantum wells subjected to an in-plane magnetic field // *Phys. Rev. B* **77**, 085328(1-5) (2008).
- [A25]. V.V. Bel'kov, P. Olbrich, S.A. Tarasenko, D. Schuh, W. Wegscheider, T. Korn, Ch. Schuller, D. Weiss, W. Prettl, and S.D. Ganichev, Symmetry and spin dephasing in (110)-grown quantum wells // *Phys. Rev. Lett.* **100**, 176806(1-4) (2008).

Список литературы

- [1] E.L. Ivchenko and G.E. Pikus, *Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena*, Springer, Berlin, 1995.
- [2] *Оптическая ориентация*, под ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера, Наука, Л., 1989.
- [3] I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, Spintronics: Fundamentals and applications // *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
- [4] Б.И. Стурман, В.М. Фридкин, *Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления*, Наука, М., 1992.
- [5] S.D. Ganichev and W. Prettl, Spin photocurrents in quantum wells // *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R935 (2003).
- [6] E.A. de Andrada e Silva, G.C. La Rocca, and F. Bassani, Spin-split subbands and magneto-oscillations in III-V asymmetric heterostructures // *Phys. Rev. B* **50**, 8523 (1994).

- [7] J. Moser, A. Matos-Abiague, D. Schuh, W. Wegscheider, J. Fabian, and D. Weiss, Tunneling anisotropic magnetoresistance and spin-orbit coupling in Fe/GaAs/Au tunnel junctions // *Phys. Rev. Lett.* **99**, 056601 (2007).
- [8] Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус, Циркулярный фотогальванический эффект в деформированных негиротропных кристаллах // *ФТТ* **31**(12), 77 (1989).
- [9] H. Zhao, X. Pan, A.L. Smirl, R.D.R. Bhat, A. Najmaie, J.E. Sipe, and H.M. van Driel, Injection of ballistic pure spin currents in semiconductors by a single-color linearly polarized beam // *Phys. Rev. B* **72**, 201302 (2005).
- [10] B.N. Murdin, K. Litvinenko, D.G. Clarke et al., Spin relaxation by transient monopolar and bipolar optical orientation // *Phys. Rev. Lett.* **96**, 096603 (2006).
- [11] N.S. Averkiev, L.E. Golub, and M. Willander, Spin relaxation anisotropy in two-dimensional semiconductor systems // *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, R271 (2002).
- [12] В.М. Асин, А.А. Бакун, А.М. Данишевский, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, А.А. Рогачев, Обнаружение фотоэдс, зависящей от знака циркулярной поляризации света // *Письма в ЖЭТФ* **28**, 80 (1978).
- [13] Г.М. Гусев, З.Д. Квон, Л.И. Магарилл, А.М. Палкин, В.И. Созинов, О.А. Шегай, М.В. Энтин, Резонансный фотогальванический эффект в инверсионном слое на поверхности полупроводника // *Письма в ЖЭТФ* **46**, 28 (1987).
- [14] L. Pfeiffer, K.W. West, H.L. Stormer, J.P. Eisenstein, K.W. Baldwin, D. Gershoni, and J. Spector, Formation of a high quality two-dimensional electron gas on cleaved GaAs // *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1697 (1990).