

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

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2008

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>1 Спин-зависимое туннелирование</b>	<b>15</b>
1.1 Введение. Спиновая инжекция (обзор)	15
1.2 Туннелирование через одиночный барьер	19
1.3 Спиновая инжекция	28
1.4 Туннельный спин-гальванический эффект	30
1.5 Резонансное туннелирование	35
1.5.1 Спиновая инжекция при резонансном туннелировании	39
1.5.2 Туннельный спин-гальванический эффект	42
<b>2 Чисто спиновые фототоки</b>	<b>45</b>
2.1 Введение. Обзор литературы	45
2.2 Феноменологическое описание	47
2.3 Межзонные оптические переходы в квантовых ямах	53
2.3.1 Спиновый фототок, обусловленный расщеплением подзон	53
2.3.2 Спиновый фототок, обусловленный линейными по $\mathbf{k}$ вкладами в матричные элементы оптических переходов	57
2.3.3 Экспериментальное наблюдение спиновых фототоков	60
2.4 Межподзонные оптические переходы в квантовых ямах $n$ -типа	61

2.4.1	Спиновый фототок, обусловленный расщеплением спектра . . . . .	61
2.4.2	Спиновый фототок, обусловленный линейными по $k$ вкладами в матричные элементы оптических переходов . . . . .	66
2.5	Внутриподзонные оптические переходы в квантовых ямах . . . . .	67
2.6	Спиновые токи, обусловленные разогревом электронного газа . . . . .	73
2.7	Орбитально-долинные токи в многодолинных полупроводниках . . . . .	76
<b>3</b>	<b>Монополярная оптическая ориентация электронных спинов циркулярно поляризованным светом</b>	<b>79</b>
3.1	Введение . . . . .	79
3.2	Внутризонные оптические переходы в объемных полупроводниках . . . . .	82
3.3	Внутриподзонные оптические переходы в квантовых ямах . . . . .	89
3.4	Межподзонные оптические переходы в квантовых ямах . . . . .	90
3.5	Спиновая релаксация, обусловленная межзонным рассеянием . . . . .	94
<b>4</b>	<b>Оптическая ориентация электронных спинов линейно поляризованным светом</b>	<b>96</b>
4.1	Феноменологическое описание . . . . .	96
4.2	Межзонные оптические переходы в квантовых ямах . . . . .	100
4.3	Межподзонные оптические переходы в квантовых ямах . . . . .	107
4.4	Внутриподзонные оптические переходы в квантовых ямах . . . . .	109
4.5	Термическая ориентация электронных спинов . . . . .	113
4.6	Ориентация спинов электрическим током . . . . .	118
<b>5</b>	<b>Циркулярный фотогальванический эффект в квантовых ямах</b>	<b>123</b>
5.1	Введение . . . . .	123
5.2	Феноменологическое описание . . . . .	126

5.3	Циркулярный фотогальванический эффект в квантовых ямах на основе полупроводников $A_3B_5$ . . . . .	126
5.3.1	Внутриподзонные оптические переходы . . . . .	127
5.3.2	Межподзонные оптические переходы . . . . .	136
5.4	Циркулярный фотогальванический эффект на вицинальной поверхности кремния . . . . .	144
5.5	Циркулярный эффект увлечения электронов фотонами . . . . .	151
<b>6</b>	<b>Магнитоиндуцированные фотогальванические эффекты</b>	<b>160</b>
6.1	Введение . . . . .	160
6.2	Феноменологическое описание . . . . .	161
6.3	Магнитоиндуцированный фотогальванический эффект при внутриподзонных переходах в квантовых ямах . . . . .	163
6.3.1	Спиновые механизмы . . . . .	163
6.3.2	Диамагнитные механизмы . . . . .	165
6.3.3	Экспериментальное исследование фототоков . . . . .	170
6.3.4	Фототок в полумагнитных полупроводниках . . . . .	173
6.4	Магнитоиндуцированный фотогальванический эффект при межподзонных переходах в квантовых ямах . . . . .	176
6.5	Исследование симметрии квантовых ям, выращенных вдоль [110] .	182
	<b>Основные результаты</b>	<b>187</b>
	<b>Приложение. Спиновое расщепление электронных состояний</b>	<b>190</b>

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 [1, 2]. 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 [3]. Это существенно 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 [4, 5, 6, 7, 8]. 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 [4], инъекции поляризованных по спину носителей заряда

из магнитных материалов в полупроводниковые структуры [8, 9], 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 [5, 10, 11]. 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 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 “Spintech” (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 межподзонам переходам в квантовых ямах



(Эмблсайд, Великобритания, 2007), Московском международном симпозиуме по магнетизму (Москва, 2008). Результаты работы докладывались и обсуждались также 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.

Диссертация состоит из Введения, шести глав, Заключения, Приложения и списка литературы. Первая глава диссертации посвящена теоретическому исследованию туннельного прохождения электронов через потенциальные барьеры, выращенные из нецентросимметричных полупроводниковых соединений. Продемонстрировано, что процесс электронного туннелирования в таких системах является спин-зависимым, и прозрачность структур зависит от ориентации электронных спинов даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Микроскопическая природа такого эффекта в полупроводниках с решеткой цинковой обманки связана с кубическим по волновому вектору спин-орбитальным расщеплением электронных состояний. Предсказан новый эффект — генерация электрического тока в плоскости гетерограниц при туннелировании ориентированных по спину электронов через нецентросимметричные полупроводниковые барьеры. Показано, что возможен и обратный эффект — спиновая поляризация электронов, наклонно прошедших через туннельную структуру. Теория спин-зависимого туннелирования построена как для структур на основе одиночных барьеров, так и для резонансных двухбарьерных систем.

Во второй главе продемонстрирована возможность оптической инжекции спиновых токов, не сопровождающихся переносом заряда, в полупроводниковые структуры. Показано, что поглощение линейно поляризованного и

даже неполяризованного света в полупроводниковых квантовых ямах может приводить к неравновесному распределению, при котором носители заряда с противоположными спинами двигаются преимущественно в противоположные стороны. Такой чисто спиновый фототок приводит к пространственному разделению частиц с противоположной спиновой ориентацией и, в частности, к накоплению поляризованных по спину носителей вблизи краев образца. В диссертации представлена феноменологическая теория эффекта генерации чисто спиновых фототоков, которая описывает зависимость компонент спинового тока от поляризации света для полупроводниковых структур различной пространственной симметрии. Микроскопическая теория эффекта построена для основных механизмов поглощения света в квантовых ямах: межзонных оптических переходов, межподзонных и внутривидовых переходов в легированных структурах. При прямых оптических переходах чисто спиновые токи возникают благодаря спин-орбитальному расщеплению электронных и дырочных подзон или линейным по волновому вектору вкладам в матричные элементы оптических переходов. При поглощении света свободными носителями заряда эффект обусловлен главным образом нечетными по волновому вектору спин-зависимыми вкладами в матричный элемент электрон-фононного взаимодействия или электронного рассеяния на статических дефектах. Показано также, что чисто спиновые токи возникают в структурах с двумерным электронным газом при нарушении термодинамического равновесия между электронами и кристаллической решеткой, например при нагреве электронного газа. Теоретические результаты описывают экспериментальные данные по пространственному разделению электронных спинов, которое наблюдалось при возбуждении структур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs линейно поляризованным светом.

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 [4]. В третьей главе представлена теория монополярной оптической ориентации электронных спинов. Показано, что поглощение циркулярно поляризованного света в полупроводниках приводит к спиновой поляризации фотовозбужденных носителей заряда не только при межзонных, но и при внутризонных оптических переходах в легированных структурах. Теория монополярной оптической ориентации электронов построена для непрямых внутризонных переходов в объемных полупроводниках  $n$ -типа, а также для непрямых внутривозонных и прямых межподзонных переходов в квантовых ямах на основе полупроводников с решеткой цинковой обманки. Поскольку в фотовозбуждении участвует только один тип носителей, электроны, монополярная оптическая ориентация может рассматриваться как оптический метод спиновой инжекции. Возникновение спиновой поляризации электронного газа при поглощении циркулярно поляризованного света с энергией кванта, малой по сравнению с шириной запрещенной зоны, подтверждено в экспериментах с объемными материалами  $n$ -InSb.

В четвертой главе предложен и теоретически исследован эффект оптической ориентации электронных спинов линейно поляризованным светом. Продемонстрировано, что симметрия наноструктур, в отличие от симметрии объемных кубических полупроводников, допускает возможность спиновой ориентации свободных носителей заряда не только циркулярно поляризованным, но и линейно поляризованным излучением. При этом направление спиновой ориентации фотовозбужденных носителей определяется плоскостью поляризации света и симметричными свойствами структуры. Микроскопическая теория оптической

ориентации электронных спинов линейно поляризованным светом построена для основных механизмов поглощения света в квантовых ямах: прямых межзонных оптических переходов, прямых межподзонных и непрямых внутриподзонных переходов в легированных структурах. Оптическая ориентация линейно поляризованным излучением представляет собой двухступенчатый процесс, включающий асимметричное спин-зависимое фотовозбуждение, обусловленное правилами отбора, и спиновую прецессию в эффективном магнитном поле, индуцированном спин-орбитальным взаимодействием Рашбы или Дрессельхауза. Показано также, что в полупроводниковых структурах достаточно низкой симметрии спиновая ориентация электронного газа возникает при нарушении термодинамического равновесия между электронной и фононной подсистемами. Данный эффект обусловлен спин-зависимым вкладом в электрон-фотонное взаимодействие.

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, при котором направление фототока меняется на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации света. Данный эффект в последнее время широко исследуется в квантовых ямах на основе полупроводников с решеткой цинковой обманки и алмаза [11]. В пятой главе представлена теория циркулярного фотогальванического эффекта, объясняющая возникновение тока при внутризонном поглощении света в квантовых ямах  $A_3B_5$  и  $Si$ . Рассмотрены непрямые внутриподзонные и прямые межподзонные оптические переходы в структурах  $n$ -типа. Показано, что циркулярный фотогальванический эффект, возникающий при внутриподзонных переходах, обусловлен главным образом квантовой интерференцией различных вкладов в поглощение света. В

спектральной области межподзонных оптических переходов вклад в фототок вносит как орбитальный механизм, связанный с квантовой интерференцией, так и спиновый механизм, обусловленный линейным по волновому вектору спин-орбитальным расщеплением подзон. Теория циркулярного фотогальванического эффекта построена для гетероструктур различной симметрии, в том числе для квантовых ям, выращенных вдоль  $[001]$ , в которых эффект возникает только при наклонном падении света, и для низкосимметричных структур на основе полупроводников  $A_3B_5$  и Si, в которых эффект возможен и в геометрии нормального падения света. В данной главе описан также впервые обнаруженный в полупроводниках циркулярный эффект увлечения электронов фотонами. Фототок в этом случае обусловлен одновременной передачей импульса и углового момента фотонов носителям заряда.

Шестая глава посвящена исследованию магнитоиндуцированных фотогальванических эффектов, возникающих при внутриподзонных и межподзонных оптических переходах в квантовых ямах  $n$ -типа. Такие эффекты формируют отдельное направление фотогальваники, поскольку магнитное поле нарушает симметрию к инверсии времени и приводит к появлению качественно новых механизмов генерации фототоков. Продемонстрировано, что поглощение света в двумерных системах в магнитном поле, лежащем в плоскости квантовой ямы, приводит к возникновению фототока, величина которого в малых полях пропорциональна магнитному полю. Направление тока определяется поляризацией света, ориентацией магнитного поля и пространственной симметрией структуры. Построена микроскопическая теория данного эффекта, которая показывает, что вклад в фототок вносит как асимметрия элементарных процессов поглощения света, так и свойственная квантовым ямам асимметрия процессов релаксации фотовозбужденных носителей заряда. Анализ показывает, что природа

обусловленной магнитным полем асимметрии процессов фотовозбуждения и релаксации может быть и диамагнитной, и спиновой. Развитая теория объясняет наблюдаемые в экспериментах зависимости магнитоиндуцированных фототоков от поляризации света, ориентации магнитного поля и температуры в различных полупроводниковых системах и позволила применить методы фотогальваники для исследования величины и знака структурной асимметрии квантовых ям.

# Глава 1

## Спин-зависимое туннелирование

### 1.1 Введение. Спиновая инжекция (обзор)

Физика спин-зависимых туннельных явлений привлекает к себе в последнее время большое внимание в связи с исследованием инжекции ориентированных по спину носителей заряда из магнитных материалов в полупроводниковые структуры (см. обзоры [7, 8, 9]).

Спиновая инжекция, т. е. перенос частиц с неравновесной спиновой поляризацией, может быть осуществлена во внешнем магнитном поле в структурах с пространственной неоднородностью эффективного  $g$ -фактора. В этом случае частицы из одной области структуры с равновесной спиновой поляризацией, определяемой зеемановским расщеплением, оказываются неравновесно поляризованными по спину, попадая в область структуры с другим значением зеемановского расщепления. Инжекция электронов с неравновесным спином, обусловленным скачком  $g$ -фактора на границе контакта и полупроводника, впервые наблюдалась в InSb  $n$ -типа в работе [12] методом ядерного магнитного резонанса по изменению степени спиновой поляризации ядер [13]. Позже было показано, что эффективность такого способа спиновой инжекции значительно увеличивается при переносе носителей заряда из слоя полумагнитного полупроводника, в котором за счет эффекта гигантского зеемановского расщепления [14] свободные

носители значительно поляризуются по спину уже в умеренных магнитных полях. Это позволяет регистрировать спиновую ориентацию инжектированных носителей заряда оптическими методами по поляризации фотолюминесценции или электролюминесценции, что было продемонстрировано для различных полупроводниковых соединений. В частности, была показана возможность инжекции ориентированных по спину электронов из полумагнитного полупроводника CdMnTe в объемный слой CdTe [15], из BeMnZnS в квантовую яму GaAs/AlGaAs [16], а также дырок из GaMnAs в квантовую яму InGaAs/GaAs [17]. В работах [18, 19] было продемонстрировано, что эффективная управляемая спиновая инжекция может быть осуществлена с помощью резонансных туннельных диодов на основе полумагнитных полупроводников. В этом случае резонансная структура действует как спиновый фильтр: в зависимости от приложенного напряжения и внешнего магнитного поля туннелирование электронов происходит через один или другой спиновые уровни, которые сдвинуты по энергии друг относительно друга благодаря зеемановскому расщеплению. Такое спин-зависимое туннелирование электронов во внешнем магнитном поле было изучено для структур на основе полумагнитных полупроводников ZnMnSe/BeTe [18] и (Zn,Mn,Be)Se [19]. Недавно было также установлено [20], что отличие эффективного  $g$ -фактора электронов проводимости в полупроводниках от значения  $g$ -фактора свободных электронов ( $g_0 = +2$ ) приводит к спин-зависимой фотоэмиссии электронов с поверхности полупроводников в вакуум.

Для практической реализации спиновых инжекторов, эффективно работающих при комнатной температуре, перспективным представляется использование ферромагнитных структур. Впервые на возможность инжекции ориентированных по спину носителей заряда из ферромагнетика в полупроводник было указано в работе [21]. Экспериментально спиновая инжекция из ферромагнетика была



осуществлена методами туннельной сканирующей микроскопии в работах по впрыскиванию электронов из иголки Ni на поверхность (110) объемного GaAs [22, 23, 24]. Спиновая ориентация электронов на поверхности GaAs регистрировалась по поляризации люминесценции. Однако в слоистых гетероструктурах эффективный перенос спина через интерфейс ферромагнетик-полупроводник долгое время не удавалось наблюдать. В теоретической работе [25] было указано, что фундаментальной причиной низкой эффективности спиновой инжекции в гетероструктурах является сильное различие проводимости ферромагнитного металла и полупроводника. Спустя год в работе [26] было показано, что данная проблема может быть решена, если инжекцию носителей заряда осуществлять через туннельный барьер, расположенный между ферромагнетиком и полупроводником. Данное решение оказалось весьма продуктивным, и в последующие годы последовала целая серия публикаций, в которых докладывалось об обнаружении и исследовании спиновой инжекции в низкоразмерные полупроводниковые структуры из различных ферромагнетиков, в том числе из Fe [27, 29, 30, 31], NiFe [28], CoFe [28, 32, 33, 34, 35, 36] и MnAs [29]. Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что степень спиновой поляризации инжектированных электронов достигает нескольких десятков процентов при комнатной температуре.

Недавно было показано, что асимметричные туннельные барьеры на основе немагнитных структур сами по себе могут быть использованы в качестве спиновых фильтров [37, 38]. Было продемонстрировано, что спин-орбитальное взаимодействие Рашбы [39, 40, 41, 42] на неэквивалентных интерфейсах асимметричных структур приводит к зависимости туннельной прозрачности барьеров от ориентации электронных спинов даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Такой эффект возможен только в асимметричных системах и становится более

существенным при резонансном туннелировании через двухбарьерные [43, 44, 45, 46] и трехбарьерные [47, 48] структуры.

Данная глава диссертации посвящена теоретическому исследованию туннельного прохождения электронов через полупроводниковые барьеры на основе соединений с решеткой цинковой обманки. Показано, что сам процесс туннелирования в таких системах является спин-зависимым и прозрачность структур зависит от ориентации электронных спинов даже для симметричных барьеров в отсутствие внешнего магнитного поля. Микроскопическая природа данного эффекта состоит в кубическом по волновому вектору спин-орбитальном расщеплении электронных состояний в барьере. Теория спин-зависимого туннелирования построена для одиночных барьеров и для резонансных двухбарьерных структур. Показано, что зависимость туннельной прозрачности структур от взаимной ориентации спина и волнового вектора электрона может быть использована для спиновой инжекции и для электрического детектирования спинового состояния электронов.

Влияние спин-орбитального взаимодействия на туннельное прохождение носителей заряда через нецентросимметричные полупроводниковые барьеры может проявляться и при инжекции свободных носителей заряда из ферромагнетиков в полупроводник через потенциальный барьер. Недавно при исследовании туннельного магнитосопротивления в структуре Fe/GaAs/Au была обнаружена анизотропная зависимость сопротивления от намагниченности слоя Fe в плоскости интерфейсов [49]. 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.

## 1.2 Туннелирование через одиночный барьер

Анализ спин-зависимого туннелирования удобно начать с классической задачи о прохождении частиц через одиночный прямоугольный барьер. Рассмотрим туннелирование электронов с волновым вектором  $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_{\parallel}, k_z)$  через потенциальный барьер высоты  $V_b$  и толщины  $b$ , выращенный из полупроводника с решеткой цинковой обманки вдоль кристаллографического направления  $z \parallel [001]$  (см. рис. 1.1), где  $\mathbf{k}_{\parallel}$  — компонента волнового вектора в плоскости интерфейсов,  $k_z$  — нормальная компонента волнового вектора. Гамильтониан, описывающий распространение электронов в зоне проводимости в каждом слое гетероструктуры, в приближении эффективной массы имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} + V(z) + \hat{H}_D, \quad (1.1)$$

где  $m^*$  — эффективная масса, которая может быть различной в разных слоях,  $V(z)$  — профиль потенциальной энергии электронов, создаваемый гетероструктурой,  $V(z) = V_b$  в барьере и  $V(z) = 0$  в контактных областях,  $\hat{H}_D$  — гамильтониан спин-орбитального взаимодействия.

В полупроводниках с решеткой цинковой обманки спин-орбитальное расщепление зоны проводимости является кубическим по волновому вектору и описывается гамильтонианом Дрессельхауза [50]

$$\hat{H}_D = \gamma \left[ \hat{\sigma}_x k_x (k_y^2 - k_z^2) + \hat{\sigma}_y k_y (k_z^2 - k_x^2) + \hat{\sigma}_z k_z (k_x^2 - k_y^2) \right], \quad (1.2)$$

где  $\gamma$  — параметр, характеризующий силу спин-орбитального взаимодействия,  $\hat{\sigma}_\alpha$  ( $\alpha = x, y, z$ ) — матрицы Паули,  $x \parallel [100]$ ,  $y \parallel [010]$ ,  $z \parallel [001]$  — кубические оси кристалла. При изучении туннелирования электронов вдоль оси  $z$  компоненту волнового вектора  $k_z$  в выражении (1.2) следует рассматривать как оператор  $-i\partial/\partial z$ . Будем считать, что кинетическая энергия налетающих частиц гораздо

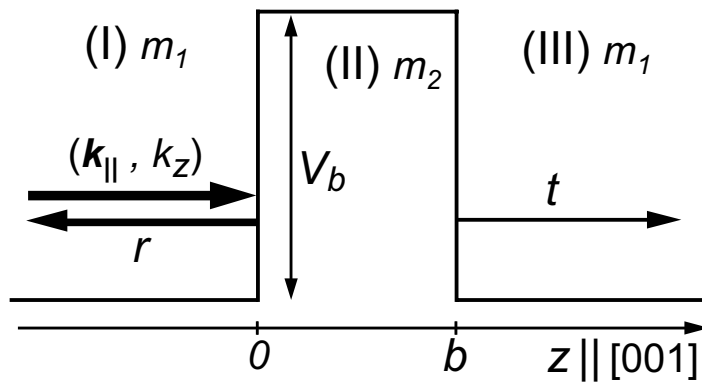


Рис. 1.1: Туннельное прохождение электронов с волновым вектором  $\mathbf{k} = (k_{\parallel}, k_z)$  через прямоугольный потенциальный барьер, выращенный вдоль оси  $z$ .

меньше высоты барьера  $V_b$ . В этом случае основной вклад в гамильтониан спин-орбитального взаимодействия в барьере пропорционален  $k_z^2$  и определяется выражением

$$\hat{H}_D = \gamma (\hat{\sigma}_x k_x - \hat{\sigma}_y k_y) \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (1.3)$$

Спин-орбитальное взаимодействие (1.3) имеет вид аналогичный первому слагаемому в гамильтониане (1.1), описывающему кинетическую энергию электрона вдоль оси роста структуры, и поэтому может рассматриваться как спин-зависимая поправка к эффективной массе электронов в направлении туннелирования. Поскольку вероятность туннелирования частиц сквозь барьер определяется в том числе и их массой, такая поправка приводит к зависимости прозрачности барьера от ориентации электронного спина.

Гамильтониан (1.3) диагонализуются спинорами

$$\chi_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \mp e^{-i\varphi} \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

которые соответствуют электронным состояниям с противоположной ориентацией спина. Здесь  $\varphi$  — полярный угол волнового вектора  $\mathbf{k}_{\parallel}$ ,

$$\mathbf{k} = (k_{\parallel} \cos \varphi, k_{\parallel} \sin \varphi, k_z).$$

Частицы в спиновых состояниях  $\chi_+$  и  $\chi_-$  распространяются внутри барьера с сохранением спина с наименьшим и наибольшим показателями затухания волновой функции (при  $\gamma > 0$ ). Пространственные ориентации электронных спинов в собственных состояниях  $\chi_{\pm}$  зависят от направления волнового вектора в плоскости интерфейсов и определяются выражением

$$\mathbf{s}_{\pm} = \frac{1}{2} \chi_{\pm}^{\dagger} \hat{\boldsymbol{\sigma}} \chi_{\pm} = \pm \frac{1}{2} (-\cos \varphi, \sin \varphi, 0). \quad (1.5)$$

На рис. 1.2 стрелками изображены ориентации спинов  $\mathbf{s}_+$  и  $\mathbf{s}_-$  для различных направлений волнового вектора  $\mathbf{k}_{\parallel}$ , т. е. как функции полярного угла  $\varphi$ .

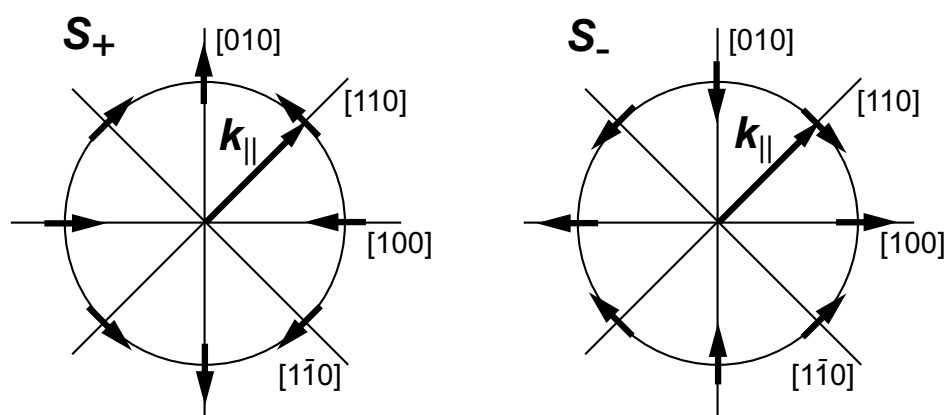


Рис. 1.2: Зависимости ориентации спинов  $s_+$  и  $s_-$  от направления электронного волнового вектора в плоскости интерфейсов  $k_{||}$ .

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  $\mathbf{k}_\parallel \parallel [110]$ .

Будем считать, что туннелирование происходит без процессов рассеяния. В этом случае компонента электронного волнового вектора в плоскости интерфейсов  $\mathbf{k}_\parallel$  сохраняется, и частицы со спинами  $\mathbf{s}_+$  и  $\mathbf{s}_-$  проходят сквозь барьер с сохранением спина. В базисе собственных состояний  $\chi_\pm$  гамильтониан (1.1) со спин-орбитальным взаимодействием (1.3) является диагональным по спиновым индексам и принимает вид

$$H_\pm = -\frac{\hbar^2}{2m_\pm} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m^*} + V(z), \quad (1.6)$$

где  $m_\pm$  — эффективная масса электронов вдоль оси роста структуры, модифицированная спин-орбитальным расщеплением зоны проводимости,

$$m_\pm = m^* \left( 1 \pm 2 \frac{\gamma m^* k_\parallel}{\hbar^2} \right)^{-1}. \quad (1.7)$$

Волновая функция электронов в собственных спиновых состояниях  $\chi_\pm$  в каждом слое гетероструктуры может быть представлена в виде

$$\Psi_\pm(\mathbf{r}) = \chi_\pm u_\pm(z) \exp(i\mathbf{k}_\parallel \cdot \boldsymbol{\rho}), \quad (1.8)$$

где  $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$  — координата в плоскости интерфейсов. Функция  $u_\pm(z)$ , описывающая сумму падающей и отраженной волны в области I и прошедшую волну в области III (см. рис. 1.1), имеет вид

$$u_\pm^{(I)}(\mathbf{r}) = [\exp(ik_z z) + r_\pm \exp(-ik_z z)], \quad (1.9)$$

$$u_\pm^{(II)}(\mathbf{r}) = [A_\pm \exp(q_\pm z) + B_\pm \exp(-q_\pm z)],$$

$$u_\pm^{(III)}(\mathbf{r}) = t_\pm \exp(ik_z z),$$

где  $t_{\pm}$  и  $r_{\pm}$  — амплитудные коэффициенты прохождения и отражения частиц со спином  $\mathbf{s}_{\pm}$ ,  $q_{\pm}$  — показатели затухания волновых функции в барьере,

$$q_{\pm} = q_0 \left( 1 \pm 2 \frac{\gamma m_2 k_{\parallel}}{\hbar^2} \right)^{-1/2}, \quad (1.10)$$

$q_0$  — показатель затухания волновой функции без учета спин-орбитального взаимодействия,

$$q_0 = \sqrt{\frac{2m_2 V_b}{\hbar^2} - k_z^2 \frac{m_2}{m_1} - k_{\parallel}^2 \left( \frac{m_2}{m_1} - 1 \right)},$$

$m_1$  и  $m_2$  — эффективные массы в контактных областях и внутри барьера. Использование граничных условий на интерфейсах позволяет записать замкнутую систему линейных уравнений для коэффициентов  $t_{\pm}$ ,  $r_{\pm}$ ,  $A_{\pm}$  и  $B_{\pm}$  и определить зависимость коэффициентов прохождения и отражения от ориентации электронных спинов.

Поскольку мы интересуемся спин-зависимым туннелированием, обусловленным расщеплением электронного спектра в барьере, будем использовать стандартные граничные условия непрерывности волновой функции  $\psi_{\pm}$  и потока  $(1/m_{\pm}) \partial \psi_{\pm} / \partial z$  на гетерограницах. Кроме того, будем пренебрегать спин-орбитальным взаимодействием в контактных слоях I и III, так как спиновое расщепление за счет кубических по  $\mathbf{k}$  слагаемых в этих областях мало.

Расчет показывает, что коэффициенты прохождения  $t_{\pm}$  для соединений с умеренным спин-орбитальным взаимодействием,  $\gamma m_2 k_{\parallel} / \hbar^2 \ll 1$ , и достаточно широких барьеров,  $\exp(-bq_0) \ll 1$ , имеют вид [51]

$$t_{\pm} = t_0 \exp \left( \pm \gamma \frac{m_2 k_{\parallel}}{\hbar^2} q_0 b \right), \quad (1.11)$$

где  $t_0$  — коэффициент прохождения, вычисленный без учета спин-орбитального расщепления спектра,

$$t_0 = -4i \frac{m_2}{m_1} \frac{k_z q_0}{(q_0 - ik_z m_2 / m_1)^2} \exp(-q_0 b - ik_z b). \quad (1.12)$$



Общая задача о прохождении электронов с произвольной начальной спиновой ориентацией, задаваемой спинором  $\chi$ , через барьер на основе полупроводника с решеткой цинковой обманки может быть решена разложением  $\chi$  по собственным спиновым состояниям  $\chi_{\pm}$  гамильтониана (1.3).

Для анализа спин-зависимого туннелирования удобно ввести поляризационную эффективность структуры [45]

$$P = \frac{|t_+|^2 - |t_-|^2}{|t_+|^2 + |t_-|^2}, \quad (1.13)$$

которая описывает относительную разность вероятностей прохождения барьера частицами со спинами  $\mathbf{s}_+$  и  $\mathbf{s}_-$ . Подстановка коэффициентов прохождения (1.11) в (1.13) приводит к следующему выражению для поляризационной эффективности одиночного барьера

$$P = \text{th} \left( 2\gamma \frac{m_2 k_{\parallel}}{\hbar^2} q_0 b \right). \quad (1.14)$$

При фиксированном значении продольного волнового вектора  $k_{\parallel}$  поляризационная эффективность туннельной структуры увеличивается с ростом константы спин-орбитального взаимодействия  $\gamma$  и толщины барьера  $b$ . Для достижения более высоких значений поляризационной эффективности необходимо использовать толстые барьеры. Однако следует иметь в виду, что увеличение толщины барьера приводит к значительному снижению его прозрачности и, следовательно, к уменьшению туннельного потока электронов. На рис. 1.3 сплошными линиями построены зависимости поляризационных эффективностей  $P$  от толщины барьера для структур, выращенных из различных полупроводниковых соединений. Значения констант  $\gamma$  и эффективных масс  $m_2 = m^*$ , использованные в расчете, приведены в таб. 1. Штриховой линией показана зависимость туннельной прозрачности структуры  $|t_0|^2$  от толщины барьера. Результаты расчета свидетельствуют о том, что поляризационная эффективность

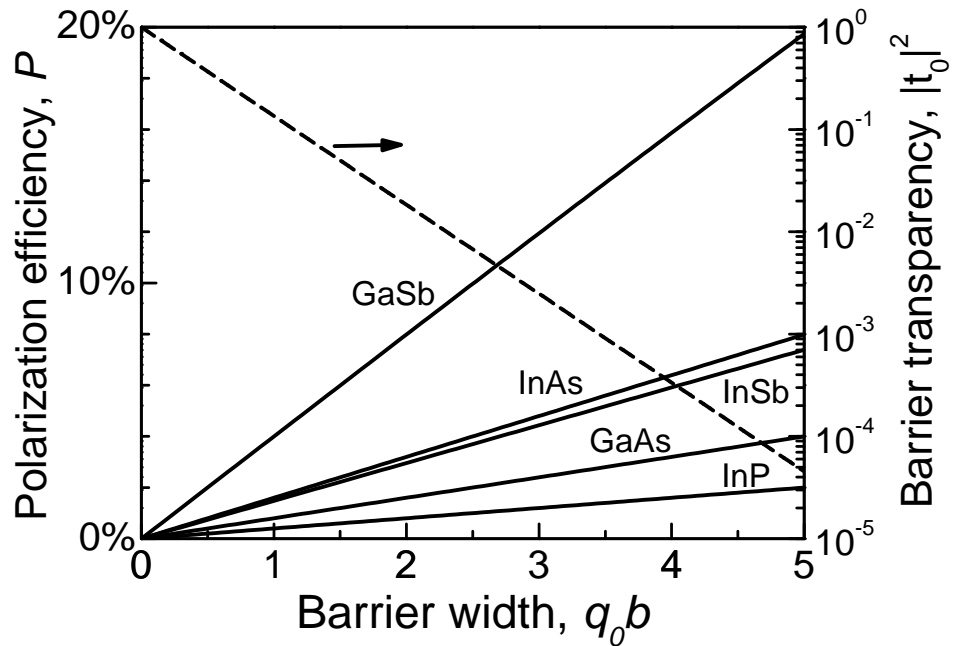


Рис. 1.3: Зависимость поляризационной эффективности  $P$  от приведенной толщины барьера  $q_0 b$  для туннельных структур на основе различных полупроводниковых соединений,  $k_{\parallel} = 2 \cdot 10^6 \text{cm}^{-1}$ . Штриховой линией показана функция  $\exp(-2q_0 b)$ , описывающая зависимость туннельной прозрачности структуры от приведенной толщины барьера.

может достигать нескольких процентов для разумных толщин барьеров. Структуры на основе соединения GaSb и его твердых растворов являются наиболее эффективными спиновыми фильтрами благодаря большому значению произведения  $\gamma m^*$  в этих материалах.

	GaSb	InAs	GaAs	InP	InSb
$\gamma, \text{eV}\cdot\text{\AA}^3$	187	130	24	8	220
$m^*/m_0$	0.041	0.023	0.067	0.081	0.013

Таб. 1: Параметры зонной структуры различных полупроводниковых соединений. Данные для GaSb, GaAs, InP и InSb взяты из работы [3], для InAs — из [52].

### 1.3 Спиновая инжекция

Вероятности туннелирования частиц с противоположными спинами  $|t_+|^2$  и  $|t_-|^2$  различны только при  $\mathbf{k}_{\parallel} \neq 0$ , т. е. при наклонном падении частиц на барьер. Данный эффект может быть использован для инжекции ориентированных по спину носителей заряда, управляемой внешним электрическим полем.

Рассмотрим туннельную структуру, в которой создан поток электронов через барьер в одном направлении, например из левой контактной области (эмиттера) в правую (коллектор). Группы электронов с различными волновыми векторами  $\mathbf{k}_{\parallel}$  туннелируют через барьер и благодаря спин-орбитальному расщеплению спектра в барьере частично поляризуются по спину. Однако, поскольку спин-орбитальное взаимодействие (1.3) линейно по продольной компоненте волнового вектора, спиновые ориентации частиц с векторами  $\mathbf{k}_{\parallel}$  и  $-\mathbf{k}_{\parallel}$  в коллекторе являются противоположными (см. угловое распределение  $\mathbf{s}_+$  на рис. 1.2). При изотропном в плоскости интерфейсов распределении электронных импульсов потоки частиц с векторами  $\mathbf{k}_{\parallel}$  и  $-\mathbf{k}_{\parallel}$  одинаковы, и туннелирование не приводит к появлению среднего спина у электронов, прошедших через барьер. Изотропия в распределении электронных импульсов может быть нарушена приложением внешнего электрического поля  $\mathbf{E}_{\parallel}$  в плоскости интерфейсов. В этом случае частицы туннелируют через барьер с отличным от нуля средним волновым вектором  $\mathbf{k}_{\parallel}$ , что и приводит к частичной спиновой поляризации электронов в коллекторе. Поскольку анизотропия в распределении электронных импульсов создается продольным электрическим полем  $\mathbf{E}_{\parallel}$ , направление электронного спина определяется ориентацией поля и меняет знак при приложении поля в обратном направлении.

Средний спин электронов, прошедших через туннельный барьер, определяется

отношением

$$\mathbf{s} = \dot{\mathbf{S}}/\dot{N}, \quad (1.15)$$

где  $\dot{\mathbf{S}}$  и  $\dot{N}$  — потоки спина и частиц из эмиттера в коллектор. В линейном режиме по электрическому полю  $\mathbf{E}_{\parallel}$  потоки  $\dot{\mathbf{S}}$  и  $\dot{N}$  определяются выражениями

$$\dot{\mathbf{S}} = \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \sum_{k_z > 0} f_1(\mathbf{k}) \left[ |t_+(\mathbf{k})|^2 \mathbf{s}_+(\mathbf{k}_{\parallel}) + |t_-(\mathbf{k})|^2 \mathbf{s}_-(\mathbf{k}_{\parallel}) \right] v_z, \quad (1.16)$$

$$\dot{N} = \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \sum_{k_z > 0} f_0(\varepsilon_{\mathbf{k}}) \left[ |t_+(\mathbf{k})|^2 + |t_-(\mathbf{k})|^2 \right] v_z,$$

где  $\mathbf{v} = \hbar \mathbf{k}/m_1$  и  $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2/(2m_1)$  — скорость и энергия налетающего электрона с волновым вектором  $\mathbf{k}$ ,  $f_0(\varepsilon_{\mathbf{k}})$  — функция распределения частиц в эмиттере в отсутствие электрического поля,  $f_1(\mathbf{k})$  — поправка к функции распределения, индуцированная продольным электрическим полем,

$$f_1(\mathbf{k}) = -e\tau_p \frac{df_0}{d\varepsilon} (\mathbf{v}_{\parallel} \cdot \mathbf{E}_{\parallel}),$$

$e$  — заряд электрона,  $\tau_p$  — время релаксации импульса.

Подставляя в формулу для потока спина (1.16) явный вид функций  $\mathbf{s}_{\pm}(\mathbf{k}_{\parallel})$ , определяемый для спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауза выражением (1.5), получаем зависимость электронного спина  $\mathbf{s}$  от направления продольного электрического поля

$$s_x = \frac{v_{d,x}}{2v_d} P_s, \quad s_y = -\frac{v_{d,y}}{2v_d} P_s, \quad (1.17)$$

где  $\mathbf{v}_d = (e\tau_p/m_1)\mathbf{E}_{\parallel}$  — дрейфовая скорость электронов в плоскости интерфейсов в эмиттере,  $P_s$  — спиновая поляризация прошедших частиц,

$$P_s = \frac{v_d m_1}{2\dot{N}} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}, k_z > 0} \frac{df_0}{d\varepsilon} \left[ |t_+(\mathbf{k})|^2 - |t_-(\mathbf{k})|^2 \right] v_z v_{\parallel}. \quad (1.18)$$

Направление среднего спина инжектированных электронов (1.17) определяется симметрией спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауза. Спин  $\mathbf{s}$  ориентирован вдоль электрического поля  $\mathbf{E}_{\parallel}$ , если поле направлено по кубическим осям [100] или [010], и перпендикулярно полю, если оно приложено вдоль  $[\bar{1}\bar{1}0]$  или [110].

Расчет показывает, что в линейном приближении по константе спин-орбитального взаимодействия и при совпадающих эффективных массах в барьере и контактных областях спиновая поляризация имеет вид

$$P_s = -2\gamma v_d \frac{m^{*2} q_0 b}{\hbar^3}, \quad (1.19)$$

где  $q_0 \approx \sqrt{2m^*V_b/\hbar^2}$ . Оценка по формуле (1.19) дает  $P_s \sim 2 \cdot 10^{-2}$  для туннельного барьера на основе GaSb и  $P_s \sim 0.6 \cdot 10^{-2}$  для барьера GaAs с прозрачностью  $|t_0|^2 = 10^{-5}$  в продольном электрическом поле, соответствующем дрейфовой скорости  $v_d = 2.5 \cdot 10^6$  см/с.

## 1.4 Туннельный спин-гальванический эффект

Эффектом, обратным к рассмотренной в предыдущем параграфе спиновой инжекции, является эффект генерации электрического тока в плоскости интерфейсов при туннелировании через барьер ориентированных по спину носителей заряда. Направление такого поверхностного тока  $\mathbf{j}_{\parallel}$  определяется пространственной симметрией барьера и спиновой ориентацией носителей.

Модель, поясняющая возникновение такого “туннельного спин-гальванического” эффекта, изображена на рис. 1.4. Как и в предыдущем параграфе мы рассматриваем туннельную структуру, в которой создан поток электронов из эмиттера в коллектор. Ориентированные по спину электроны с различными волновыми векторами  $\mathbf{k}_{\parallel}$  туннелируют через барьер. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия прозрачность структуры для частиц с фиксированной кинетической энергией достигает максимума при  $\mathbf{k}_{\parallel} = 0$ . Спин-орбитальное взаимодействие меняет это правило: наиболее вероятное туннелирование происходит теперь для электронов, наклонно налетающих на барьер. При этом прозрачность структуры для ориентированных по спину частиц с определенным волновым

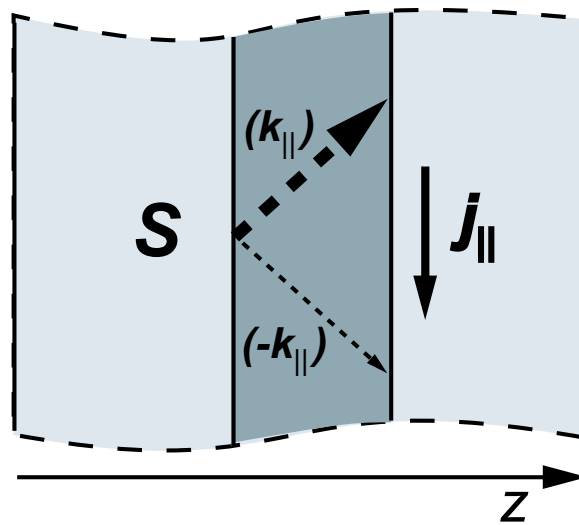


Рис. 1.4: Модель, поясняющая туннельный спин-гальванический эффект. Асимметрия туннельного прохождения барьера ориентированными по спину электронами, обусловленная спин-орбитальным взаимодействием, приводит к возникновению электрического тока в плоскости интерфейсов вблизи барьера.

вектором  $\mathbf{k}_{\parallel}$  больше, чем прозрачность барьера для частиц с тем же спином, но с волновым вектором  $-\mathbf{k}_{\parallel}$ . Такая асимметрия приводит к возникновению направленного движения электронов вдоль барьера в коллекторе, т. е. к поверхностному электрическому току  $\mathbf{j}_{\parallel}$ . Заметим, что поскольку электрический ток в коллекторе  $\mathbf{j}_{\parallel}$  обусловлен туннелированием преимущественно электронов с волновым вектором  $\mathbf{k}_{\parallel}$ , в эмиттере вблизи барьера остаются электроны с волновым вектором  $-\mathbf{k}_{\parallel}$ , и возникает поверхностный электрический ток, направленный противоположно току в коллекторе.

В общем случае прозрачность барьера может зависеть от спиновой ориентации носителей, если в системе отсутствует центр пространственной инверсии. В полупроводниковых гетероструктурах существует два микроскопических механизма, которые приводят к такому спин-зависимому туннелированию. Один из них — спин-орбитальное взаимодействие Рашбы, обусловленное структурной асимметрией барьера, например различием левого и правого интерфейсов. Второй механизм связан с кубическим по волновому вектору спин-орбитальным расщеплением Дрессельхауза электронных состояний в полупроводниках с решеткой цинковой обманки. Оба микроскопических механизма приводят к генерации электрического тока в плоскости интерфейсов при туннелировании ориентированных по спину носителей заряда через барьер.

Последовательная теория туннельного спин-гальванического эффекта может быть построена методом спиновой матрицы плотности. В этом формализме поверхностный электрический ток, возникающий в коллекторе, определяется выражением [53]

$$\mathbf{j}_{\parallel} = e \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \sum_{k_z > 0} \tau_p \mathbf{v}_{\parallel} v_z \text{Tr} [\mathcal{T} \hat{\rho}_l \mathcal{T}^{\dagger}] , \quad (1.20)$$

где  $\hat{\rho}_l$  — спиновая матрица плотности электронов в эмиттере,  $\mathcal{T}$  — спиновая матрица, описывающая туннельное прохождение барьера электронами и



связывающая спиновую волновую функцию налетающих частиц  $\psi_i$  со спиновой волновой функцией прошедших частиц  $\psi_f$ ,  $\psi_f = \mathcal{T}\psi_i$ . Матрица  $\mathcal{T}$  определяется через амплитудные коэффициенты прохождения  $t_{\pm}(\mathbf{k})$  соотношением

$$\mathcal{T} = \sum_{s=\pm} t_s(\mathbf{k}) \chi_s \chi_s^\dagger. \quad (1.21)$$

Будем предполагать, что электроны в эмиттере частично поляризованы по спину, но их распределение в каждой спиновой подзоне является термически равновесным. В этом случае спиновая матрица плотности электронов имеет вид

$$\hat{\rho}_l = \frac{f_p(\varepsilon) + f_a(\varepsilon)}{2} \hat{I} + \frac{f_p(\varepsilon) - f_a(\varepsilon)}{2} (\mathbf{n}_s \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}), \quad (1.22)$$

где  $\hat{I}$  — единичная матрица  $2 \times 2$ ,  $\mathbf{n}_s$  — единичный вектор в направлении среднего спина,  $f_p(\varepsilon)$  и  $f_a(\varepsilon)$  — функции распределения электронов со спинами, ориентированными вдоль и против  $\mathbf{n}_s$ . При малой степени спиновой поляризации частиц  $p_s$  матрица плотности трехмерного (3D) электронного газа принимает вид

$$\hat{\rho}_l \approx f_0 \hat{I} - \frac{df_0}{d\varepsilon} \frac{2p_s}{\langle 1/\varepsilon \rangle} (\mathbf{n}_s \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}), \quad (1.23)$$

где  $\langle 1/\varepsilon \rangle$  — среднее значение обратной кинетической энергии;  $\langle 1/\varepsilon \rangle = 3/E_F$  для вырожденного 3D газа с энергией Ферми  $E_F$  и  $\langle 1/\varepsilon \rangle = 2/k_B T$  для частиц с бoльцмановским распределением при температуре  $T$ .

Подставляя выражения для спиновой матрицы плотности (1.23) и матрицы  $\mathcal{T}$  (1.21) в формулу (1.20) и принимая во внимание определение векторов  $\mathbf{s}_{\pm}$  (1.5), получаем общее выражение для поверхностного электрического тока в коллекторе, которое справедливо при произвольном спин-орбитальном взаимодействии,

$$\mathbf{j}_{\parallel} = -\frac{4e \tau_p p_s}{\langle 1/\varepsilon \rangle} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \sum_{k_z > 0} \frac{df_0}{d\varepsilon} \left[ |t_+(\mathbf{k})|^2 \mathbf{n}_s \cdot \mathbf{s}_+(\mathbf{k}_{\parallel}) + |t_-(\mathbf{k})|^2 \mathbf{n}_s \cdot \mathbf{s}_-(\mathbf{k}_{\parallel}) \right] \mathbf{v}_{\parallel} v_z. \quad (1.24)$$

Для спин-зависимого туннелирования, обусловленного кубическими по  $\mathbf{k}$  слагаемыми Дрессельхауза, зависимости векторов  $\mathbf{s}_{\pm}$  от продольного волнового

вектора определяются формулами (1.5), и компоненты поверхностного тока (1.24) принимают вид

$$j_{\parallel,x} = -j_{\parallel} n_{s,x}, \quad j_{\parallel,y} = j_{\parallel} n_{s,y}, \quad (1.25)$$

где

$$j_{\parallel} = -\frac{e \tau_p p_s}{\langle 1/\varepsilon \rangle} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \sum_{k_z > 0} \frac{df_0}{d\varepsilon} \left[ |t_+(\mathbf{k})|^2 - |t_-(\mathbf{k})|^2 \right] v_z v_{\parallel}. \quad (1.26)$$

Как видно из соотношений (1.25), направление туннельного спин-гальванического тока  $j_{\parallel}$  определяется ориентацией электронного спина относительно кристаллографических осей.

При туннелировании через одиночный прямоугольный барьер амплитудные коэффициенты прохождения электронов  $t_{\pm}(\mathbf{k})$  определяются выражением (1.11). Расчет показывает [53], что в этом случае в линейном приближении по константе спин-орбитального взаимодействия и при совпадающих эффективных массах в барьере и контактных областях  $m_1 = m_2 = m^*$  величина поверхностного электрического тока имеет вид

$$j_{\parallel} = 4e\gamma \frac{m^* b q_0}{\hbar^2} \frac{\tau_p}{\hbar \langle 1/\varepsilon \rangle} \dot{N} p_s. \quad (1.27)$$

Оценка по формуле (1.27) дает  $j_{\parallel} \sim 10^{-6}$  А/см для барьеров на основе соединения GaSb и  $j_{\parallel} \sim 10^{-7}$  А/см для барьеров GaAs с прозрачностью  $|t_0|^2 \sim 10^{-5}$  и временем релаксации импульса в коллекторе  $\tau_p \sim 10^{-12}$  с.

Как было отмечено выше, в структурах с асимметричными барьерами туннельный спин-гальванический эффект может быть также связан со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. Анализ показывает, что вклад в ток, обусловленный структурной асимметрией барьера, возникает в направлении перпендикулярном спиновой ориентации электронного газа.

## 1.5 Резонансное туннелирование

Эффекты спин-зависимого туннелирования ярко проявляются в структурах резонансных туннельных диодов. В этом случае протекание носителей заряда из эмиттера в коллектор происходит главным образом через резонансные уровни, которые формируются в квантовой яме, ограниченной правым и левым барьерами. Спин-орбитальное взаимодействие расщепляет резонансные уровни по спину при отличном от нуля волновом векторе в плоскости интерфейсов, что и приводит к зависимости прозрачности двухбарьерной структуры от спиновой ориентации носителей заряда [43, 44, 54].

Рассмотрим прохождение электронов с волновым вектором  $\mathbf{k} = (k_{\parallel}, k_z)$  через двухбарьерную структуру, изображенную на рис. 1.5. Распространение электронов в каждом слое гетероструктуры описывается гамильтонианом (1.1), в котором потенциальная энергия  $V(z)$  выбрана в виде

$$V(z) = \begin{cases} -V_w, & 0 < z < a, \\ V_b, & -b < z < 0, \quad a < z < a + b, \\ 0, & z < -b, \quad z > a + b, \end{cases}$$

где  $a$  — ширина ямы,  $b$  — толщина барьеров. Будем предполагать, что параметры двухбарьерной структуры подобраны так, что резонансно туннелируют частицы с кинетической энергией, гораздо меньшей  $V_b$  и  $V_w$ . В этом случае основной вклад в гамильтониан спин-орбитального взаимодействия имеет вид (1.3) и может рассматриваться как спин-зависимая поправка к эффективной массе носителей.

Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (1.1) и граничными условиями непрерывности волновой функции  $\psi_{\pm}$  и потока  $(1/m_{\pm})\partial\psi_{\pm}/\partial z$  на гетерограницах позволяет вычислить амплитудные коэффициенты прохождения  $t_{\pm}(\varepsilon_z, k_{\parallel})$  электронов в собственных спиновых состояниях, где  $\varepsilon_z = (\hbar k_z)^2/(2m^*)$  — кинетическая энергия налетающих электронов вдоль оси роста.

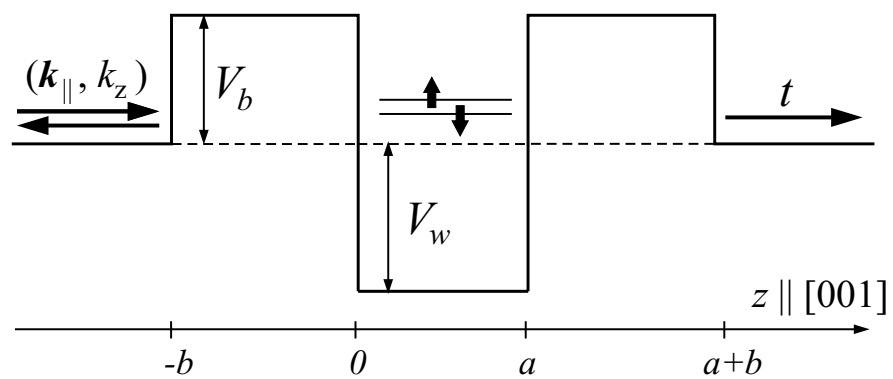


Рис. 1.5: Туннельное прохождение электронов через двухбарьерную структуру, выращенную вдоль кристаллографического направления  $[001]$ .

На рис. 1.6 представлены зависимости туннельной прозрачности двухбарьерной структуры  $|t_{\pm}(\varepsilon_z, k_{\parallel})|^2$  от кинетической энергии  $\varepsilon_z$  для фиксированного волнового вектора в плоскости интерфейсов  $k_{\parallel}$ . Расчет выполнен численно методом матриц переноса для зонных параметров:  $\gamma = 76 \text{ eV}\cdot\text{\AA}^3$ ,  $m^* = 0.053m_0$ ,  $V_b = 230 \text{ meV}$ ,  $V_w = 200 \text{ meV}$ ,  $a = 30 \text{ \AA}$  и  $b = 50 \text{ \AA}$ , которые соответствуют структуре резонансного туннельного диода на основе твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ ,  $x = 0.15/0.3/0/0.3/0.15$ . Приведенные выше значения  $m^*$  и  $\gamma$  оценены из соответствующих значений эффективной массы и константы спин-орбитального взаимодействия вблизи дна зоны проводимости объемного GaSb [3] с учетом непараболичности [4]. Расщепление резонансного пика по спину хорошо видно на рисунке.

В пределе толстых барьеров зависимость туннельной прозрачности структуры от энергии налетающих электронов состоит из узких пиков и может быть аппроксимирована дельта-функциями [54]

$$|t_{\pm}(\varepsilon_z, k_{\parallel})|^2 \approx \pi\Gamma_{\pm}(k_{\parallel}) \delta[\varepsilon_z - E_{\pm}(k_{\parallel})], \quad (1.28)$$

где  $\Gamma_{\pm}(k_{\parallel})$  — множители, описывающие мощности пиков,  $E_{\pm}(k_{\parallel})$  — положения резонансных уровней. Положения резонансов  $E_{\pm}(k_{\parallel})$  соответствуют энергии размерного квантования электронов в яме, ограниченной барьерами, с учетом спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауза. Мощности пиков  $\Gamma_{\pm}(k_{\parallel})$  определяются временами жизни электронов на резонансных уровнях, т. е. толщиной и высотой барьеров и глубиной ямы. В линейном режиме по спин-орбитальному взаимодействию положения резонансов и их мощности можно представить в следующем виде:

$$E_{\pm}(k_{\parallel}) = E_0 \pm \alpha k_{\parallel}, \quad \Gamma_{\pm}(k_{\parallel}) = (1 \pm \beta k_{\parallel}) \Gamma_0, \quad (1.29)$$

где  $E_0$  и  $\Gamma_0$  — положение резонансного уровня и его ширина в отсутствие спин-

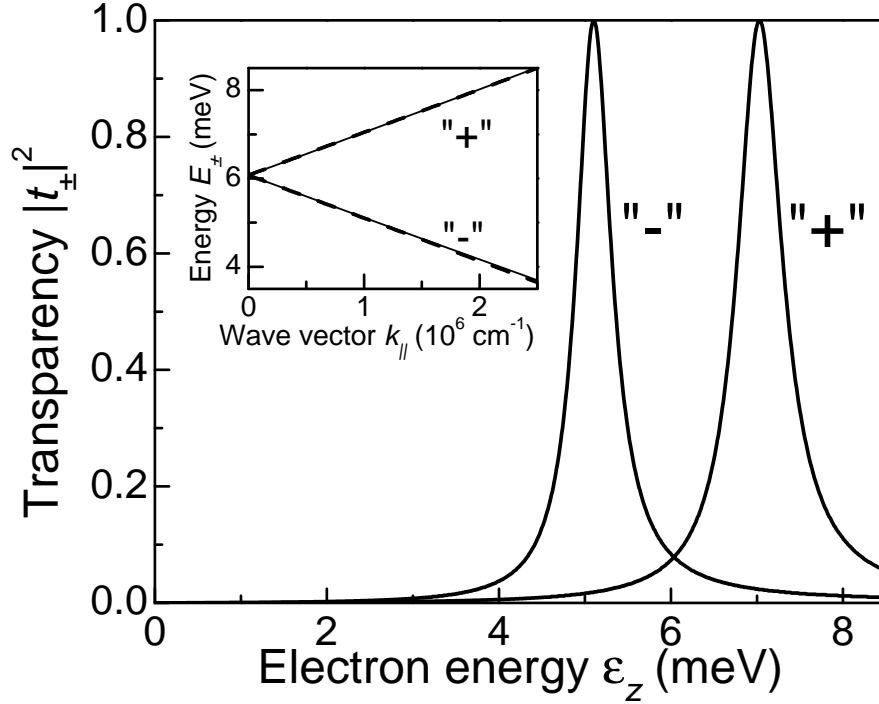


Рис. 1.6: Зависимость туннельной прозрачности двухбарьерной структуры  $|t_{\pm}|^2$  от  $\varepsilon_z$  при  $k_{||} = 10^6 \text{ cm}^{-1}$ . На вставке представлена зависимость спинового расщепления резонансного пика от  $k_{||}$ , рассчитанная численно (сплошные кривые) и аналитически по приближенной формуле (1.29) (штриховые кривые). Расчет выполнен для зонных параметров:  $\gamma = 76 \text{ eV} \cdot \text{\AA}^3$ ,  $m^* = 0.053m_0$ ,  $V_b = 230 \text{ meV}$ ,  $V_w = 200 \text{ meV}$ ,  $a = 30 \text{ \AA}$  и  $b = 50 \text{ \AA}$ , которые соответствуют структуре резонансного туннельного диода на основе твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ ,  $x = 0.15/0.3/0/0.3/0.15$ .

орбитального взаимодействия,

$$\Gamma_0 = 8\sqrt{E_0(V_b - E_0)} \frac{(V_b - E_0)(V_w + E_0)}{V_b(V_b + V_w)} \frac{\exp(-2\kappa b)}{1 + \kappa a/2}, \quad (1.30)$$

$\kappa = \sqrt{2m^*(V_b - E_0)}/\hbar$  — обратная длина затухания волновой функции в барьере,  $\alpha$  и  $\beta$  — константы, которые определяются параметрами структуры и пропорциональны константе Дрессельхауза  $\gamma$ . Для рассматриваемого случая, когда  $E_0 \ll V_b, V_w$ , параметры  $\alpha$  и  $\beta$  определяются выражениями

$$\alpha = \frac{2\gamma m^*}{\hbar^2} \frac{V_w}{1 + 2/\kappa a}, \quad (1.31)$$

$$\beta = \alpha \left( \frac{\kappa b}{V_b} + \frac{1}{2E_0} \right) + 2\gamma \frac{m^* \kappa b}{\hbar^2}.$$

Заметим, что величины  $\Gamma_0$  и  $\beta$  очень чувствительны к положению резонансного уровня  $E_0$ . Для структуры резонансного туннельного диода с параметрами, представленными в подписи к рис. 1.6, коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  можно оценить следующим образом:  $\alpha = 9.7 \cdot 10^{-7} \text{ meV} \cdot \text{cm}$ ,  $\beta = (4.2 \cdot 10^{-8} + 4.8 \cdot 10^{-7} \cdot \text{meV}/E_0) \text{ cm}$ . На вставке рис. 1.6 представлена зависимость спинового расщепления резонансного уровня от волнового вектора  $k_{\parallel}$ , рассчитанная численно (сплошные кривые) и аналитически по приближенной формуле (1.29) (штриховые кривые). Видно, что спиновое расщепление резонансного уровня является линейной функцией продольного волнового вектора  $k_{\parallel}$ , и величина спинового расщепления отлично описывается аналитическим выражением (1.31).

### 1.5.1 Спиновая инжекция при резонансном туннелировании

Спиновое расщепление резонансного пика при отличном от нуля волновом векторе в плоскости интерфейсов  $\mathbf{k}_{\parallel}$  может быть использовано для инжекции ориентированных по спину носителей заряда. Рассмотрим резонансный туннельный диод, через который протекает электрический ток. В равновесии

распределение электронов, налетающих на барьер, изотропно по импульсу в плоскости интерфейсов, поэтому электроны, прошедшие сквозь структуру, остаются в среднем неполяризованными по спину. Приложение электрического поля  $\mathbf{E}_{\parallel}$  в плоскости интерфейсов нарушает изотропию. В этом случае электроны туннелируют через структуру с отличным от нуля средним волновым вектором  $\mathbf{k}_{\parallel}$ , что приводит, как и в случае одиночного барьера, к появлению спиновой поляризации носителей заряда в коллекторе.

Расчет показывает [54], что в пределе толстых барьеров среднее значение спиновой поляризации электронов в коллекторе имеет вид

$$P_s = \frac{v_d m^*}{\hbar} (\alpha/\zeta - \beta) , \quad (1.32)$$

где  $\zeta = \int_{E_0}^{\infty} f_0(\varepsilon) d\varepsilon / f_0(E_0)$  — некоторая энергия, определяемая электронным распределением в эмиттере, в частности  $\zeta = E_F - E_0$  для 3D вырожденного электронного газа и  $\zeta = k_B T$  для электронного газа с распределением Больцмана.

На рис. 1.7 представлена зависимость спиновой поляризации прошедших электронов  $P_s$  от положения резонансного уровня  $E_0$  для вырожденного электронного газа с энергией Ферми  $E_F = 10$  meV и для электронного газа с той же концентрацией при температуре  $T = 300$  К. Сплошные кривые соответствуют численному расчету, выполненному методом матриц переноса. Пунктирные кривые построены по аналитической формуле (1.32) для полностью вырожденного электронного газа и распределения Больцмана. Изменение положения резонансного уровня  $E_0$  от 0 до 10 meV достигалось в численном расчете за счет небольшого изменения ширины квантовой ямы от  $a \approx 31 \text{ \AA}$  до  $a \approx 29.4 \text{ \AA}$ . Видно, что в широком диапазоне энергий  $E_0$  аналитическая теория хорошо соответствует численному расчету. Спиновая поляризация электронов, прошедших через резонансный туннельный диод на основе соединения GaAlSb, может достигать нескольких процентов.



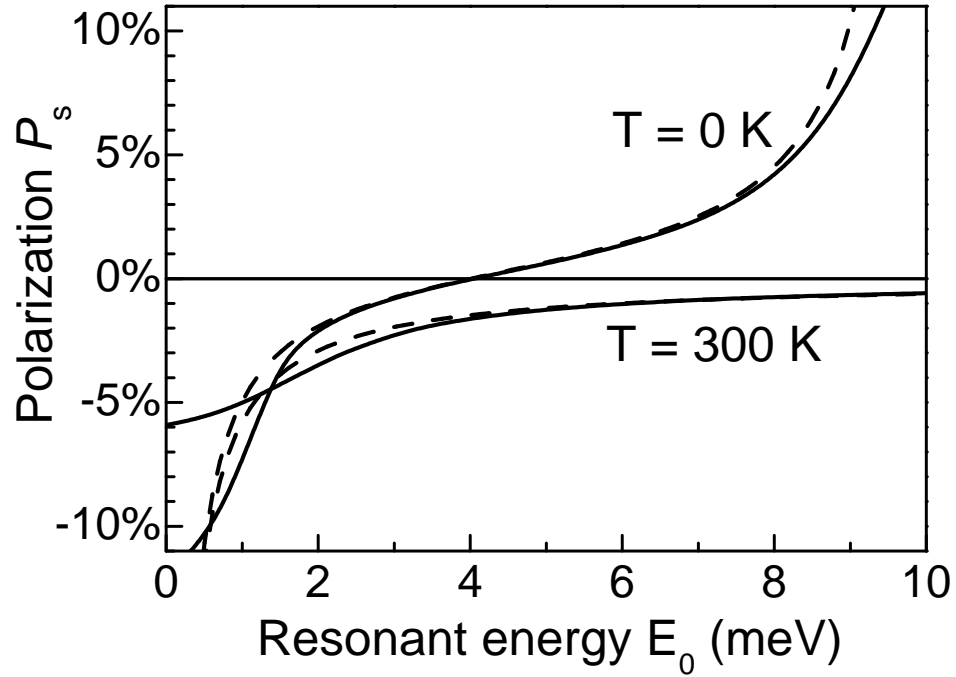


Рис. 1.7: Зависимость спиновой поляризации электронов  $P_s$  от положения резонансного уровня  $E_0$  для вырожденного электронного газа с энергией Ферми  $E_F = 10$  meV и для электронного газа с той же концентрацией при температуре  $T = 300$  К. Сплошные кривые соответствуют численному расчету, штриховые кривые построены по формуле (1.32). Зонные параметры двухбарьерной структуры, использованные в расчете, приведены в подписи к рис. 1.6,  $v_d = 2.5 \cdot 10^6$  cm/s, что соответствует  $v_F/10$ .

Знак спиновой поляризации  $P_s$  в двухбарьерной структуре определяется как спиновым расщеплением резонансного уровня  $\alpha k_{\parallel}$ , так и различием туннельной прозрачности спиновых подуровней  $\beta k_{\parallel} \Gamma_0$ . Конкуренция этих двух эффектов обусловлена тем, что нижний спиновый подуровень заселен больше верхнего, однако туннельная прозрачность больше у верхнего подуровня [см. (1.29)]. Это приводит к тому, что слагаемые пропорциональные коэффициентам  $\alpha$  и  $\beta$  входят в выражение для спиновой поляризации (1.32) с разным знаком. При низких температурах оба вклада являются сравнимыми по величине, поэтому  $P_s$  меняет знак при изменении  $E_0$  от 0 до  $E_F$ . В частности, при  $E_0 \ll E_F$  спиновая поляризация вызвана в основном различием туннельной прозрачности спиновых подуровней  $\Gamma_{\pm}$ , а роль энергетического положения подуровней незначительна, т. к. их заселенности практически совпадают. С ростом энергии  $E_0$  начинает сказываться различие заселенностей спиновых подуровней для распределения Ферми, и поляризация  $P_s$  меняет знак. При высоких температурах распределение электронов по энергии становится плавным. В этом случае спиновая ориентация электронов, прошедших через резонансную структуру, обусловлена главным образом различием ширины двух спиновых подуровней.

### 1.5.2 Туннельный спин-гальванический эффект

Туннельный спин-гальванический эффект в резонансных туннельных диодах тоже усиливается по сравнению с эффектом в структурах на основе одиночных барьеров. Расчет показывает [54], что выражение для спин-зависимого поверхностного тока, возникающего в коллекторе при резонансном туннелировании ориентированных по спину электронов через структуру с толстыми барьерами, принимает вид

$$j_{\parallel} = -\frac{e \tau_p p_s}{\langle 1/\varepsilon \rangle} \frac{f(E_0) m^*}{\pi \hbar^4} (\alpha - \zeta \beta) \Gamma_0. \quad (1.33)$$

На рис. 1.8 представлена зависимость интерфейсного тока  $j_{\parallel}$  от положения резонансного уровня  $E_0$  для структуры резонансного туннельного диода на основе соединения  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  для вырожденного электронного газа с энергией Ферми  $E_F = 10 \text{ meV}$  и электронного газа с той же концентрацией носителей при температуре  $T = 300 \text{ K}$ . Сплошные кривые соответствуют точному численному расчету, штриховые кривые построены по формуле (1.33) в приближении толстых барьеров для вырожденного электронного газа в эмиттере и распределения Больцмана. Расчет показывает, что для рассмотренных  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  структур величина туннельного спин-гальванического тока составляет доли  $\text{mA/cm}$ . Направление поверхностного тока относительно кристаллографических осей зависит как и в туннельных структурах на основе одиночных барьеров от спиновой ориентации электронов. Знак тока (1.33) определяется и спиновым расщеплением резонансного уровня, и различием туннельных прозрачностей спиновых подуровней.

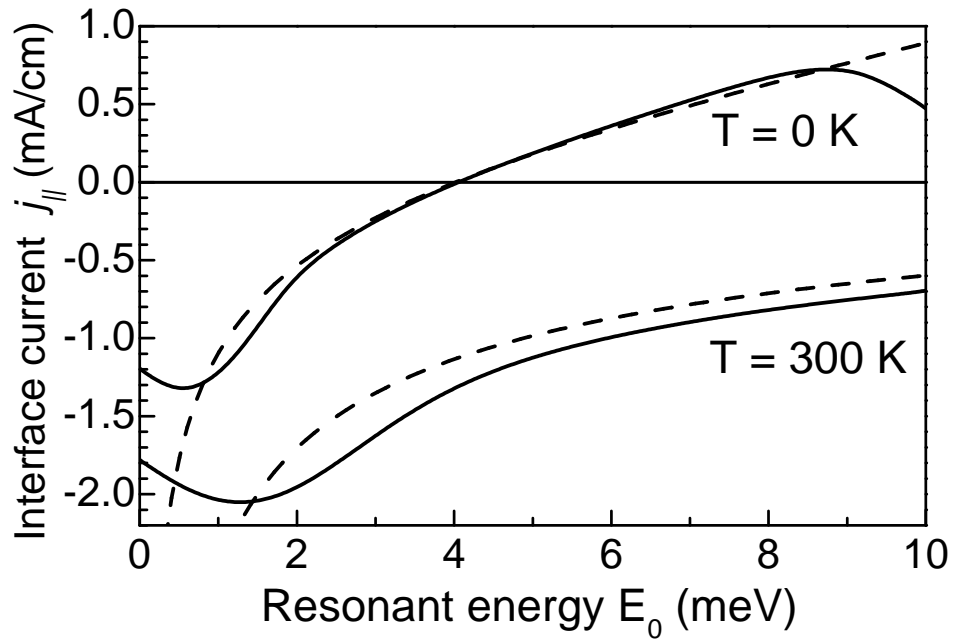


Рис. 1.8: Зависимость поверхностного электрического тока  $j_{\parallel}$  от положения резонансного уровня  $E_0$  для вырожденного электронного газа с энергией Ферми  $E_F = 10$  meV и для электронного газа с той же концентрацией при температуре  $T = 300$  К. Сплошные кривые соответствуют численному расчету, штриховые кривые построены по формуле (1.33). Зонные параметры двухбарьерной структуры, использованные в расчете, приведены в подписи к рис. 1.6, время релаксации импульса носителей  $\tau_p = 1$  ps, спиновая поляризация  $p_s = 0.1$ .

## Глава 2

# Чисто спиновые фототоки

### 2.1 Введение. Обзор литературы

Возмущение системы электронов светом или электрическим полем может привести к возникновению направленного потока частиц. Обычно при протекании электрического тока значительного переноса спина не происходит, поскольку спины отдельных электронов ориентированы случайным образом. Электрический ток сопровождается переносом спина, если носители поляризованы, например при инжекции ориентированных по спину электронов из магнитного материала в полупроводник [7, 8, 9, 21] или в фототоке, индуцированном циркулярно поляризованным светом [5, 11, 55]. Кроме того, оказывается, что возможен и чисто спиновый ток, т. е. перенос спина без переноса электрического заряда. Такая ситуация соответствует неравновесному электронному распределению, при котором электроны со спином “вверх” двигаются преимущественно в одну сторону, а эквивалентное количество частиц со спином “вниз” движется в противоположную сторону. Чисто спиновые токи приводят к пространственному разделению носителей с противоположной спиновой ориентацией и, в частности, к накоплению поляризованных по спину носителей вблизи краев образца.

Спиновый ток возникает в легированных полупроводниках в направлении, перпендикулярном приложенному электрическому полю за счет спин-зависимого

рассеяния носителей заряда на примесях или фононах. Такой эффект, названный спиновым эффектом Холла [56, 57, 58], был недавно обнаружен средствами оптической спектроскопии с высоким пространственным разрешением [59, 60], а также косвенными электрическими методами [61] (см. также работы [62, 63]). Спиновые токи могут возникать не только в диффузионном режиме в системах со спин-зависимым рассеянием, но и при баллистическом транспорте электронов, например в туннельных структурах. В этом случае эффект связан с зависимостью туннельной прозрачности барьера от взаимной ориентации электронного спина и волнового вектора (см. главу 1).

Спиновые токи в полупроводниках могут быть индуцированы оптическими методами. Пространственное разделение электронов с противоположными спинами, обусловленное чисто спиновым фототоком, было обнаружено в условиях одновременной оптической накачки полупроводника двумя ортогонально поляризованными когерентными световыми пучками с частотами  $\omega$  и  $2\omega$  [64, 65, 66]. Чисто спиновый ток в этом случае возникает в результате квантовой интерференции процессов однофотонного поглощения света с частотой  $2\omega$  и двухфотонного поглощения импульса  $\omega$  [67, 68, 69, 70]. Позже в работе [71] и нашей работе [72] было показано, что чисто спиновые токи в нецентросимметричных объемных полупроводниках и квантовых ямах могут возникать при обычном однофотонном поглощении линейно поляризованного и даже неполяризованного света. Вслед за теоретическим анализом последовала экспериментальная работа [73], в которой сообщалось об обнаружении чисто спиновых токов, индуцированных линейно поляризованным светом в квантовых ямах на основе GaAs/AlGaAs.

В данной главе представлена теория чисто спиновых фототоков, возникающих в квантовых ямах при поглощении линейно поляризованного или неполяризованного света. Рассмотрены прямые межзонные оптические переходы в нелеги-

рованных квантовых ямах, а также прямые межподзонные и непрямые внутривидовые переходы в структурах  $n$ -типа. Исследованы различные микроскопические механизмы генерации чисто спиновых фототоков; показано, что они приводят к разным спектральным и поляризационным зависимостям. Продемонстрировано также, что чисто спиновые токи возникают в нецентросимметричных квантовых ямах при нарушении термодинамического равновесия между двумерным электронным газом и кристаллической решеткой. В параграфе 2.7 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.

## 2.2 Феноменологическое описание

Поток спина (или, в общем случае, поток момента импульса) описывается псевдотензором второго ранга  $\mathbf{J}$ , компоненты которого  $J_{\beta}^{\alpha}$  отвечают потоку спинов, ориентированных вдоль оси  $\alpha$ , в направлении  $\beta$ ; здесь  $\alpha$  и  $\beta$  — декартовы координаты. Конкретный вид тензора спинового тока, индуцированного светом, определяется интенсивностью и поляризацией световой волны, а также микроскопическими параметрами структуры, в том числе временами релаксации носителей заряда и явным видом спин-орбитального взаимодействия. Однако отличные от нуля компоненты спинового фототока  $J_{\beta}^{\alpha}$  и связь между ними могут быть установлены из симметричного анализа, который не требует знания микроскопических механизмов генерации спиновых токов. В линейном режиме по интенсивности света  $I$  компоненты спинового фототока связываются

феноменологическим соотношением

$$J_{\beta}^{\alpha} = I \sum_{\gamma\delta} Q_{\alpha\beta\gamma\delta} e_{\gamma} e_{\delta}^{*} \quad (2.1)$$

с компонентами единичного вектора поляризации света  $\mathbf{e}$  и комплексно сопряженного вектора  $\mathbf{e}^*$ . Соотношение (2.1) представляет собой наиболее общее описание спиновых фототоков, поскольку набор слагаемых  $e_{\gamma} e_{\delta}^{*}$  полностью характеризует поляризационное состояние световой волны. Для общности отметим, что в выражении (2.1) пренебрегается возможными вкладами в спиновый ток, связанными с передачей импульсов фотонов электронной системе.

Соотношение (2.1) удобно представить в эквивалентной форме

$$J_{\beta}^{\alpha} = I \sum_{\gamma\delta} L_{\alpha\beta\gamma\delta} \frac{e_{\gamma} e_{\delta}^{*} + e_{\delta} e_{\gamma}^{*}}{2} + I \sum_{\gamma} C_{\alpha\beta\mu} i [\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*]_{\mu}, \quad (2.2)$$

где  $L_{\alpha\beta\gamma\delta} = (Q_{\alpha\beta\gamma\delta} + Q_{\alpha\beta\delta\gamma})/2$  — псевдотензор четвертого ранга, симметричный по последним двум индексам,  $C_{\alpha\beta\mu} = \sum_{\gamma\delta} Q_{\alpha\beta\gamma\delta} \epsilon_{\gamma\delta\mu} / (2i)$  — тензор третьего ранга,  $\epsilon_{\gamma\delta\mu}$  — полностью антисимметричный тензор третьего ранга (тензор Леви–Чивита). Псевдотензор  $\mathbf{L}$  описывает спиновые фототоки, которые не зависят от знака циркулярной поляризации света для эллиптически поляризованной волны и могут быть индуцированы линейно поляризованным излучением. Тензор  $\mathbf{C}$  отвечает спиновым токам, которые меняют свое направление на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации света и исчезают при возбуждении линейно поляризованным светом. Такое поведение связано с тем, что векторное произведение  $i[\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*]$  равно нулю для линейно поляризованного излучения и пропорционально степени циркулярной поляризации для волны, поляризованной по эллипсу или по кругу. Поглощение циркулярно поляризованного света в полупроводниках приводит обычно к появлению значительной спиновой поляризации фотовозбужденных носителей [4], что затрудняет наблюдение чисто спиновых токов. Поэтому в данной главе будем рассматривать спиновые токи,



индуцированные линейно поляризованным светом, и считать вектор поляризации  $\mathbf{e}$  вещественным.

Симметричный анализ показывает, что в объемных кристаллах с решеткой цинковой обманки (точечная группа  $T_d$ ) поглощение линейно поляризованного света может привести к появлению как диагональных  $J_\alpha^\alpha$ , так и недиагональных  $J_\beta^\alpha$  ( $\alpha \neq \beta$ ) компонент спинового тока. Поляризационные зависимости этих компонент описываются соотношениями

$$\begin{aligned} J_\alpha^\alpha &= L_1 I (e_{\alpha+1}^2 - e_{\alpha+2}^2), \\ J_{\alpha+1}^\alpha &= -J_\alpha^{\alpha+1} = L_2 I e_\alpha e_{\alpha+1}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Здесь индекс  $\alpha$  пробегает кубические оси кристалла  $x \parallel [100]$ ,  $y \parallel [010]$ ,  $z \parallel [001]$ , а индекс  $\alpha + 1$  получается циклической перестановкой координат  $x, y, z$ . Отметим, что феноменологические параметры  $L_1$  и  $L_2$  в выражениях (2.3) отличны от нуля в полупроводниках точечной группы  $T_d$  из-за отсутствия центра пространственной инверсии и обнуляются в centrosymmetric кристаллах с решеткой алмаза (точечная группа  $O_h$ ).

Пространственная симметрия квантовых ям, выращенных из полупроводников с решеткой цинковой обманки вдоль кристаллографического направления  $[001]$ , понижается до группы  $D_{2d}$  в симметричных квантовых ямах и до  $C_{2v}$  в асимметричных структурах. В последнем случае спиновый фототок, индуцированный в плоскости  $(xy)$ , описывается 10 линейно независимыми параметрами:

$$\begin{aligned} J_x^x/I &= L_1^B e_x^2 + L_2^B e_y^2 + L_3^B e_z^2 + L_1^S e_x e_y, \\ J_y^x/I &= L_2^S e_x^2 + L_3^S e_y^2 + L_4^S e_z^2 + L_4^B e_x e_y, \\ J_x^y/I &= -L_3^S e_x^2 - L_2^S e_y^2 - L_4^S e_z^2 - L_4^B e_x e_y, \\ J_y^y/I &= -L_2^B e_x^2 - L_1^B e_y^2 - L_3^B e_z^2 - L_1^S e_x e_y, \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$J_x^z/I = L_5^B e_x e_z + L_5^S e_y e_z ,$$

$$J_y^z/I = -L_5^S e_x e_z - L_5^B e_y e_z .$$

В соотношениях (2.4) верхним индексом В отмечены коэффициенты, которые связаны с отсутствием центра инверсии в объемном материала (и/или анизотропией химических связей на гетерограницах) и могут быть отличны от нуля в структурах симметрии  $D_{2d}$ , а верхним индексом S отмечены коэффициенты, возникающие в меру структурной асимметрии квантовой ямы. Таким образом, в симметричных квантовых ямах, выращенных вдоль [001], поляризационные зависимости компонент спинового фототока полностью определяются слагаемыми, содержащими множители  $L_i^B$ . Анализ показывает, что в предельном противоположном случае, когда доминирует структурная асимметрия, и квантовая яма может быть эффективно охарактеризована аксиальной точечной группой  $C_{\infty v}$ , компоненты спинового фототока описываются выражениями (2.4), в которых  $L_i^B = 0$ , а коэффициенты  $L_i^S$  связаны между собой соотношениями  $L_3^S = L_1^S + L_2^S$ .

Из феноменологических выражений (2.4) следует, что в структурах, выращенных вдоль направления [001], линейно поляризованный свет в геометрии нормального падения может вызвать поток спинов, ориентированных только в плоскости квантовой ямы. Для того, чтобы создать компоненты спинового тока  $J_x^z$  и  $J_y^z$ , приводящие к пространственному разделению спиновой плотности  $S_z$ , необходимо использовать наклонное падение света на образец. Такое поведение обусловлено высокой симметрией рассматриваемых квантовых ям и нарушается в структурах, выращенных вдоль низкосимметричных кристаллографических осей. В таких системах линейно поляризованный свет даже в геометрии нормального падения может возбуждать потоки спинов, ориентированных как в плоскости ямы, так и вдоль оси роста структуры.

В качестве примера низкосимметричных систем рассмотрим квантовые ямы, выращенные на поверхности (110). Для описания таких структур будем использовать систему координат  $(x', y', z')$ , где  $x' \parallel [1\bar{1}0]$  и  $y' \parallel [00\bar{1}]$  — координаты в плоскости ямы,  $z' \parallel [110]$  — ось роста. Асимметричные квантовые ямы, выращенные на поверхности (110), описываются точечной группой  $C_s$ , которая содержит только два элемента: единичный элемент и плоскость отражения  $m_1 = (1\bar{1}0)$ , перпендикулярную оси  $x'$ . Анализ показывает, что в этом случае спиновый фототок, индуцированный линейно поляризованным светом в геометрии нормального падения, описывается соотношениями

$$\begin{aligned} J_{x'}^{x'}/I &= L'_1 e_{x'} e_{y'} , & J_{y'}^{x'}/I &= L'_2 + L'_3 (e_{x'}^2 - e_{y'}^2) , \\ J_{x'}^{y'}/I &= L'_4 + L'_5 (e_{x'}^2 - e_{y'}^2) , & J_{y'}^{y'}/I &= L'_6 e_{x'} e_{y'} , \\ J_{x'}^{z'}/I &= L'_7 + L'_8 (e_{x'}^2 - e_{y'}^2) , & J_{y'}^{z'}/I &= L'_9 e_{x'} e_{y'} . \end{aligned} \quad (2.5)$$

Симметричные квантовые ямы, выращенные вдоль  $[110]$ , содержат дополнительный элемент симметрии — плоскость отражения  $m_2 = (110)$ , перпендикулярную оси  $z'$ . Отражение в плоскости  $m_2$  меняет знак у компонент спинового тока  $J_{\beta}^{x'}$  и  $J_{\beta}^{y'}$  ( $\beta = x', y'$ ), но не меняет величин  $J_{\beta}^{z'}$  и компонент вектора поляризации света  $e_{x'}$ ,  $e_{y'}$ . Поэтому в квантовых ямах без структурной асимметрии коэффициенты  $L'_1 \dots L'_6$  равны нулю, и спиновый фототок полностью описывается последней строчкой соотношения (2.5).

На микроскопическом уровне эффект генерации чисто спиновых фототоков связан со спин-орбитальным взаимодействием, смешивающим спиновые состояния с пространственным движением электронов, на которое непосредственно воздействует электрическое поле световой волны. В рамках кинетической теории компонента спинового тока  $J_{\beta}^{\alpha}$  обусловлена появлением неравновесной поправки, пропорциональной  $\hat{\sigma}_{\alpha} v_{\beta}$ , к спиновой матрице плотности. Необходимо отметить,

что в общем случае концепция спинового тока является неопределенной в системах со спин-орбитальным взаимодействием, поскольку спин и спин-зависимая скорость не могут быть определены одновременно (см., например, работы [74, 75]). Математически это связано с тем, что матрицы Паули и оператор скорости не коммутируют между собой. Однако проблема некоммутативности возникает только в высоких порядках по константе спин-орбитального взаимодействия и не существует в случаях, когда спин-орбитальное взаимодействие мало. В первом порядке по константе спин-орбитального взаимодействия компоненты спинового фототока электронов в зоне проводимости в рамках приближения времени релаксации определяются выражением

$$J_{\beta}^{\alpha} = \sum_{\mathbf{k}} \tau_e \text{Tr} \left[ \frac{\hat{\sigma}_{\alpha}}{2} \hat{v}_{\beta}(\mathbf{k}) \hat{G}(\mathbf{k}) \right], \quad (2.6)$$

в котором спин-зависимые поправки необходимо учитывать или в операторе скорости  $\hat{v}(\mathbf{k})$  или в спиновой матрице фотогенерации носителей  $\hat{G}(\mathbf{k})$ . Здесь  $\tau_e$  — время релаксации спинового тока в зоне проводимости, которое может отличаться от обычного времени релаксации импульса, определяющего подвижность электронного газа. Электрон-электронное рассеяние между частицами с противоположными спинами, которое не оказывает существенного влияния на подвижность в силу сохранения полного импульса частиц, вносит вклад в затухание спинового тока и поэтому уменьшает время  $\tau_e$ . Более детальное исследование влияния электрон-электронного рассеяния на спиновую динамику свободных носителей заряда можно найти в работах по спиновому эффекту увлечения [76, 77] и по спиновой релаксации в системах с межчастичным взаимодействием [78, 79].

## 2.3 Межзонные оптические переходы в квантовых ямах

### 2.3.1 Спиновый фототок, обусловленный расщеплением подзон

Анализ микроскопических механизмов генерации чисто спиновых фототоков в квантовых ямах начнем с механизма, связанного с линейным по волновому вектору  $\mathbf{k}$  расщеплением подзон размерного квантования [72]. Наиболее наглядно данный механизм можно пояснить на примере прямых оптических переходов их подзоны тяжелых дырок  $hh1$  в электронную подзону  $e1$  в квантовых ямах, выращенных вдоль направления [110]. В таких структурах эффективные гамильтонианы, описывающие состояния в зоне проводимости  $\Gamma_6$  и в валентной зоне  $\Gamma_8$ , содержат вклады пропорциональные  $\hat{\sigma}_{z'}k_{x'}$  и  $\hat{J}_{z'}k_{x'}$  соответственно, где  $\hat{J}_{z'}$  — матрица  $4 \times 4$ , соответствующая моменту импульса  $3/2$  [5]. Спин-орбитальное взаимодействие такого вида приводит к расщеплению электронной подзоны  $e1$  на ветви с проекциями спина  $|\pm 1/2\rangle$  на ось  $z'$  и дырочной подзоны  $hh1$  на ветви  $|\pm 3/2\rangle$ , как показано на рис. 2.1 а. Соответствующие дисперсии в подзонах при малых волновых векторах в плоскости квантовой ямы  $\mathbf{k} = (k_{x'}, k_{y'})$  определяются выражениями

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\mathbf{k}, \pm 1/2}^{(e1)} &= \frac{\hbar^2(k_{x'}^2 + k_{y'}^2)}{2m^*} \pm \gamma_{z'x'}^{(e1)}k_{x'}, \\ \varepsilon_{\mathbf{k}, \pm 3/2}^{(hh1)} &= -\frac{\hbar^2(k_{x'}^2 + k_{y'}^2)}{2m_{hh}^{\parallel}} \pm \gamma_{z'x'}^{(hh1)}k_{x'},\end{aligned}\tag{2.7}$$

где  $m^*$  и  $m_{hh}^{\parallel}$  — эффективные массы электронов и тяжелых дырок в плоскости гетерограниц. Заметим, что в квантовых ямах (110) спин-орбитальный вклад в эффективный гамильтониан электронов проводимости является малым по сравнению со слагаемым  $\hat{J}_{z'}k_{x'}$ , описывающим расщепление подзоны тяжелых дырок [5].

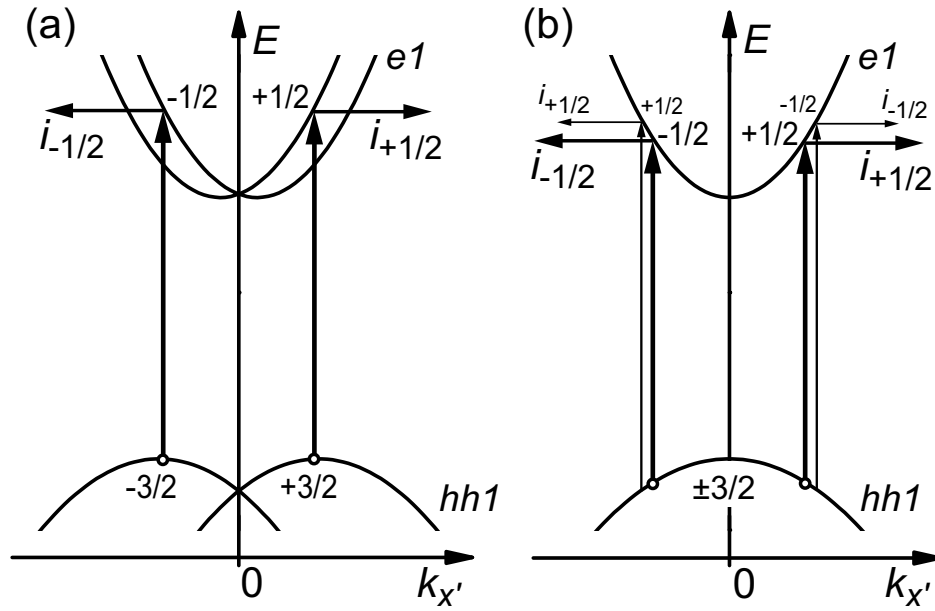


Рис. 2.1: Микроскопические механизмы генерации чисто спинового тока  $J_{x'}^{z'}$  при межзонных оптических переходах под действием линейно поляризованного света в квантовых ямах, выращенных вдоль  $[110]$ . Рисунок а — спиновый фототок, обусловленный линейным по волновому вектору расщеплением подзон. Рисунок б — спиновый фототок, связанный с линейными по волновому вектору слагаемыми в матричных элементах оптических переходах.

За счет правил отбора оптические переходы из подзоны тяжелых дырок  $hh1$  в подзону  $e1$  могут идти только с изменением проекции полного момента импульса электрона на  $\pm 1$ , т. е. разрешены переходы  $|+3/2\rangle \rightarrow |+1/2\rangle$  и  $|-3/2\rangle \rightarrow |-1/2\rangle$  (см. [4]), показанные на рис. 2.1а сплошными вертикальными линиями. При возбуждении линейно поляризованным или неполяризованным светом интенсивности обоих процессов совпадают. Однако, как видно из рис. 2.1а, линейное по волновому вектору расщепление подзон  $e1$  и  $hh1$  приводит к тому, что электроны с проекциями спина  $s_{z'} = \pm 1/2$  рождаются с противоположными волновыми векторами  $k_{x'}$ . Такая асимметрия фотовозбуждения приводит к неравновесному распределению в подзоне  $e1$ , при котором электроны со спинами  $+1/2$  и  $-1/2$  двигаются в противоположные стороны. Потоки  $\mathbf{i}_{+1/2}$  и  $\mathbf{i}_{-1/2}$  являются одинаковыми по абсолютной величине, но направлены противоположно, поэтому данное электронное состояние соответствует чисто спиновому току, при котором спиновый поток  $(1/2)(\mathbf{i}_{+1/2} - \mathbf{i}_{-1/2})$  отличен от нуля, а электрический ток отсутствует,  $e(\mathbf{i}_{+1/2} + \mathbf{i}_{-1/2}) = 0$ .

Для расчета величины спинового тока заметим, что точки оптических переходов в  $\mathbf{k}$  пространстве определяются законами сохранения энергии и квазиимпульса, которые с учетом линейного по  $\mathbf{k}$  спинового расщепления подзон  $e1$  и  $hh1$  принимают вид

$$E_g^{QW} + \frac{\hbar^2(k_{x'}^2 + k_{y'}^2)}{2\mu} + 2s_{z'}(\gamma_{z'x'}^{(e1)} - \gamma_{z'x'}^{(hh1)})k_{x'} = \hbar\omega, \quad (2.8)$$

где  $E_g^{QW}$  — ширина эффективной запрещенной зоны в квантовой яме при  $\mathbf{k} = 0$ ,  $\mu = m^*m_{hh}^{\parallel}/(m^* + m_{hh}^{\parallel})$  — приведенная масса. Спиновое расщепление подзон приводит к тому, что электроны с проекциями спина  $s_{z'} = \pm 1/2$  рождаются с отличными от нуля средними скоростями

$$\langle v_{x'} \rangle = \frac{\hbar}{m^*} \langle k_{x'} \rangle + 2s_{z'} \frac{\gamma_{z'x'}^{(e1)}}{\hbar} = 2s_{z'} \frac{\mu}{\hbar} \left( \frac{\gamma_{z'x'}^{(e1)}}{m_{hh}^{\parallel}} + \frac{\gamma_{z'x'}^{(hh1)}}{m^*} \right). \quad (2.9)$$

В условиях стационарного возбуждения электроны генерируются непрерывно, что приводит к возникновению стационарного спинового фототока

$$J_{x'}^{z'} = \frac{\mu\tau_{e1}}{2\hbar} \left( \frac{\gamma_{z'x'}^{(e1)}}{m_{hh}^{\parallel}} + \frac{\gamma_{z'x'}^{(hh1)}}{m^*} \right) \frac{\eta_{cv}}{\hbar\omega} I, \quad (2.10)$$

где  $\tau_{e1}$  — время релаксации спинового тока в подзоне  $e1$ ,  $\eta_{cv}$  — доля светового потока, поглощаемая в квантовой яме. Для оптических переходов из подзоны тяжелых дырок в прямоугольной квантовой яме с бесконечно высокими барьерами в геометрии нормального падения света без учета линейных по  $\mathbf{k}$  слагаемых в спектре  $\eta_{cv}$  определяется выражением

$$\eta_{cv} = \frac{2\pi\tilde{\alpha}}{n_{\omega}} \frac{\mu P^2}{\hbar^3\omega} \Theta(\hbar\omega - E_g^{QW}), \quad (2.11)$$

где  $\tilde{\alpha} = e^2/(\hbar c) \approx 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $n_{\omega}$  — коэффициент преломления,  $P = i(\hbar/m_0)\langle S|p_z|Z\rangle$  — межзонный матричный элемент между базисными блоховскими функциями валентной зоны  $Z$  и зоны проводимости  $S$ ,  $m_0$  — масса свободного электрона,  $\Theta(x)$  — ступенчатая функция Хевисайда.

В квантовых ямах, выращенных вдоль направления  $[001]$ , спиновое расщепление подзоны тяжелых дырок подавлено, что связано с высокой симметрией оси  $[001]$  в кубических кристаллах [5, 80]. Поэтому при межзонных оптических переходах из подзоны тяжелых дырок основной вклад в спиновый фототок, обусловленный расщеплением спектра, связан с линейным по волновому вектору спин-орбитальным расщеплением электронных состояний. Линейный по  $\mathbf{k}$  вклад в эффективный гамильтониан электронов, описывающий такое расщепление, в общем случае может быть представлен в виде

$$\hat{H}_{so}^{(e1)} = \sum_{\alpha\beta} \gamma_{\alpha\beta}^{(e1)} \hat{\sigma}_{\alpha} k_{\beta}. \quad (2.12)$$

На микроскопическом уровне линейное по  $\mathbf{k}$  расщепление электронных состояний связано со структурной асимметрией ямы (вклад Рашбы) [40, 41, 42], отсутствием



центра инверсии в объемном материале (линейный по  $\mathbf{k}$  вклад Дрессельхауза) [81, 82] и с анизотропией химических связей на гетерограницах [83, 84]. Экспериментальные данные по комбинационному рассеянию света [85, 86], слабой локализации [87, 88], фотогальваническим эффектам [89, 90], оптической ориентации [91], ориентации спинов электрическим током [92] свидетельствуют о том, что вклады Рашбы и Дрессельхауза в реальных двумерных электронных системах могут быть сравнимы по величине.

Расчет показывает, что в модели параболической дисперсии дырок в подзоне  $hh1$  и с учетом вклада (2.12) в эффективный гамильтониан электронов компоненты чисто спинового фототока, возникающего в подзоне  $e1$ , имеют вид

$$J_{\beta}^{\alpha} = \gamma_{\alpha\beta}^{(e1)} \frac{\tau_{e1} \mu}{2\hbar m_{hh}^{\parallel}} \frac{\eta_{cv}}{\hbar\omega} I. \quad (2.13)$$

Спиновые токи (2.10) и (2.13), возникающие при межзонных оптических переходах в геометрии нормального падения, не зависят от поляризации света. Поляризационная зависимость спиновых фототоков, обусловленных расщеплением спектра, возникает, если принять во внимание смешивание легких и тяжелых дырок при отличном от нуля волновом векторе в плоскости квантовой ямы или при оптических переходах из подзоны легких дырок [93].

### 2.3.2 Спиновый фототок, обусловленный линейными по $\mathbf{k}$ вкладами в матричные элементы оптических переходов

Другой микроскопический механизм генерации спиновых фототоков связан с линейными по волновому вектору слагаемыми в матричных элементах межзонных оптических переходов [94]. Такие слагаемые появляются при учете  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  подмешивания состояний удаленной зоны проводимости  $\Gamma_{15}^c$  к волновым функциям валентной зоны и зоны проводимости в кубических нецентросимметричных

кристаллах [95, 96]. С учетом  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  смешивания межзонные матричные элементы оператора скорости в объемных полупроводниках с решеткой цинковой обманки принимают вид

$$\begin{aligned} i\langle S_{\mathbf{k}}|\mathbf{e}\cdot\mathbf{v}|X_{\mathbf{k}}\rangle &= (P/\hbar)[e_x + i\beta(e_y k_z + e_z k_y)], \\ i\langle S_{\mathbf{k}}|\mathbf{e}\cdot\mathbf{v}|Y_{\mathbf{k}}\rangle &= (P/\hbar)[e_y + i\beta(e_x k_z + e_z k_x)], \\ i\langle S_{\mathbf{k}}|\mathbf{e}\cdot\mathbf{v}|Z_{\mathbf{k}}\rangle &= (P/\hbar)[e_z + i\beta(e_x k_y + e_y k_x)], \end{aligned} \quad (2.14)$$

где  $\beta = QP'(2E'_g + E_g)/[PE'_g(E'_g + E_g)]$  — коэффициент, определяемый зонными параметрами полупроводника;  $P' = i(\hbar/m_0)\langle S|p_z|Z'\rangle$  и  $Q = i(\hbar/m_0)\langle X'|p_y|Z\rangle$  — межзонные матричные элементы в точке  $\Gamma$  зоны Бриллюэна;  $X, Y, Z$  и  $X', Y', Z'$  — базисные блоховские функции валентной зоны и удаленной зоны  $\Gamma_{15}^c$ ;  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $E'_g$  — энергетическое расстояние между зонами проводимости  $\Gamma_{15}^c$  и  $\Gamma_6$  в точке  $\mathbf{k} = 0$ . Для соединения GaAs коэффициент  $\beta$  можно оценить как  $0.2 \div 1 \text{ \AA}$  в зависимости от используемых зонных параметров [97, 98].

Линейные по  $\mathbf{k}$  слагаемые в матричных элементах (2.14) не нарушают правил отбора для межзонных оптических переходов из подзоны тяжелых дырок. Как и прежде, разрешенными переходами остаются переходы  $|+3/2\rangle \rightarrow |+1/2\rangle$  и  $|-3/2\rangle \rightarrow |-1/2\rangle$ . Однако вероятности этих двух процессов зависят теперь от волнового вектора в плоскости квантовой ямы, что и приводит к возникновению спинового фототока. Рассмотрим данный механизм генерации спинового тока для квантовой ямы, выращенной вдоль  $[110]$ , при возбуждении структуры линейно поляризованным светом в геометрии нормального падения. В этом случае квадраты модулей матричных элементов, определяющие вероятности переходов, в линейном по  $\beta$  приближении имеют вид

$$\begin{aligned} |\langle +1/2|\mathbf{e}\cdot\mathbf{v}|+3/2\rangle|^2 &= P^2/(2\hbar^2)[1 + 2\beta k_{y'}e_{x'}e_{y'} - 2\beta k_{x'}(e_{x'}^2 - e_{y'}^2)], \\ |\langle -1/2|\mathbf{e}\cdot\mathbf{v}|-3/2\rangle|^2 &= P^2/(2\hbar^2)[1 - 2\beta k_{y'}e_{x'}e_{y'} + 2\beta k_{x'}(e_{x'}^2 - e_{y'}^2)]. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Из выражений (2.15) следует, что при фиксированной поляризации света электроны с проекциями спина  $s_{z'} = \pm 1/2$  рождаются преимущественно в состояниях с противоположными волновыми векторами. Такая спин-зависимая асимметрия фотовозбуждения проиллюстрирована на рис. 2.1 b для света, поляризованного вдоль оси  $y'$ : в этом случае электроны со спином  $+1/2$  генерируются преимущественно в состояниях с  $k_{x'} > 0$ , тогда как электроны со спином  $-1/2$  — в состояниях с  $k_{x'} < 0$ . Различие вероятностей оптических переходов показано на рис. 2.1 b вертикальными линиями различной толщины. Очевидно, что такая асимметрия фотовозбуждения электронов в  $\mathbf{k}$  пространстве приводит к возникновению чисто спинового тока. Заметим, что в этом механизме спиновое расщепления подзон  $hh1$  и  $e1$  не играет существенной роли и поэтому не показано на рис. 2.1 b для простоты.

Расчет показывает, что компоненты спинового тока, возникающего в квантовых ямах (110) при оптических переходах из подзоны тяжелых дырок, определяются выражениями

$$J_{x'}^{z'} = \beta(e_{y'}^2 - e_{x'}^2) \frac{\tau_{e1} \tilde{\varepsilon} \eta_{cv}}{\hbar} I, \quad J_{y'}^{z'} = \beta e_{x'} e_{y'} \frac{\tau_{e1} \tilde{\varepsilon} \eta_{cv}}{\hbar} I, \quad (2.16)$$

где  $\tilde{\varepsilon} = (\hbar\omega - E_g^{QW})\mu/m^*$  — кинетическая энергия электронов в момент генерации. В отличие от вклада (2.10), спиновый фототок (2.16) 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 (2.10) и (2.16) показывает, что в зависимости от величины  $(\hbar\omega - E_g^{QW})$  эти вклады могут быть как сравнимы, так и один из них может преобладать над другим.

При межзонных оптических переходах из подзоны легких дырок или из отщепленной зоны  $\Gamma_7$  оба рассмотренных выше механизма приводят к поляризационно-зависимым спиновым фототокам. Анализ показывает, что спиновый фототок, возникающий в квантовых ямах (001) при оптических

переходах из подзоны легких дырок в геометрии нормального падения света, описывается выражениями (2.4), в которых феноменологические параметры связаны между собой соотношениями:  $L_4^B = L_2^B - L_1^B$  и  $L_1^S = L_3^S - L_2^S$ . Если при этом спиновый ток обусловлен только линейными по  $\mathbf{k}$  слагаемыми в матричных элементах оптических переходов, то дополнительно  $L_1^B = 0$  и  $L_2^S = L_3^S = 0$ . В противоположном случае, когда спиновый фототок вызван расщеплением подзон, коэффициенты связаны между собой соотношениями:  $L_1^B = \pm L_2^B$  и  $L_2^S = \pm L_3^S$ , в которых знак определяется тем, расщепление какой подзоны, электронной  $e1$  (“+”) или дырочной  $lh1$  (“-”), доминирует (см. [93]).

### 2.3.3 Экспериментальное наблюдение спиновых фототоков

Пространственное разделение электронов с противоположными спинами, обусловленное чисто спиновым фототоком, наблюдалось при гелиевых температурах в структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, выращенными вдоль направления  $[110]$ , см. работу [73]. В эксперименте использовалась методика “pump-probe” с высоким пространственным разрешением. Линейно поляризованный сфокусированный импульс накачки индуцировал межзонные оптические переходы, при которых рождались электроны с кинетической энергией  $\approx 148$  meV. Пробным импульсом света с энергией кванта, соответствующей ширине запрещенной зоны, методом магнитооптического эффекта Керра сканировалось пространственное распределение спиновой поляризации в плоскости квантовой ямы. Было обнаружено, что оптическое возбуждение структуры сфокусированным линейно поляризованным импульсом приводит к пространственному разделению электронов со спинами  $s_{z'} = \pm 1/2$  на расстояние  $1 \div 4$  nm вдоль направления  $x' \parallel [1\bar{1}0]$ . При этом знак спиновой ориентации менялся при переключении поляризации импульса накачки с  $\mathbf{e} \parallel x'$  на  $\mathbf{e} \parallel y'$ . Обнаруженное

пространственное распределение спиновой поляризации находится в согласии с феноменологическим описанием (2.5) чисто спиновых фототоков в квантовых ямах (110) и показывает, что для использованной в эксперименте частоты света поляризационно-зависимый вклад в спиновый фототок преобладает.

## 2.4 Межподзонаные оптические переходы в квантовых ямах $n$ -типа

Межподзонаное поглощение света в квантовых ямах  $n$ -типа носит резонансный характер и возможно, если энергия фотона совпадает с энергетическим расстоянием между этими подзонами [99]. В рамках простого однозонного приближения прямые оптические переходы из основной подзоны  $e1$  в возбужденную  $e2$  идут с сохранением спина и могут быть индуцированы только излучением, вектор поляризации  $\mathbf{e}$  которого имеет отличную от нуля нормальную компоненту  $e_z$ .

### 2.4.1 Спиновый фототок, обусловленный расщеплением спектра

Межподзонаные оптические переходы с сохранением спиновой ориентации электронов приводят к возникновению спинового тока, если электронные подзоны расщеплены по спину за счет линейных по волновому вектору слагаемых, обусловленных отсутствием центра инверсии в квантовой яме [72]. Данный механизм генерации спинового фототока проиллюстрирован на рис. 2.2, на котором межподзонаные переходы  $|e1, +1/2\rangle \rightarrow |e2, +1/2\rangle$  и  $|e1, -1/2\rangle \rightarrow |e2, -1/2\rangle$  изображены сплошными вертикальными линиями. В присутствии линейного по  $k_x$  спинового расщепления подзон  $e1$  и  $e2$  законы сохранения энергии и квазиимпульса приводят к тому, что оптические переходы под действием света фиксированной частоты возможны только при определенных значениях

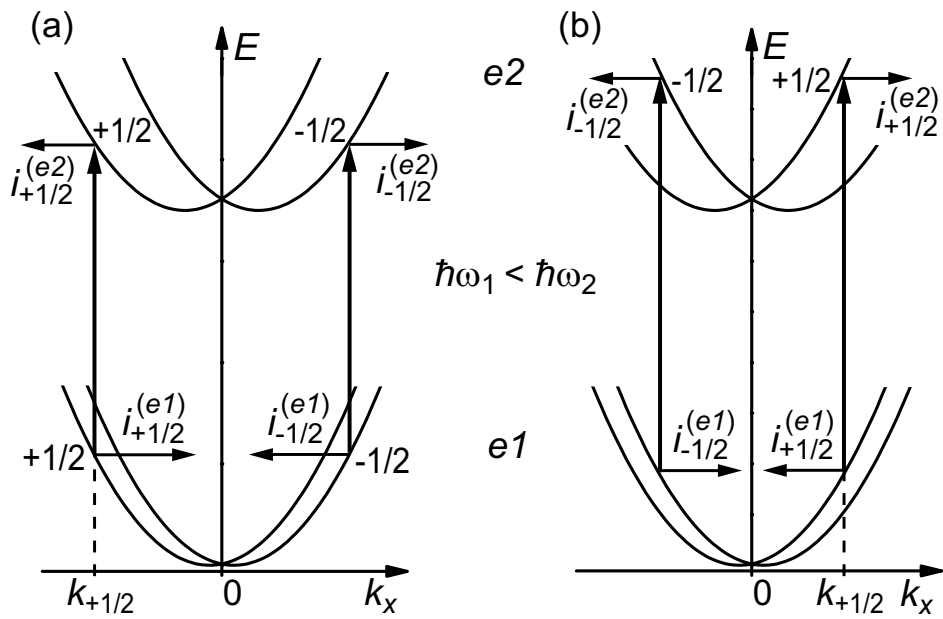


Рис. 2.2: Микроскопический механизм генерации чисто спинового тока при межподзонных оптических переходах в квантовых ямах, обусловленный линейным по волновому вектору спин-орбитальным расщеплением подзон. Рисунки а и б демонстрируют изменение направления спинового тока на противоположное с ростом частоты света.

$k_x$ , при которых энергетическое расстояние между подзонами соответствует энергии кванта  $\hbar\omega$ . Как видно из рис. 2.2а, переходы из состояний  $|e1, +1/2\rangle$  и  $|e1, -1/2\rangle$  идут при противоположных значениях волнового вектора  $k_x$ . Такая асимметрия фотовозбуждения приводит к неравновесному распределению, при котором электроны со спинами  $+1/2$  и  $-1/2$  в каждой из подзон двигаются в противоположные стороны, т. е. к чисто спиновым фототокам в обеих подзонах.

Интересной особенностью спинового тока, возникающего при межподзонном поглощении линейно поляризованного света и обусловленного спиновым расщеплением подзон, является его спектральная зависимость. Рисунки 2.2а и 2.2б демонстрируют, что происходит вблизи резонанса, если энергия кванта света меняется от  $\hbar\omega_1 < \varepsilon_{21}$  до  $\hbar\omega_2 > \varepsilon_{21}$ , где  $\varepsilon_{21}$  — энергетическое расстояние между подзонами при  $\mathbf{k} = 0$ . При энергиях кванта меньших  $\varepsilon_{21}$  оптические переходы  $|e1, +1/2\rangle \rightarrow |e2, +1/2\rangle$  происходят при отрицательных значениях  $k_x = k_{+1/2}$ , что приводит к потоку электронов со спином  $+1/2$  в подзоне  $e1$  в направлении оси  $x$  (см. рис. 2.2а). С ростом частоты света точка оптических переходов  $k_{+1/2}$ , при которой выполняются законы сохранения энергии и квазиимпульса, сдвигается в сторону положительных значений  $k_x$  (см. рис. 2.2б). Это приводит к смене направления спинового фототока на противоположное.

Микроскопический расчет величины спинового тока удобно проводить методом спиновой матрицы плотности. Будем считать, что электронный спектр в каждой подзоне является параболическим и описывается эффективным гамильтонианом

$$\hat{H}^{(\nu)} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \hat{H}_{so}^{(\nu)}, \quad (2.17)$$

где  $\nu = 1, 2$  — индекс подзоны размерного квантования,  $\hat{H}_{so}^{(\nu)}$  — гамильтониан линейного по  $\mathbf{k}$  спин-орбитального взаимодействия вида (2.12).

Компоненты матриц фотогенерации  $\hat{G}^{(\nu)}$  в подзонах  $e1$  и  $e2$  в базисе

собственных спиновых состояний гамильтонианов  $\hat{H}^{(\nu)}$  имеют вид [100, 101]

$$G_{ss'}^{(e1)} = -\frac{\pi}{\hbar} \sum_{s''} M_{s''s'} M_{s''s}^* [f_{1\mathbf{k}s} \delta(\varepsilon_{21} + \varepsilon_{2\mathbf{k}s''} - \varepsilon_{1\mathbf{k}s} - \hbar\omega) + f_{1\mathbf{k}s'} \delta(\varepsilon_{21} + \varepsilon_{2\mathbf{k}s''} - \varepsilon_{1\mathbf{k}s'} - \hbar\omega)] , \quad (2.18)$$

$$G_{ss'}^{(e2)} = \frac{\pi}{\hbar} \sum_{s''} M_{ss''} M_{s's''}^* f_{1\mathbf{k}s''} [\delta(\varepsilon_{21} + \varepsilon_{2\mathbf{k}s} - \varepsilon_{1\mathbf{k}s''} - \hbar\omega) + \delta(\varepsilon_{21} + \varepsilon_{2\mathbf{k}s'} - \varepsilon_{1\mathbf{k}s''} - \hbar\omega)] ,$$

где  $s$ ,  $s'$  и  $s''$  — спиновые индексы,  $f_{1\mathbf{k}s}$  — равновесная функция распределения носителей в подзоне  $e1$  (подзона  $e2$  предполагается пустой в равновесии),  $\varepsilon_{\nu\mathbf{k}s}$  — электронная энергия,  $M_{s''s'}$  — матричные элементы межподзонных оптических переходов  $|e1, \mathbf{k}, s'\rangle \rightarrow |e2, \mathbf{k}, s''\rangle$ . В рамках рассматриваемой однозонной модели матричные элементы  $M_{s''s'}$  определяются соотношением  $M_{s''s'} = M_0 \chi_{2\mathbf{k}s''}^\dagger \chi_{1\mathbf{k}s'}$ , где  $\chi_{\nu\mathbf{k}s'}$  — собственные спиноры гамильтонианов  $\hat{H}_{so}^{(\nu)}$ ,  $M_0$  — матричный элемент, описывающий межподзонные переходы в фиксированном спиновом базисе,

$$M_0 = -\frac{eA}{cm^*} p_{21} e_z , \quad (2.19)$$

$A$  — амплитуда электромагнитной волны, связанная с интенсивностью света равенством  $I = A^2 \omega^2 n_\omega / (2\pi c)$ ,  $n_\omega$  — показатель преломления среды,  $c$  — скорость света в вакууме,  $p_{21}$  — матричный элемент оператора импульса, вычисленный на функциях размерного квантования в подзонах,

$$p_{21} = -i\hbar \int \varphi_2(z) \frac{\partial}{\partial z} \varphi_1(z) dz . \quad (2.20)$$

В идеальных квантовых ямах спин-зависимые оптические эффекты, обусловленные расщеплением подзон, могут быть изучены с использованием спиновых матриц плотности (2.18). В реальных же структурах линия межподзонного поглощения света существенно уширена за счет флуктуаций ширины и состава



квантовой ямы, конечного времени жизни носителей и т. д. Неоднородное уширение спектра можно описать, предполагая, что энергетическое расстояние между подзонами  $\varepsilon_{21}$  не является постоянной величиной, а флуктуирует в плоскости квантовой ямы. В этом случае усредненные матрицы фотогенерации электронов в неоднородной структуре определяются интегралом

$$\bar{G}^{(\nu)} = \int \hat{G}^{(\nu)}(\varepsilon_{21}) \Phi(\varepsilon_{21}) d\varepsilon_{21} \quad (2.21)$$

и в первом порядке по спин-орбитальному взаимодействию имеют вид [101]

$$\bar{G}^{(e1)} = -\frac{2\pi}{\hbar} M_0 \left\{ [f(\varepsilon) + \hat{H}_{so}^{(e1)} f'(\varepsilon)] \Phi(\hbar\omega) + [\hat{H}_{so}^{(e1)} - \hat{H}_{so}^{(e2)}] f(\varepsilon) \Phi'(\hbar\omega) \right\}, \quad (2.22)$$

$\bar{G}^{(e2)} = -\bar{G}^{(e1)}$ , где  $\Phi(\varepsilon_{21})$  — функция распределения величины  $\varepsilon_{21}$ ,  $f(\varepsilon)$  — равновесная функция распределения носителей в основной подзоне без учета спин-орбитального расщепления спектра,  $f'(\varepsilon) = df(\varepsilon)/d\varepsilon$ ,  $\Phi'(\hbar\omega) = d\Phi(\hbar\omega)/d\hbar\omega$ .

Расчет с использованием спиновых матриц плотности (2.22) показывает, что компоненты спинового фототока в подзонах  $e1$  и  $e2$  в первом порядке по константе спин-орбитального взаимодействия принимают вид

$$J_{\beta}^{\alpha(e1)} = \frac{\tau_{e1} e_z^2}{2\hbar} \left( \gamma_{\alpha\beta}^{(e2)} - \gamma_{\alpha\beta}^{(e1)} \right) \bar{\varepsilon} \frac{d\eta_{21}(\hbar\omega)}{d\hbar\omega} \frac{I}{\hbar\omega}, \quad (2.23)$$

$$J_{\beta}^{\alpha(e2)} = \frac{\tau_{e2} e_z^2}{2\hbar} \left( \gamma_{\alpha\beta}^{(e2)} - \gamma_{\alpha\beta}^{(e1)} \right) \left[ \eta_{21}(\hbar\omega) - \tau_{e2} \bar{\varepsilon} \frac{d\eta_{21}(\hbar\omega)}{d\hbar\omega} \right] \frac{I}{\hbar\omega}, \quad (2.24)$$

где  $\tau_{e1}$  и  $\tau_{e2}$  — времена релаксации спиновых токов в подзонах,  $\bar{\varepsilon}$  — средняя кинетическая энергия электронов ( $\bar{\varepsilon} = E_F/2$  для вырожденного двумерного газа и  $\bar{\varepsilon} = k_B T$  для распределения Больцмана),  $\eta_{21}$  — вычисленная с учетом неоднородного уширения доля светового потока, поглощаемая в квантовой яме для излучения, поляризованного вдоль оси роста структуры,

$$\eta_{21}(\hbar\omega) = \frac{4\pi^2 \tilde{\alpha}}{n_{\omega}} \frac{|p_{21}|^2 \hbar^2}{\varepsilon_{21} m^{*2}} N_e \Phi(\hbar\omega), \quad (2.25)$$

$N_e$  — концентрация носителей заряда в квантовой яме.

Чисто спиновые фототоки (2.23) и (2.24) обусловлены оптическими переходами с сохранением спина и поэтому пропорциональны разности констант спин-орбитального взаимодействия в подзонах. Спектральное поведение чисто спиновых токов в обеих подзонах определяется производной  $d\eta_{21}/d\hbar\omega$ , если линия межподзонного поглощения света является достаточно узкой. Вблизи максимума поглощения происходит спектральная инверсия знака спинового тока, т. е. направление спинового тока меняется на противоположное, что соответствует микроскопической модели, представленной на рис. 2.2. Отметим, что спиновый фототок в основной подзоне  $J_{\beta}^{\alpha(e1)}$  может значительно превышать вклад  $J_{\beta}^{\alpha(e2)}$ , поскольку время релаксации в возбужденной подзоне  $\tau_{e2}$  может быть очень коротким даже при низких температурах благодаря эффективному каналу релаксации электронов путем испускания оптических фотонов.

#### 2.4.2 Спиновый фототок, обусловленный линейными по $\mathbf{k}$ вкладами в матричные элементы оптических переходов

Дополнительный вклад в спиновый фототок при межподзонном поглощении света может быть связан с линейными по  $\mathbf{k}$  спин-зависимыми слагаемыми в матричных элементах оптических переходов. Тогда как в рамках простого однозонного приближения межподзонное поглощение возможно только для излучения с компонентой вектора поляризации  $e_z$ , в многозонной модели оптические переходы из подзоны  $e1$  в  $e2$  разрешены для произвольной поляризации света [102, 103]. Более того,  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  подмешивание состояний валентной зоны и удаленной зоны проводимости к электронным волновым функциям приводит к появлению спин-зависимых и линейных по волновому вектору  $\mathbf{k}$  слагаемых в матричных элементах оптических переходов (см. главу 3). С учетом этих вкладов матрица  $2 \times 2$ , описывающая межподзонные переходы в

фиксированном спиновом базисе, может быть представлена в виде

$$\hat{M} = -\frac{eAp_{21}}{ct^*} \left( e_z + i \sum_{\alpha\beta} \lambda_{\alpha\beta} \hat{\sigma}_\alpha e_\beta + i \sum_{\alpha\beta} \lambda'_{\alpha\beta} k_\alpha e_\beta + \sum_{\alpha\beta\gamma} \lambda''_{\alpha\beta\gamma} \hat{\sigma}_\alpha k_\beta e_\gamma \right). \quad (2.26)$$

Тензор  $\lambda$  описывает оптическую ориентацию электронных спинов при межподзонном поглощении циркулярно поляризованного света (см. главу 3), тензора  $\lambda'$  и  $\lambda''$  — оптическое выстраивание электронных импульсов. Принимая во внимание линейные по  $\mathbf{k}$  слагаемые в (2.26), получаем вклады в чисто спиновые фототоки, возникающие в подзонах  $e1$  и  $e2$  при поглощении линейно поляризованного света,

$$J_\beta^{\alpha(e1)} = \left( \sum_{\gamma\delta} \lambda_{\alpha\gamma} \lambda'_{\beta\delta} e_\gamma e_\delta - \sum_\gamma \lambda''_{\alpha\beta\gamma} e_\gamma e_z \right) \frac{\tau_{e1} \bar{\epsilon}}{\hbar} \frac{I \eta_{21}(\hbar\omega)}{\hbar\omega}, \quad (2.27)$$

$J_\beta^{\alpha(e2)} = -(\tau_{e2}/\tau_{e1}) J_\beta^{\alpha(e1)}$ . В отличие от спинового фототока (2.23), спектральная зависимость вклада (2.27) повторяет контур межподзонного поглощения. Таким образом экспериментальное изучение спектрального поведения спинового фототока, возникающего при межподзонных оптических переходах, позволит выявить основной механизм данного эффекта.

## 2.5 Внутриподзонные оптические переходы в квантовых ямах

Поглощение света свободными носителями заряда (поглощение Друде) происходит в легированных структурах и становится важным, когда другие механизмы поглощения света не вносят существенного вклада, например при энергиях кванта  $\hbar\omega$ , малых по сравнению с шириной запрещенной зоны и с энергетическим расстоянием между подзонами размерного квантования. Такое внутриподзонное поглощение линейно поляризованного излучения в квантовых ямах  $n$ -типа тоже приводит к возникновению чисто спинового тока. Однако

в отличие от прямых межзонных и межподзонных переходов, рассмотренных в параграфах 2.3 и 2.4, спин-орбитальное расщепление электронных состояний не вносит существенного вклада в спиновый фототок, индуцированный внутриподзонным поглощением света. Это связано с тем, что относительный сдвиг спиновых ветвей подзоны  $e1$  в  $\mathbf{k}$  пространстве, обусловленный линейным по  $\mathbf{k}$  спин-орбитальным взаимодействием, не приводит к появлению асимметричного распределения носителей заряда внутри каждой из спиновых ветвей при внутриподзонных оптических переходах.

Основной вклад в спиновый фототок связан в этом случае со спин-зависимой асимметрией электронного рассеяния [72, 104]. Действительно, благодаря законам сохранения энергии и квазиимпульса поглощение света свободными носителями заряда возможно, если оно сопровождается рассеянием электронов на статических дефектах, акустических или оптических фотонах и т. д. [105]. В системах со спин-орбитальным взаимодействием процессы, сопровождающиеся изменением импульса частиц, являются спин-зависимыми. В частности, матричные элементы рассеяния электронов в квантовых ямах содержат линейные по волновому вектору спин-зависимые слагаемые [106, 107] и могут быть представлены в виде

$$\hat{V}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} = V_0 + \sum_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} \hat{\sigma}_\alpha(k_\beta + k'_\beta), \quad (2.28)$$

где  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$  — начальный и конечный электронные волновые вектора в плоскости квантовой ямы. Независимый от спина вклад  $V_0$  и компоненты псевдотензора  $V_{\alpha\beta}$  являются четными функциями компонент волнового вектора; их явный вид зависит от конкретных механизмов рассеяния.

Линейные по волновому вектору слагаемые в матричных элементах (2.28) приводят в свою очередь к линейным по волновому вектору спин-зависимым поправкам к вероятности рассеяния, т. е. к появлению зависящей от ориентации спина асимметрии рассеяния электронов на фононах и статических дефектах [72,

104]. Отметим, что линейные по волновому вектору слагаемые в вероятности рассеяния электронов связаны с отсутствием центра инверсии в квантовых ямах за счет структурной или объемной инверсионной асимметрии. С феноменологической точки зрения они аналогичны линейным по  $\mathbf{k}$  слагаемым Рашбы и Дресельхауза в электронном спектре, см. выражение (2.12). В отличие от спин-зависимого рассеяния Мотта [57, 108], расчет которого требует выхода за рамки борновского приближения, слагаемые  $\propto \hat{\sigma}_\alpha(k_\beta + k'_\beta)$  возникают в первом порядке по  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  теории возмущения.

За счет спин-зависимой асимметрии рассеяния электроны с фиксированным спином, возбуждаемые светом со дна подзоны размерного квантования, переходят преимущественно в конечное состояние с определенным волновым вектором. Это проиллюстрировано на рис. 2.3 а, на котором поглощение света свободными носителями заряда показано как двухступенчатый процесс с участием электрон-фотонного взаимодействия (сплошные вертикальные линии) и электронного рассеяния (штриховые горизонтальные линии). Асимметрия рассеяния показана на рис. 2.3 а штриховыми линиями различной толщины: электроны со спином  $+1/2$  рассеиваются преимущественно в состояния с волновым вектором  $k_x > 0$ , тогда как частицы со спином  $-1/2$  — в состояния с волновым вектором  $k_x < 0$ . Очевидно, что такая спин-зависимая асимметрия фотовозбуждения носителей заряда в  $\mathbf{k}$  пространстве приводит к генерации чисто спинового тока, при котором частицы с противоположными спинами двигаются в противоположные стороны.

В рамках теории возмущений не прямые оптические переходы рассматриваются как виртуальные процессы второго порядка, идущие через промежуточные состояния. Расчет показывает [109], что в первом порядке по спин-орбитальному взаимодействию составной матричный элемент внутриподзонных переходов, которые сопровождаются рассеянием электронов на короткодействующих

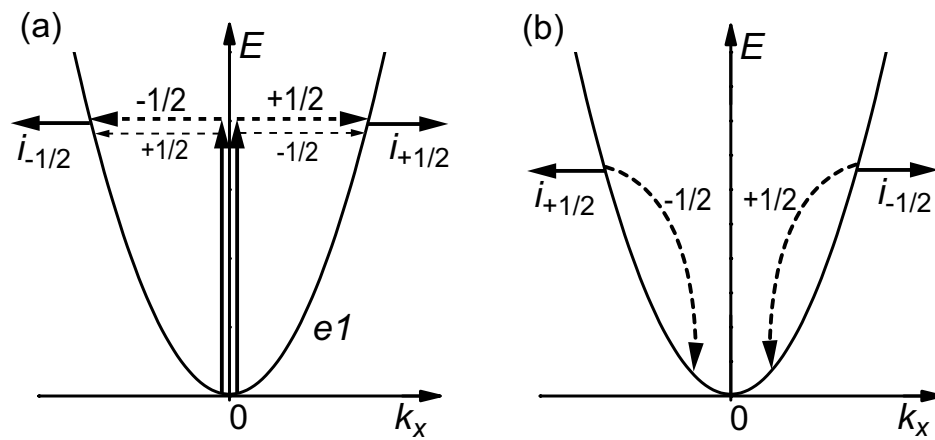


Рис. 2.3: Иллюстрация микроскопических механизмов генерации чисто спинового тока за счет процессов спин-зависимого рассеяния электронов при (а) внутриволновом поглощении линейно поляризованного излучения, (б) энергетической релаксации электронного газа.

дефектах, имеет вид

$$\hat{M}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} = \frac{eA}{c\omega m^*} \mathbf{e} \cdot (\mathbf{k}' - \mathbf{k}) \hat{V}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} - 2 \frac{eA}{c\hbar} \sum_{\alpha\beta} V_{\alpha\beta} \hat{\sigma}_\alpha e_\beta. \quad (2.29)$$

Первое слагаемое в правой части выражения (2.29) соответствует оптическим переходам  $|e1, \mathbf{k}\rangle \rightarrow |e1, \mathbf{k}'\rangle$  с промежуточными состояниями в электронной подзоне  $e1$ , второе слагаемое — виртуальным переходам через состояния в других зонах (см. главу 3).

Будем предполагать, что частота света превышает обратные времена релаксации носителей, рассеяние электронов является упругим, и вектор поляризации света  $\mathbf{e}$  лежит в плоскости квантовой ямы ( $xy$ ). Тогда спиновая матрица фотогенерации носителей определяется выражением

$$\hat{G}(\mathbf{k}) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}'} [f(\varepsilon_{\mathbf{k}'}) - f(\varepsilon_{\mathbf{k}})] [\hat{M}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \hat{M}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^\dagger \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}'} - \varepsilon_{\mathbf{k}} + \hbar\omega) + \hat{M}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^\dagger \hat{M}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}'} - \varepsilon_{\mathbf{k}} - \hbar\omega)], \quad (2.30)$$

где  $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2 / 2m^*$  — кинетическая энергия электронов. Заметим, что здесь мы пренебрегли спин-орбитальным расщеплением спектра, поскольку, как было показано выше, оно не дает существенного вклада в спиновый фототок, возникающий при внутриподзонном поглощении света.

Расчет с использованием матрицы фотогенерации (2.30) показывает, что поляризационные зависимости компонент спинового фототока имеют вид

$$J_x^\alpha = -\frac{\tau_{e1}}{\hbar} \left( \frac{\langle V_0 V_{\alpha x} \rangle}{V_0^2} \frac{e_x^2 - e_y^2}{2} + \frac{\langle V_0 V_{\alpha y} \rangle}{V_0^2} e_x e_y \right) I \eta_{\text{def}}, \quad (2.31)$$

где  $\eta_{\text{def}}$  — доля электромагнитного излучения, поглощаемая в квантовой яме при внутриподзонных оптических переходах при нормальном падении света,

$$\eta_{\text{def}} = \frac{2\pi\alpha}{n_\omega} \frac{V_0^2 N_d}{(\hbar\omega)^2} N_e \kappa, \quad (2.32)$$

где  $N_d$  — двумерная концентрация дефектов,  $\kappa$  — безразмерный параметр, зависящий от частоты света  $\omega$  и электронного распределения. Параметр  $\kappa$

определяется интегралом

$$\kappa = \int (1 + 2\varepsilon/\hbar\omega)[f(\varepsilon) - f(\varepsilon + \hbar\omega)] d\varepsilon / \int f(\varepsilon) d\varepsilon,$$

который равен 1, если  $\hbar\omega \gg \bar{\varepsilon}$ , и 2, если  $\hbar\omega \ll \bar{\varepsilon}$ . Угловые скобки  $\langle \dots \rangle$  в выражении (2.31) обозначают усреднение по рассеивателям. Остальные компоненты спинового фототока  $J_y^\alpha$  получаются из (2.31) заменой  $x \leftrightarrow y$ .

Выражение (2.31) показывает, что при внутриподзонном оптическом возбуждении, которое сопровождается упругим рассеянием электронов, чисто спиновые фототоки возникают при накачке линейно поляризованным светом, но отсутствуют для неполяризованного излучения в геометрии нормального падения. Отличные от нуля компоненты спинового тока определяются явным видом матричного элемента спин-зависимого рассеяния и плоскостью поляризации света. В частности, в квантовых ямах, выращенных вдоль направления [001], отличными от нуля спин-зависимыми вкладками в вероятность рассеяния являются слагаемые  $\propto \langle V_0 V_{xy} \rangle = -\langle V_0 V_{yx} \rangle$  и  $\propto \langle V_0 V_{xx} \rangle = -\langle V_0 V_{yy} \rangle$ , поэтому в геометрии нормального падения света линейно поляризованное излучение создает только потоки спинов, ориентированных в плоскости ямы. В квантовых ямах, выращенных на подложках (110), вероятность рассеяния содержит слагаемое  $\propto \langle V_0 V_{z'x'} \rangle \hat{\sigma}_{z'}(k_{x'} + k'_{x'})$ , которое приводит к возникновению компонент спинового тока  $J_{x'}^{z'} \propto (e_{x'}^2 - e_{y'}^2)$  и  $J_{y'}^{z'} \propto e_{x'} e_{y'}$ . Это находится в согласии с феноменологическими соотношениями (2.5).

Механизмы, ответственные за появление спиновых токов при поглощении линейно поляризованного света свободными носителями заряда, приводят к возникновению электрического фототока, если носители поляризованы по спину, например внешним магнитным полем [104, 110]. Действительно, при внутриподзонном поглощении света потоки электронов с противоположными спинами  $i_{+1/2}$  и  $i_{-1/2}$  зависят от концентрации носителей в спиновых подзонах,  $n_{+1/2}$  и  $n_{-1/2}$  соответственно. В системе поляризованных по спину носителей



заряда, в которой  $n_{+1/2} \neq n_{-1/2}$ , потоки  $\dot{i}_{+1/2}$  и  $\dot{i}_{-1/2}$  перестают компенсировать друг друга, что приводит к возникновению результирующего электрического тока. В простейшем случае, когда  $\dot{i}_{\pm 1/2} \propto n_{\pm 1/2}$  и время  $\tau_{e1}$  совпадает с временем релаксации электронов по импульсу, электрический ток определяется выражением

$$j_{\beta} = 4e \sum_{\alpha} s_{\alpha} J_{\beta}^{\alpha}, \quad (2.33)$$

где  $\mathbf{s}$  — средний электронный спин,  $|\mathbf{s}| = (1/2)|n_{+1/2} - n_{-1/2}|/(n_{+1/2} + n_{-1/2})$ . Такой механизм магнито-индуцированного фотогальванического эффекта подробнее рассмотрен в главе 6.

## 2.6 Спиновые токи, обусловленные разогревом электронного газа

Спин-зависимое рассеяние электронов приводит к генерации чисто спинового тока не только при внутриподзонном поглощении света, но и в случае, когда электронный газ выведен из термодинамического равновесия с кристаллической решеткой любым способом [104, 111]. В данной ситуации спиновый ток возникает в результате энергетической релаксации электронов на фононах независимо от того, каким образом было нарушено термодинамическое равновесие между электронной и фононной подсистемами.

Релаксационный механизм генерации чисто спинового тока проиллюстрирован на рис. 2.3 б, на котором процессы энергетической релаксации электронов за счет испускания фононов показаны штриховыми кривыми. Благодаря спин-зависимой асимметрии электрон-фононного взаимодействия электроны со спином  $+1/2$  быстрее релаксируют на дно подзоны из состояний с положительными значениями  $k_x$ , тогда как электроны со спином  $-1/2$  быстрее опустошают высокоэнергетичные состояния с отрицательными значениями  $k_x$ . Это приводит

к асимметричному распределению электронов в  $\mathbf{k}$  пространстве, при котором электроны со спином  $+1/2$  заселяют преимущественно левую ветвь дисперсионной кривой (т. к. электроны с противоположной спиновой ориентацией ушли на дно подзоны), а частицы со спином  $-1/2$  — правую ветвь дисперсионной кривой. Очевидно, что такое спин-зависимое распределение электронов соответствует чисто спиновому току.

Рассмотрим энергетическую релаксацию электронов в квантовой яме на объемных акустических фононах. С учетом линейного по волновому вектору вклада в электрон-фононное взаимодействие матричные элементы рассеяния электронов на фононах можно представить в виде [111]

$$\hat{V}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}(\mathbf{q}) = \mathcal{V}_0(q_\perp) + \sum_{\alpha\beta} \mathcal{V}_{\alpha\beta}(q_\perp) \hat{\sigma}_\alpha(k_\beta + k'_\beta), \quad (2.34)$$

где  $\mathcal{V}_0(q_\perp)$  и  $\mathcal{V}_{\alpha\beta}(q_\perp)$  — функции волнового вектора  $q_\perp$ , явный вид которых зависит от микроскопических параметров структуры,  $\mathbf{q} = \pm(\mathbf{k} - \mathbf{k}', q_\perp)$  — волновой вектор фонона,  $q_\perp$  — компонента волнового вектора, перпендикулярная плоскости квантовой ямы. Будем предполагать, что и электроны, и фононы подчиняются распределению Больцмана, но электронная температура  $T_e$  немного отличается от температуры кристаллической решетки  $T_0$ . В этом случае вероятности испускания и поглощения фононов отличаются друг от друга, что приводит к возникновению спинового тока

$$J_\beta^\alpha = -\tau_{e1} N_e \frac{m^* c_s}{2\pi\hbar^3} \frac{\Delta T}{T_e} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Re}[\mathcal{V}_0^*(q_\perp) \mathcal{V}_{\alpha\beta}(q_\perp)] |q_\perp| dq_\perp, \quad (2.35)$$

где  $\Delta T = T_e - T_0$ ,  $c_s$  — скорость звука в кристалле. При выводе выражения (2.35) предполагалось, что электроны находятся вблизи дна подзоны размерного квантования, а температура фононного газа не очень низка, так что числа заполнения фононных состояний для частиц, участвующих в рассеянии, велики, т. е.  $k_B T_0 / \hbar \omega_{\mathbf{q}} \gg 1$ , где  $\omega_{\mathbf{q}} = c_s q$  — частота фонона.

В качестве более детального примера рассмотрим возникновение компоненты спинового тока  $J_{x'}^{z'}$  в квантовой яме, выращенной вдоль направления [110]. В таких структурах основной спин-зависимый вклад в гамильтониан электрон-фотонного взаимодействия в рамках модели деформационного потенциала пропорционален  $\hat{\sigma}_{z'}(k_{x'} + k'_{x'})$ . Соответствующий гамильтониан с учетом этого вклада имеет вид (см. параграф 4.5)

$$\hat{H}_{\text{el-phon}}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \Xi_c \sum_{\alpha} u_{\alpha\alpha} + \xi \Xi_{cv} u_{z'z'} \hat{\sigma}_{z'}(k_{x'} + k'_{x'})/2. \quad (2.36)$$

Здесь  $\Xi_c$  и  $\Xi_{cv}$  — внутрizonная и межзонная константы деформационного потенциала,  $u_{\alpha\beta}$  — компоненты тензора деформации,  $\xi = P\Delta_{\text{so}}/[3E_g(E_g + \Delta_{\text{so}})]$ ,  $\Delta_{\text{so}}$  — величина спин-орбитального расщепления валентной зоны. Заметим, что межзонная константа деформационного потенциала  $\Xi_{cv}$  связана с отсутствием центра инверсии в кристаллах с решеткой цинковой обманки и равна нулю в центросимметричных полупроводниках [4]. Расчет с использованием гамильтониана (2.36) показывает, что для электронов в прямоугольной квантовой яме с бесконечно высокими барьерами компонента спинового тока  $J_{x'}^{z'}$  принимает вид

$$J_{x'}^{z'} = -\frac{\pi^2 \tau_{e1} \xi}{2a^3} \frac{\Xi_c \Xi_{cv} m^*}{\hbar^3 \rho_c} \frac{\Delta T}{T_e} N_e, \quad (2.37)$$

где  $a$  — ширина ямы,  $\rho_c$  — плотность кристалла. Как видно из выражения (2.37), компонента  $J_{x'}^{z'}$  сильно зависит от ширины квантовой ямы.

Приложение внешнего магнитного поля, которое поляризует электронный газ по спину, нарушает баланс между потоками электронов в спиновых подзонах, что, как и при внутрizonном поглощении света, приводит к возникновению электрического тока.

## 2.7 Орбитально-долинные токи в многодолинных полупроводниках

Свободные носители заряда в твердом теле могут характеризоваться не только направлением спина, но и другими величинами, такими как номер квантовой ямы в многослойных структурах или долинный индекс  $\nu$  в многодолинных полупроводниках. В последнем случае можно рассматривать чисто орбитально-долинные токи, при которых потоки электронов в отдельных долинах  $\mathbf{i}_\nu$  отличны от нуля, но полный электрический ток отсутствует, т. е.  $\sum_\nu \mathbf{i}_\nu = 0$ .

Орбитально-долинные токи без переноса заряда возникают при поглощении неполяризованного или циркулярно поляризованного света в квантовых ямах на основе кремния, выращенных вдоль кристаллографической оси [111]. В кремниевых структурах, как известно [3, 112], электронные подзоны формируются шестью эквивалентными долинами  $X$ ,  $X'$ ,  $Y$ ,  $Y'$ ,  $Z$  и  $Z'$ , расположенными в точке  $\Delta$  зоны Бриллюэна объемного материала. Все шесть долин остаются эквивалентными в квантовых ямах, выращенных вдоль направления [111], поскольку в этом случае углы между осью роста структуры и главными осями долин одинаковы. На рис. 2.4 показаны положения и ориентации долин в двумерном  $\mathbf{k}$  пространстве в плоскости квантовой ямы. Пространственная симметрия каждой долины в асимметричных квантовых ямах (111) описывается точечной группой  $C_s$ , которая допускает возникновение потока электронов  $\mathbf{i}_\nu$  в каждой долине при нормальном падении света. В частности, при возбуждении неполяризованным светом потоки  $\mathbf{i}_\nu$  направлены вдоль проекций главных осей долин на плоскость квантовой ямы (см. рис. 2.4а). Поскольку структура инвариантна по отношению к повороту на  $120^\circ$  вокруг оси роста, полный электрический ток  $\sum_\nu \mathbf{i}_\nu$  отсутствует. Таким образом, данное электронное распределение можно охарактеризовать как чисто орбитально-долинный ток.

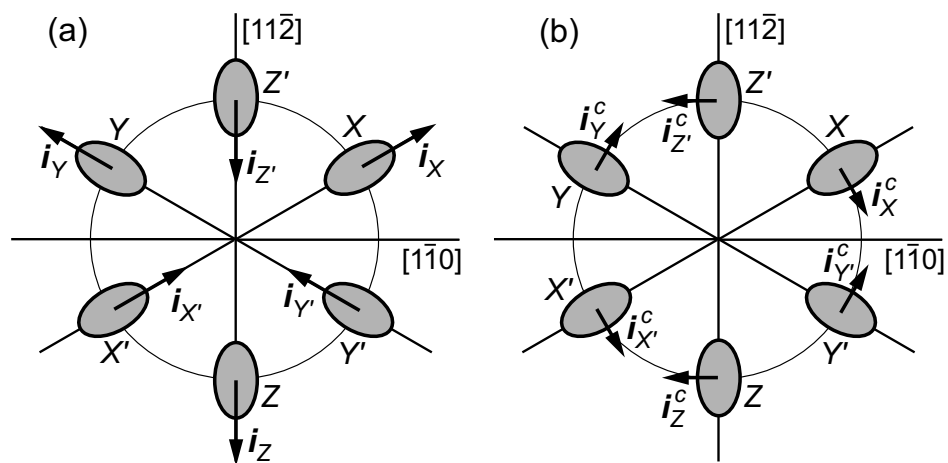


Рис. 2.4: (а) Распределение электронных потоков в долинах при оптическом возбуждении квантовой ямы на основе кремния, выращенной вдоль  $[111]$ , неполяризованным светом; (б) распределение электронных потоков в долинах, зависящих от знака циркулярной поляризации света.

В дополнение к рассмотренному выше поляризационно-независимому вкладу в орбитально-долинный ток, оптическое возбуждение кремниевых квантовых ям циркулярно поляризованным светом в геометрии нормального падения приводит в каждой долине к компоненте электронного потока  $i_\nu^c$ , которая меняет направление на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации света. Компоненты  $i_\nu^c$  направлены перпендикулярно главным осям долин (см. рис. 2.4 b) и тоже вносят вклад в чисто орбитально-долинный фототок. Заметим, что отсутствие полного электрического тока при возбуждении структуры неполяризованным или циркулярно поляризованным светом связано с полной пространственной симметрией квантовой ямы  $C_{3v}$ , которая запрещает фототок при возбуждении неполяризованным или циркулярно поляризованным излучением в геометрии нормального падения. При оптической же накачке линейно поляризованным светом в плоскости квантовой ямы может возникать электрический ток, который связан с тем, что потоки носителей заряда в долинах перестают компенсировать друг друга.

## Глава 3

# Монополярная оптическая ориентация электронных спинов циркулярно поляризованным светом

### 3.1 Введение

Оптическая накачка полупроводниковых структур циркулярно поляризованным светом может приводить к поляризации свободных носителей заряда по спину. Такое явление, получившее название “оптическая ориентация”, хорошо известно для межзонных переходов в объемных полупроводниках и наноструктурах [3, 4]. При межзональном возбуждении циркулярно поляризованным светом прямые оптические переходы из валентной зоны в зону проводимости возможны только с изменением проекции углового момента электрона на  $\pm 1$ . Такие правила отбора приводят к ориентации фотовозбужденных носителей по спину. Направление и степень спиновой ориентации зависят от направления распространения света и степени его циркулярной поляризации.

Впервые возможность оптической ориентации свободных электронов в полупроводнике была продемонстрирована в работе [113] методом ядерного магнитного резонанса. Ядра  $^{29}\text{Si}$  в кристалле кремния поляризовались благодаря сверхтонкому взаимодействию с оптически ориентированными электронами.

В последующие годы для изучения оптической ориентации электронов в полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах был применен широкий спектр методов: регистрация спиновой ориентации электронов по циркулярной поляризации фотолюминесценции и деполяризации излучения в магнитном поле (эффект Ханле) [114, 115, 116], оптическая регистрация ядерного [117, 118] и электронного [119] парамагнитных резонансов, ориентация основных носителей заряда [120, 121], фотоэмиссия поляризованных электронов [122], поверхностный поляризационно-зависимый фотогальванический эффект [63, 123], “pump-probe” методики с высоким временным разрешением [124, 125].

В настоящее время явление оптической ориентации является наиболее мощным методом создания спиновой поляризации и исследования кинетики ориентированных по спину носителей заряда. Оно подробно исследовано для межзонного поглощения света в объемных полупроводниках и наноструктурах [4, 126, 127] и частично для прямых межподзонных переходов в сложной валентной зоне  $\Gamma_8$  полупроводников с решеткой цинковой обманки [128, 129]. Вопрос о монополярной оптической ориентации электронного газа до последнего времени не затрагивался. Исключение составляет теоретическая работа [130], в которой указана возможность спиновой ориентации двумерного электронного газа циркулярно поляризованным инфракрасным излучением за счет линейного по волновому вектору спинового расщепления подзоны, обусловленного структурной асимметрией квантовой ямы. Данный эффект возможен, однако, только в высоких порядках по константе спин-орбитального взаимодействия.

В данной главе показано, что поглощение циркулярно поляризованного света с энергией фотона, малой по сравнению с шириной запрещенной зоны, приводит к спиновой ориентации свободных носителей заряда в структурах  $n$ -типа. Теория такой монополярной оптической ориентации электронного газа построена для



непрямых внутризонных оптических переходов в объемных полупроводниках, а также для непрямых внутривозонных и прямых межвозонных переходов в квантовых ямах на основе полупроводников с решеткой цинковой обманки. Показано, что эффект возникает и без учета нечетного по волновому вектору спин-орбитального расщепления электронных состояний. Поскольку во внутризонном фотовозбуждении участвует только один тип носителей, электроны, монополярная оптическая ориентация может рассматриваться как оптический метод спиновой инжекции. В параграфе 3.5 рассмотрен короткодействующий механизм спиновой релаксации Эллиота–Яфета, который определяется теми же межвозонными константами электронного рассеяния на фононах и статических дефектах, которые определяют спиновую ориентацию электронов при непрямых оптических переходах.

Экспериментально спиновая ориентация электронов при внутризонном поглощении циркулярно поляризованного света была недавно обнаружена в объемном кристалле InSb  $n$ -типа [131]. Эксперимент был проведен методом “pump-probe” с высоким временным разрешением с использованием циркулярно поляризованного импульса накачки дальнего инфракрасного диапазона от лазера на свободных электронах FELIX [132]. Спиновая поляризация электронов регистрировалась по эффекту Фарадея пробным линейно поляризованным импульсом с энергией кванта, настроенной на ширину запрещенной зоны. Наблюдаемая в эксперименте спиновая ориентация электронного газа, возникающая при поглощении циркулярно поляризованного излучения свободными носителями заряда, была объяснена с использованием теории монополярной оптической ориентации, представленной в данной главе.

Экспериментальное обнаружение спин-гальванического эффекта в квантовых ямах InAs/AlGaAs и GaAs/AlGaAs  $n$ -типа [89, 133, 134] в условия оптической

накачки также свидетельствует о том, что внутриподзонное и межподзонное поглощение циркулярно поляризованного света вызывает перераспределение электронов по спиновым состояниям.

## 3.2 Внутризонные оптические переходы в объемных полупроводниках

Поглощение света свободными носителями заряда возможно, если оно сопровождается дополнительными процессами рассеяния импульса электронов, поскольку необходимо удовлетворить одновременно законам сохранения энергии и квазиимпульса. Третьей частицей, передающей электрону импульс, может быть статический дефект, акустический или оптический фонон [105], другой электрон [135] и т. д.

Непрямые оптические переходы описываются по теории возмущений виртуальными процессами второго порядка с промежуточными состояниями. Составной матричный элемент для переходов с начальным и конечным состояниями в зоне проводимости имеет стандартный вид [3]

$$M_{s'k',sk} = \sum_{\nu} \left( \frac{V_{cs'k',\nu k} R_{\nu k,csk}}{E_{ck} - E_{\nu k} + \hbar\omega} + \frac{R_{cs'k',\nu k'} V_{\nu k',csk}}{E_{ck} - E_{\nu k'} \mp \hbar\omega_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}} \right), \quad (3.1)$$

где  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$  — волновые векторы электрона в начальном и конечном состояниях,  $s$  и  $s'$  — спиновые индексы,  $\nu$  — индекс зоны промежуточного состояния,  $E_{ck}$ ,  $E_{ck'}$  и  $E_{\nu}$  — энергии электрона в начальном, конечном и промежуточном состояниях,  $R$  — матричный элемент оператора взаимодействия электрона с полем световой волны,  $V$  — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия или рассеяния электрона на примеси,  $\hbar\omega$  — энергия кванта света,  $\hbar\omega_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}$  — энергия фонона (при упругом рассеянии на примеси  $\hbar\omega_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'} = 0$ ). Знаки “ $\mp$ ” в (3.1) соответствуют процессам испускания и поглощения фононов. Матричный элемент

$R$ , описывающий переход из состояния  $|n, s, \mathbf{k}\rangle$  в  $|\nu, \mathbf{k}\rangle$  с поглощением света, связан с матричным элементом оператора импульса  $\mathbf{p}$  соотношением

$$R_{\nu\mathbf{k},nsk} = -\frac{eA}{cm_0} \mathbf{e} \cdot \mathbf{p}_{\nu\mathbf{k},nsk}. \quad (3.2)$$

В данной главе мы рассматриваем оптическую ориентацию электронных спинов циркулярно поляризованным светом, поэтому вектор поляризации  $\mathbf{e}$  считаем комплексным.

Наибольший вклад во внутризонное поглощение света вносят виртуальные переходы с промежуточными состояниями в той же зоне — зоне проводимости. Схематическое изображение таких процессов представлено на рис. 3.1. Соответствующий матричный элемент переходов легко получить из выражения (3.1), рассматривая в качестве промежуточного состояния только зону проводимости. В случае, когда энергия фотона значительно превышает энергию, переданную электрону при рассеянии,  $\hbar\omega \gg \hbar\Omega_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}$ , матричный элемент имеет вид

$$M_{s'\mathbf{k}',s\mathbf{k}}^{(0)} = \frac{eA}{c\omega\hbar^2} \mathbf{e} \left( \frac{dE_{c\mathbf{k}'}}{d\mathbf{k}'} - \frac{dE_{c\mathbf{k}}}{d\mathbf{k}} \right) V_{cs'\mathbf{k}',cs\mathbf{k}}. \quad (3.3)$$

Такие процессы определяют коэффициент внутризонного поглощения света, но не вносят вклада в оптическую ориентацию, поскольку модуль матричного элемента (3.3) не зависит от знака циркулярной поляризации света.

Спиновая ориентация, вызванная внутризонным поглощением циркулярно поляризованного света, может быть получена, если рассмотреть виртуальные процессы с промежуточным состоянием в сложной валентной зоне и учесть её спин-орбитальное расщепление [107]. Рис. 3.2 схематически демонстрирует спиновую ориентацию электронного газа. При возбуждении циркулярно поляризованным светом  $\sigma^+$  электронные переходы с переворотом спина  $| - 1/2 \rangle \rightarrow | + 1/2 \rangle$  идут через промежуточные состояния в подзоне легких и спин-орбитально отщепленных дырок, тогда как обратные процессы  $| + 1/2 \rangle \rightarrow | - 1/2 \rangle$  запрещены

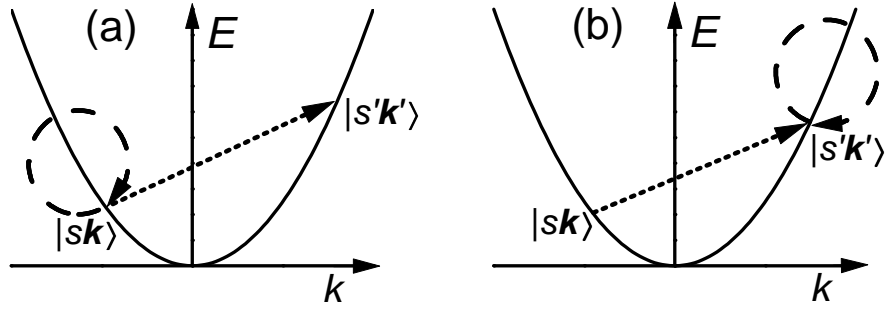


Рис. 3.1: Схематическое изображение непрямых внутризонных оптических переходов с промежуточными состояниями в той же зоне. Штриховые и пунктирные кривые обозначают взаимодействие электрона с электромагнитной волной и рассеяние электрона. Рис. а и б соответствуют первому и второму слагаемым в выражении (3.1) для составного матричного элемента.

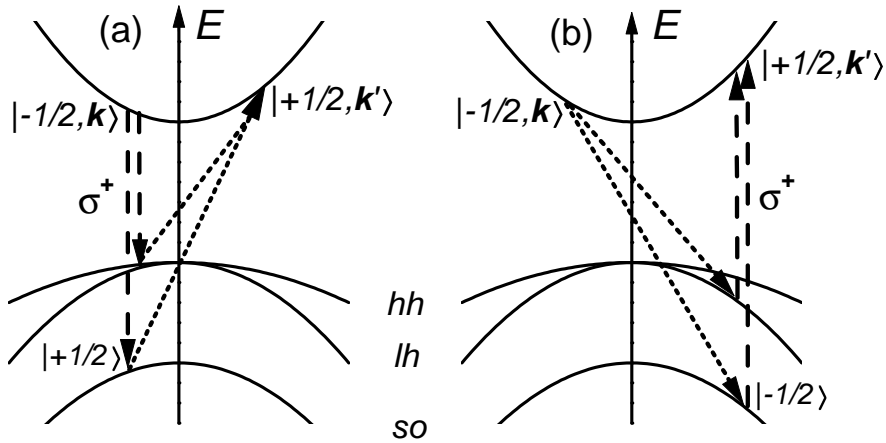


Рис. 3.2: Иллюстрация механизма оптической ориентации электронов при непрямых внутризонных переходах с промежуточными состояниями в валентной зоне. Штриховые и пунктирные кривые обозначают взаимодействие электрона с электромагнитной волной и электронное рассеяние. Рис. а и б соответствуют первому и второму слагаемым в выражении для составного матричного элемента (3.1).

правилами отбора для межзонных матричных элементов. Такая асимметрия приводит к спиновой ориентации электронного газа.

Рассмотрим оптическую ориентацию электронного газа при рассеянии электронов на акустических фононах. Блоховские волновые функции зоны проводимости  $\Gamma_6$ , валентной зоны  $\Gamma_8$  и спин-орбитально отщепленной зоны  $\Gamma_7$  в каноническом базисе имеют вид [3]

$$\begin{aligned}
|\Gamma_6, +1/2\rangle &= S \uparrow, \\
|\Gamma_6, -1/2\rangle &= S \downarrow, \\
|\Gamma_8, +3/2\rangle &= -\frac{X+iY}{\sqrt{2}} \uparrow, \\
|\Gamma_8, +1/2\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}}Z \uparrow - \frac{X+iY}{\sqrt{6}} \downarrow, \\
|\Gamma_8, -1/2\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}}Z \downarrow + \frac{X-iY}{\sqrt{6}} \uparrow, \\
|\Gamma_8, -3/2\rangle &= \frac{X-iY}{\sqrt{2}} \downarrow, \\
|\Gamma_7, +1/2\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{3}}[(X+iY) \downarrow + Z \uparrow], \\
|\Gamma_7, -1/2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}[-(X-iY) \uparrow + Z \downarrow],
\end{aligned} \tag{3.4}$$

где  $\uparrow$  и  $\downarrow$  — спиновые состояния.

Гамильтониан межзонного смешивания, вызванного деформационным потенциалом акустических фононов, представляет собой матрицу  $2 \times 6$ , которая в базисе (3.4) имеет вид (см. [4])

$$\hat{V}_{\text{ph}} = \Xi_{cv} \times \tag{3.5}$$

$$\begin{bmatrix}
-\frac{u_{yz} + iu_{xz}}{\sqrt{2}} & \sqrt{\frac{2}{3}}u_{xy} & \frac{u_{yz} - iu_{xz}}{\sqrt{6}} & 0 & -\frac{u_{xy}}{\sqrt{3}} & -\frac{u_{yz} - iu_{xz}}{\sqrt{3}} \\
0 & -\frac{u_{yz} + iu_{xz}}{\sqrt{6}} & \sqrt{\frac{2}{3}}u_{xy} & \frac{u_{yz} - iu_{xz}}{\sqrt{2}} & -\frac{u_{yz} + iu_{xz}}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}}u_{xy}
\end{bmatrix},$$

где  $u_{yz}$ ,  $u_{xz}$ ,  $u_{xy}$  — недиагональные компоненты тензора деформации, преобразующиеся в группе  $T_d$  как вектор.

Принимая во внимание виртуальные процессы с промежуточными состояниями в разных зонах, для матричного элемента непрямого поглощения света получаем

$$M_{s'\mathbf{k}',s\mathbf{k}} = \mathcal{A}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} \delta_{s's} + \mathcal{B}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{s's}, \quad (3.6)$$

где  $\mathcal{A}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} \equiv M^{(0)}$  и  $\mathcal{B}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}$  — вклады, связанные с промежуточными состояниями в зоне проводимости и в валентной зоне,

$$\mathcal{A}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} = \frac{eA \Xi_c}{c\omega m^*} \mathbf{e} \cdot (\mathbf{k}' - \mathbf{k}) \langle \mathbf{k}' | \text{Tr}(u_{\alpha\beta}) | \mathbf{k} \rangle, \quad (3.7)$$

$$\mathcal{B}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} = -\frac{2eA}{3c\hbar} \frac{\Delta_{so} P}{E_g(E_g + \Delta_{so})} [\mathbf{U}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} \times \mathbf{e}], \quad (3.8)$$

вектор  $\mathbf{U}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}$  составлен из матричных элементов недиагональных компонент тензора деформации  $u_{\alpha\beta}$ , рассчитанных на плоских волнах,

$$\mathbf{U}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} = \Xi_{cv} \begin{pmatrix} \langle \mathbf{k}' | u_{yz} | \mathbf{k} \rangle \\ \langle \mathbf{k}' | u_{xz} | \mathbf{k} \rangle \\ \langle \mathbf{k}' | u_{xy} | \mathbf{k} \rangle \end{pmatrix}. \quad (3.9)$$

Как видно из соотношения (3.8), спин-зависимый вклад в матричный элемент внутриподзонного поглощения света  $\mathcal{B}_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}$  пропорционален энергии спин-орбитального расщепления валентной зоны. Математически это связано с тем, что матричные элементы виртуальных процессов через валентные подзоны тяжелых и легких дырок  $\Gamma_8$  и спин-орбитально отщепленную подзону  $\Gamma_7$  имеют разный знак.

Скорость оптической генерации электронных спинов определяется выражением

$$\dot{S} = \sum_{\mathbf{k}} \text{Sp} \left[ \frac{1}{2} \hat{\boldsymbol{\sigma}} \hat{G}(\mathbf{k}) \right], \quad (3.10)$$

где  $\hat{G}(\mathbf{k})$  — матрица фотогенерации, имеющая в линейном по интенсивности света режиме вид (2.30).

Проводя вычисления по формуле (3.10) и принимая во внимание приближенное соотношение для эффективной массы электронов

$$\frac{1}{m^*} \approx \frac{2}{3} \frac{P^2}{\hbar^2} \left( \frac{2}{E_g} + \frac{1}{E_g + \Delta_{so}} \right),$$

получаем окончательное выражение для скорости генерации спина при внутризонном поглощении света, сопровождаемом рассеянием электронов на акустических фононах:

$$\dot{S}_{\text{ph}} = \frac{1}{6} \frac{\Xi_{cv}^2}{\Xi_c^2} \frac{\Delta_{so}^2}{E_g(E_g + \Delta_{so})(3E_g + 2\Delta_{so})} \left( \frac{2}{5} + \frac{3}{5} \frac{c_l^2}{c_t^2} \right) IK_{\text{ph}} P_{\text{circ}} \mathbf{l}, \quad (3.11)$$

где  $c_l$  и  $c_t$  — скорости продольного и поперечного звуков,  $P_{\text{circ}}$  и  $\mathbf{l}$  — степень циркулярной поляризации и единичный вектор в направлении распространения света, связанные с вектором поляризации света  $\mathbf{e}$  соотношением  $P_{\text{circ}} \mathbf{l} = i[\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*]$ ,  $K_{\text{ph}}$  — коэффициент поглощения света. При  $\hbar\omega \gg \bar{\varepsilon}$  коэффициент поглощения света определяется выражением

$$K_{\text{ph}} = \frac{4\tilde{\alpha}}{3n_\omega} \frac{\Xi_c^2}{(\hbar\omega)^2} \frac{k_B T_0}{\rho_c c_l^2} \left( \frac{2m^*\omega}{\hbar} \right)^{1/2} N_e^{3D}, \quad (3.12)$$

$N_e^{3D}$  — объемная концентрация электронов.

В области низких температур процессы рассеяния электронов на статических несовершенствах кристалла могут доминировать над электрон-фононным взаимодействием. Внутризонное поглощение циркулярно поляризованного света, сопровождаемое рассеянием на дефектах, может приводить к спиновой ориентации, если эти дефекты вызывают смешивание волновых функций валентной зоны и зоны проводимости. Такими дефектами могут быть, например, глубокие примеси с блоховскими состояниями  $p$ -симметрии. В случае короткодействующих дефектов гамильтониан междузонного рассеяния имеет вид

$$\hat{V}_{\text{def}} = \sum_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j) \begin{bmatrix} -\frac{V_x + iV_y}{\sqrt{2}} & \sqrt{\frac{2}{3}}V_z & \frac{V_x - iV_y}{\sqrt{6}} & 0 & -\frac{V_z}{\sqrt{3}} & -\frac{V_x - iV_y}{\sqrt{3}} \\ 0 & -\frac{V_x + iV_y}{\sqrt{6}} & \sqrt{\frac{2}{3}}V_z & \frac{V_x - iV_y}{\sqrt{2}} & -\frac{V_x + iV_y}{\sqrt{3}} & \frac{V_z}{\sqrt{3}} \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

где  $V_x$ ,  $V_y$  и  $V_z$  — матричные элементы вызванного дефектом смешивания блоховской функции зоны проводимости  $S$  с функциями валентной зоны  $X, Y$  и  $Z$ ,  $\mathbf{r}_j$  — положения примесей. Спин-зависимый вклад в матричный элемент поглощения света, который определяется виртуальными процессами с промежуточными состояниями в валентной зоне и приводит к оптической ориентации, описывается соотношением (3.8), в котором вектор  $\mathbf{U}_{\mathbf{k}', \mathbf{k}}$  имеет вид

$$\mathbf{U}_{\mathbf{k}', \mathbf{k}} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix} \sum_j \exp [i(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \mathbf{r}_j]. \quad (3.14)$$

Проводя усреднение по положениям  $\mathbf{r}_j$  и функциям примесей,  $\langle V_\alpha V_\alpha \rangle \equiv V_{cv}^2$  и  $\langle V_\alpha V_\beta \rangle = 0$ , если  $\alpha \neq \beta$ , получаем окончательное выражение для скорости генерации спинов при внутризонных оптических переходах, сопровождаемых рассеянием на статических дефектах:

$$\dot{\mathbf{S}}_{\text{def}} = \frac{V_{cv}^2}{V_c^2} \frac{\Delta_{so}^2}{E_g(E_g + \Delta_{so})(3E_g + 2\Delta_{so})} IK_{\text{def}} P_{\text{circ}} \mathbf{l}, \quad (3.15)$$

где  $V_c$  — матричный элемент внутризонного рассеяния электрона на дефекте,  $K_{\text{def}}$  — коэффициент поглощения света, который при  $\hbar\omega \gg \bar{\epsilon}$  имеет вид

$$K_{\text{def}} = \frac{4\tilde{\alpha}}{3n_\omega} \frac{V_c^2 N_d^{3D}}{(\hbar\omega)^2} \left( \frac{2m^*\omega}{\hbar} \right)^{1/2} N_e^{3D}, \quad (3.16)$$

$N_d^{3D}$  — объемная концентрация дефектов.

Для оценки эффективности монополярной оптической ориентации мы воспользуемся зонными параметрами и константами внутризонного и межзонного



деформационного потенциала GaAs:  $E_g \approx 1.5$  eV,  $\Delta_{so} \approx 0.34$  eV,  $\Xi_c \approx -8.3$  eV,  $\Xi_{cv} \approx 3$  eV [4, 81]. Расчет по формуле (3.11) показывает, что средний спин, генерируемый при внутризонном поглощении одного циркулярно поляризованного фотона с энергией  $\hbar\omega = 10$  meV, составляет  $2 \cdot 10^{-6}$  при рассеянии на акустических фононах. В InSb за счет малой ширины запрещенной зоны и большой величины спин-орбитального взаимодействия монополярная оптическая ориентация становится эффективнее на два-три порядка, что позволило наблюдать её оптическими методами [131].

### 3.3 Внутризонные оптические переходы в квантовых ямах

Монополярная оптическая ориентация электронного газа при непрямых внутризонных оптических переходах в квантовых ямах возникает, как и в случае внутризонных переходов в объемных полупроводниках, за счет виртуальных оптических переходов с промежуточными состояниями в сложной валентной зоне.

Мы будем предполагать, что электроны находятся на основном уровне размерного квантования  $e1$  в прямоугольной квантовой яме с бесконечно высокими барьерами, и что энергия размерного квантования значительно превышает среднюю кинетическую энергию движения в плоскости  $(x, y)$ . В этом случае виртуальные переходы через валентную зону возможны только с промежуточными состояниями в основных подзонах тяжелых, легких и спин-орбитально отщепленных дырок. Кроме того, будем считать, что энергия фотона  $\hbar\omega$  превышает  $\bar{\epsilon}$ , однако меньше энергии оптического фонона. В этом случае низкотемпературное не прямое поглощение света определяется рассеянием электронов на акустических фононах или на статических несовершенствах

гетероструктуры.

Расчет показывает [107], что в случае внутриподзонного поглощения света, сопровождаемого рассеянием электронов на объемных акустических фононах, скорость генерации спинов имеет вид

$$\dot{S}_{\text{ph}} = \frac{1}{6} \frac{\Xi_{cv}^2}{\Xi_c^2} \frac{\Delta_{so}^2}{E_g(E_g + \Delta_{so})(3E_g + 2\Delta_{so})} \left[ \mathbf{l}_{\parallel} + \frac{a}{3} \sqrt{\frac{2m^*\omega}{\hbar}} \left( \frac{1}{8} + \frac{7}{8} \frac{c_t^2}{c_l^2} \right) \mathbf{l}_z \right] IP_{\text{circ}} \eta_{\text{ph}}, \quad (3.17)$$

где  $\mathbf{l}_{\parallel}$  и  $\mathbf{l}_z$  — компоненты единичного вектора  $\mathbf{l}$  в плоскости квантовой ямы и вдоль оси роста структуры,  $\eta_{\text{ph}}$  — доля потока энергии, поглощаемого в квантовой яме при нормальном падении света,

$$\eta_{\text{ph}} = \frac{3\pi\tilde{\alpha}}{n_{\omega}} \frac{\Xi_c^2}{(\hbar\omega)^2} \frac{k_B T_0}{\rho_c c_l^2 a} N_e, \quad (3.18)$$

$a$  — ширина квантовой ямы,  $N_e$  — двумерная концентрация электронов.

В случае, когда поглощение света сопровождается упругим рассеянием на дефектах, скорость генерации спинов определяется выражением

$$\dot{S}_{\text{def}} = \frac{2}{3} \frac{\Delta_{so}^2}{E_g(E_g + \Delta_{so})(3E_g + 2\Delta_{so})} \left( \frac{V_{\parallel}^2}{V_0^2} \mathbf{l}_{\parallel} + \frac{V_{\perp}^2}{V_0^2} \mathbf{l}_z \right) IP_{\text{circ}} \eta_{\text{def}}, \quad (3.19)$$

где  $V_{\parallel}^2 = \langle V_x^2 \rangle = \langle V_y^2 \rangle$ ,  $V_{\perp}^2 = \langle V_z^2 \rangle$ ,  $\eta_{\text{def}}$  — доля энергии электромагнитной волны, поглощаемой в квантовой яме при нормальном падении света (2.32).

### 3.4 Межподзонные оптические переходы в квантовых ямах

Оптическая ориентация при прямых межподзонных переходах может быть получена, если учесть  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  подмешивание состояний сложной валентной зоны к волновым функциям зоны проводимости. При этом, как было указано выше, становится возможным поглощение света, поляризованного в плоскости квантовой ямы [102, 103].

Мы будем работать в модели Кейна [136], в которой точно учитывается  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  смешивание между состояниями зоны проводимости  $\Gamma_6$ , валентной зоны  $\Gamma_8$  и спин-орбитально отщепленной зоны  $\Gamma_7$ , а влиянием далеких зон пренебрегается. В этом приближении волновая функция электрона  $\Psi(\mathbf{r})$  раскладывается по координатным блоховским функциям зоны проводимости  $S$  и валентной зоны  $\mathbf{R} = (X, Y, Z)$

$$\Psi(\mathbf{r}) = \psi S + \mathbf{v} \cdot \mathbf{R}. \quad (3.20)$$

Четыре огибающих спинора — спинор зоны проводимости  $\psi$  и спиноры валентной зоны  $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$  — связаны соотношением [137]

$$\mathbf{v} = \frac{P}{3} \left[ i \left( \frac{2}{E_g + E} + \frac{1}{E_g + \Delta_{so} + E} \right) \mathbf{k} - \left( \frac{1}{E_g + E} - \frac{1}{E_g + \Delta_{so} + E} \right) [\hat{\boldsymbol{\sigma}} \times \mathbf{k}] \right] \psi, \quad (3.21)$$

где  $E$  — энергия электронного состояния, отсчитанная от дна зоны проводимости,  $\mathbf{k} = -i\partial/\partial\mathbf{r}$  — оператор. Для описания состояний в зоне проводимости в первом порядке по  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  смешиванию в качестве функции  $\psi$  можно использовать огибающую, рассчитанную в методе эффективной массы.

Будем предполагать, что электроны находятся на основном уровне  $e1$ , и энергия размерного квантования значительно превышает кинетическую энергию движения в плоскости  $(x, y)$ . Тогда с учетом  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  подмешивания матрицу  $2 \times 2$ , описывающую межподзонные оптические переходы в фиксированном спиновом базисе, можно представить в виде

$$\hat{M} = -\frac{eA}{cm^*} p_{21} \begin{bmatrix} e_z & \Lambda(e_x - ie_y) \\ -\Lambda(e_x + ie_y) & e_z \end{bmatrix}, \quad (3.22)$$

где  $\Lambda$  — безразмерный параметр, определяемый выражением

$$\Lambda = \frac{\varepsilon_{21} \Delta(2E_g + \Delta_{so})}{2E_g(E_g + \Delta_{so})(3E_g + 2\Delta_{so})}, \quad (3.23)$$

$\varepsilon_{21}$  — энергетическое расстояние между подзонами  $e1$  и  $e2$ .

Межподзонное поглощение циркулярно поляризованного света сопровождается перераспределением носителей по спиновым состояниям. Соответствующие спиновые матрицы фотогенерации носителей в подзонах  $e1$  и  $e2$  определяются выражениями (2.18), в которых линейным по волновому вектору спин-орбитальным расщеплением подзон можно пренебречь. Подставляя матрицы генерации в общую формулу (3.10), получаем окончательное выражение для скорости оптической генерации спинов в нижней и верхней подзонах, вызванной поглощением циркулярно поляризованного света,

$$\dot{S}_{e1} = \frac{\Lambda}{2} (\Lambda \mathbf{l}_z + \mathbf{l}_{\parallel}) \frac{I\eta_{21}}{\hbar\omega} P_{circ}, \quad \dot{S}_{e2} = \frac{\Lambda}{2} (\Lambda \mathbf{l}_z - \mathbf{l}_{\parallel}) \frac{I\eta_{21}}{\hbar\omega} P_{circ}, \quad (3.24)$$

где  $\eta_{21}$  — доля потока энергии, поглощаемая в квантовой яме для излучения света, поляризованного вдоль оси роста структуры (2.25).

Соотношение (3.24) описывает оптическую ориентацию двумерного электронного газа при межподзонных переходах. При нормальном падении света ( $\mathbf{l}_{\parallel} = 0$ ) циркулярно поляризованное излучение вызывает межподзонные переходы с переворотом спина. Поэтому в обеих подзонах появляется электронный спин одинакового направления (см. рис. 3.3 а). В геометрии наклонного падения циркулярно поляризованного света за счет компоненты вектора поляризации  $e_z$  идут интенсивные межподзонные переходы с сохранением спина. Однако интенсивности этих процессов для электронов со спинами, направленными вдоль и против  $\mathbf{l}_{\parallel}$ , различны в меру  $\Lambda$ . Это приводит к перераспределению спина, ориентированного вдоль  $\mathbf{l}_{\parallel}$ , между подзонами размерного квантования, хотя полный спин в плоскости квантовой ямы в процессе фотовозбуждения сохраняется (рис. 3.3 б). Перераспределение спина между подзонами  $e1$  и  $e2$  приводит к появлению среднего спина в плоскости квантовой ямы, если электроны при релаксации из возбужденной подзоны  $e2$  на дно основной подзоны  $e1$  заметно теряют свою спиновую поляризацию. В этом случае генерация среднего спина в

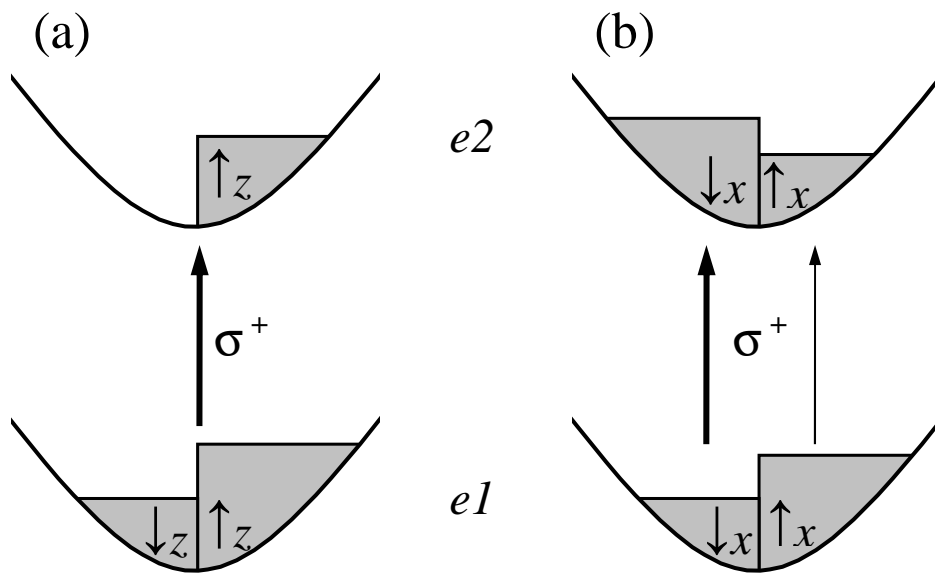


Рис. 3.3: Оптическая ориентация электронных спинов в подзонах, обусловленная (а) оптическими переходами с переворотами спина и (б) спин-зависимыми переходами с сохранением спина.

плоскости ямы может быть оценена как  $\zeta \dot{\mathbf{S}}_{e1}$ , где  $\zeta$  — безразмерный множитель, описывающий спиновую деполяризацию горячих электронов.

### 3.5 Спиновая релаксация, обусловленная межзонным рассеянием

Наряду с монополярной оптической ориентацией виртуальное межзонное рассеяние может приводить к спиновой релаксации электронного газа. Микроскопически этот механизм спиновой релаксации обусловлен  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  подмешиванием состояний сложной валентной зоны к волновой функции зоны проводимости и виртуальным межзонным рассеянием на фононах или статических дефектах. Для объемных полупроводников такой короткодействующий механизм спиновой релаксации Эллиота–Яфета был рассмотрен Пикусом и Титковым [4]. Времена спиновой релаксации для этого механизма могут быть вычислены с использованием составного матричного элемента (3.1), в котором матричные элементы оператора взаимодействия электрона со светом  $R_{\nu\mathbf{k},nsk}$  необходимо заменить на  $(\hbar/m_0) \mathbf{k}\cdot\mathbf{p}_{\nu\mathbf{k},nsk}$ .

Рассмотрим спиновую релаксацию электронного газа в прямоугольной квантовой яме с бесконечно высокими барьерами. С учетом  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  подмешивания состояний валентной зоны матричные элементы рассеяния электронов из состояния  $\mathbf{k}$  в  $\mathbf{k}'$  содержат линейные по волновому вектору спин-зависимые слагаемые и описываются выражением

$$\hat{V}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} = V_0 - \frac{P}{3} \frac{\Delta_{so}}{E_g(E_g + \Delta_{so})} \mathbf{U}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} \cdot [\hat{\boldsymbol{\sigma}} \times (\mathbf{k} + \mathbf{k}')], \quad (3.25)$$

которое аналогично формуле (2.28). Процессы рассеяния с переворотом спина, за которые отвечает второе слагаемое в (3.25), приводят к спиновой релаксации электронов.

Будем предполагать, что распределение двумерного электронного газа является бoльцмановским. Тогда для рассеяния на объемных акустических фононах в квантовых ямах (001) времена релаксации электронного спина вдоль оси  $z$  и в плоскости интерфейсов определяются соотношениями

$$\begin{aligned}\frac{1}{T_z^{EY}} &= \frac{2a}{3\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}} k_B T \left( \frac{23}{35} + \frac{12}{35} \frac{c_t^2}{c_l^2} \right) \frac{1}{\tau_{s\parallel}}, \\ \frac{1}{T_{\parallel}^{EY}} &= \frac{1}{3} \frac{\Xi_{cv}^2}{\Xi_c^2} \frac{c_l^2}{c_t^2} \frac{\Delta_{so}^2 k_B T}{E_g(E_g + \Delta_{so})(3E_g + 2\Delta_{so})} \frac{1}{\tau_{ph}},\end{aligned}\quad (3.26)$$

где  $T$  — температура,  $\tau_{ph}$  — время релаксации электронного импульса, контролируемое рассеянием электронов на акустических фононах,

$$\frac{1}{\tau_{ph}} = \frac{3}{2a} \frac{m^*}{\hbar^3} \frac{\Xi_c^2}{c_l^2 \rho_c} k_B T. \quad (3.27)$$

Для изотропного в плоскости квантовой ямы рассеяния на статических короткодействующих дефектах времена спиновой релаксации имеют вид

$$\begin{aligned}\frac{1}{T_z^{EY}} &= \frac{4V_{\perp}^2}{3V_0^2} \frac{\Delta_{so}^2 k_B T}{E_g(E_g + \Delta_{so})(3E_g + 2\Delta_{so})} \frac{1}{\tau_{def}}, \\ \frac{1}{T_{\parallel}^{EY}} &= \left( \frac{1}{2} + \frac{V_{\parallel}^2}{V_{\perp}^2} \right) \frac{1}{T_z^{EY}},\end{aligned}\quad (3.28)$$

где  $\tau_{def}$  — время релаксации электронного импульса на дефектах

$$\frac{1}{\tau_{def}} = \frac{m^*}{\hbar^3} V_0^2 N_d.$$

Заметим, что спиновая релаксация электронного газа в квантовой яме, контролируемая короткодействующим механизмом Эллиота–Яфета, может быть сильно анизотропной.

# Глава 4

## Оптическая ориентация электронных спинов линейно поляризованным светом

### 4.1 Феноменологическое описание

В низкоразмерных полупроводниковых структурах оптическая ориентация спинов свободных носителей заряда может быть достигнута не только возбуждением циркулярно поляризованным светом, но и линейно поляризованным светом. Этот на первый взгляд неожиданный эффект обусловлен низкой симметрией наноструктур и запрещен в объемных полупроводниках с решеткой цинковой обманки и алмаза.

В данной главе построена микроскопическая теория оптической ориентации электронных спинов линейно поляризованным светом для основных механизмов поглощения света в квантовых ямах: прямых межзонных оптических переходов, прямых межподзонных и непрямых внутривидовых переходов в легированных структурах. Показано, что оптическая ориентация линейно поляризованным излучением представляет собой двухступенчатый процесс, включающий асимметричное спин-зависимое фотовозбуждение, обусловленное правилами отбора, и спиновую прецессию в эффективном магнитном поле, индуцированном спин-орби-



тальным взаимодействием Рашбы или Дрессельхауза. Продемонстрировано, что направление спиновой ориентации фотовозбужденных носителей определяется плоскостью поляризацией света и пространственной симметрией структуры. В частности, в асимметричных квантовых ямах, выращенных вдоль [001], возбуждение линейно поляризованным светом в геометрии нормального падения приводит к спиновой ориентации электронов 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.

Эффект генерации электронного спина при поглощении света произвольной поляризации можно описать феноменологическим соотношением

$$\dot{S}_\alpha = I \sum_{\beta\gamma} O_{\alpha\beta\gamma} e_\beta e_\gamma^*, \quad (4.1)$$

связывающим компоненты аксиального вектора спиновой генерации  $\dot{\mathbf{S}}$  с компонентами единичного вектора поляризации света  $\mathbf{e}$ . Произведение  $e_\beta e_\gamma^*$  удобно разложить на симметричную и антисимметричную части, что позволяет представить выражение (4.1) в виде

$$\dot{S}_\alpha = I \sum_{\beta\gamma} \mu_{\alpha\beta\gamma} \frac{e_\beta e_\gamma^* + e_\gamma e_\beta^*}{2} + I \sum_{\delta} \phi_{\alpha\delta} i[\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*]_\delta. \quad (4.2)$$

Здесь  $\mu_{\alpha\beta\gamma} = (O_{\alpha\beta\gamma} + O_{\alpha\gamma\beta})/2$  — псевдотензор третьего ранга, симметричный по последним двум индексам,  $\phi_{\alpha\delta} = \sum_{\beta\gamma} O_{\alpha\beta\gamma} \epsilon_{\delta\beta\gamma}/2i$  — тензор второго ранга,  $\epsilon_{\delta\beta\gamma}$  — тензор Леви-Чивита.

Тензор  $\phi_{\alpha\beta}$  описывает “обычную” оптическую ориентацию циркулярно поляризованным светом, поскольку векторное произведение  $i[\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*]$  равно нулю для линейно поляризованного света и пропорционально  $P_{circ}$  для эллиптически или циркулярно поляризованного света. Симметризованное же произведение  $(e_\beta e_\gamma^* +$

$e_\gamma e_\beta^*)/2$  не зависит от знака циркулярной поляризации и достигает максимума для линейной поляризации, поэтому псевдотензор третьего ранга  $\mu_{\alpha\beta\gamma}$  описывает оптическую ориентацию спинов линейно поляризованным светом [93, 138]. В данной главе мы будем рассматривать именно этот эффект и поэтому считать вектор поляризации  $\mathbf{e}$  вещественным.

Оптическая ориентация линейно поляризованным светом описывается тензором  $\mu_{\alpha\beta\gamma}$ , который связывает аксиальный вектор электронного спина и симметризованные произведения компонент полярного вектора. Симметрия этого тензора соответствует симметрии пьезомагнитного тензора, отвечающего за возникновение макроскопической намагниченности кристалла при деформации. Однако в отличие от пьезомагнетизма, который может наблюдаться только в средах с внутренним магнитным порядком [139], рассматриваемый эффект оптической ориентации не требует магнитной структуры вещества. Симметричный анализ показывает, что объемные полупроводники с решеткой цинковой обманки или алмаза (точечные группы  $T_d$  и  $O_h$ ) не принадлежат к классу пьезомагнетиков, поэтому оптическая ориентация электронных и дырочных спинов в этих кристаллах может быть осуществлена только циркулярно поляризованным светом. Однако в низкоразмерных структурах на основе этих кубических полупроводников существуют отличные от нуля компоненты тензора  $\mu_{\alpha\beta\gamma}$ , что допускает спиновую ориентацию свободных носителей линейно поляризованным светом.

В асимметричных квантовых ямах на основе полупроводников с решеткой цинковой обманки, выращенных вдоль кристаллографического направления [001], (точечная группа  $C_{2v}$ ) оптическая ориентация линейно поляризованным светом описывается тремя линейно независимыми константами:

$$\dot{S}_x = 2(\mu_{xxz} e_x e_z + \mu_{xyz} e_y e_z)I,$$

$$\begin{aligned}\dot{S}_y &= -2(\mu_{xyz} e_x e_z + \mu_{xxz} e_y e_z)I, \\ \dot{S}_z &= \mu_{zxx}(e_x^2 - e_y^2)I.\end{aligned}\tag{4.3}$$

Последнее соотношение в (4.3) показывает, что в таких квантовых ямах поглощение линейно поляризованного света в геометрии нормального падения приводит к ориентации спинов вдоль оси роста структуры. При этом знак и величина спиновой ориентации определяются плоскостью поляризации света. Точечная группа симметричных квантовых, выращенных вдоль  $[001]$ , повышается до  $D_{2d}$ . В таких системах  $\mu_{xxz} = 0$ ,  $\mu_{zxx} = 0$ , и оптическая ориентация линейно поляризованным светом в геометрии нормального падения невозможна. Соотношения  $\mu_{xxz} = 0$  и  $\mu_{zxx} = 0$  выполняются и в другом предельном случае, когда спин-орбитальное взаимодействие связано только со структурной асимметрией квантовой ямы, и система может быть эффективно описана точечной группой  $C_{\infty v}$ . Таким образом, ориентация электронных спинов вдоль оси роста структуры возможна в асимметричных квантовых ямах  $(001)$ , но запрещена в структурах, описываемых точечными группами  $D_{2d}$  и  $C_{\infty v}$ .

В квантовых ямах, выращенных вдоль направления  $[hhl]$ , где  $h \neq 0, l$  (точечная группа  $C_s$ ), тензор  $\mu_{\alpha\beta\gamma}$  содержит 8 отличных от нуля линейно независимых констант, и эффект описывается соотношениями:

$$\begin{aligned}\dot{S}_{x'} &= (\mu_{x'x'x'} e_{x'}^2 + \mu_{x'y'y'} e_{y'}^2 + \mu_{x'z'z'} e_{z'}^2 + 2\mu_{x'y'z'} e_{y'} e_{z'})I, \\ \dot{S}_{y'} &= 2(\mu_{y'x'y'} e_{x'} e_{y'} + \mu_{y'x'z'} e_{x'} e_{z'})I, \\ \dot{S}_{z'} &= 2(\mu_{z'x'y'} e_{x'} e_{y'} + \mu_{x'x'x'} e_{x'} e_{z'})I,\end{aligned}\tag{4.4}$$

где  $x' \parallel [1\bar{1}0]$  и  $y' \parallel [l(\bar{2}h)]$  координаты в плоскости квантовой ямы,  $z' \parallel [hhl]$  — ось роста структуры. Соотношения (4.4) показывают, что в низкосимметричных квантовых ямах спины свободных носителей могут быть ориентированы не только линейно поляризованным, но даже неполяризованным светом.

## 4.2 Межзонные оптические переходы в квантовых ямах

Эффект оптической ориентации электронных спинов линейно поляризованным светом связан с возникновением спиновых фототоков, рассмотренных в главе 2. Наиболее наглядно его можно пояснить на примере оптических переходов из подзоны тяжелых дырок  $hh1$  в подзону  $e1$  в квантовых ямах, выращенных вдоль направления  $[110]$ . В таких структурах подзона  $hh1$  расщеплена по спину на ветви  $\pm 3/2$  за счет слагаемых  $\propto \hat{J}_z k_x$  (см. параграф 2.3), что показано на рис. 4.1. Расщепление электронной подзоны  $e1$  не показано на рисунке для простоты и будет учтено в дальнейшем. Межзонное оптическое возбуждение индуцирует переходы  $|+3/2\rangle \rightarrow |+1/2\rangle$  и  $|-3/2\rangle \rightarrow |-1/2\rangle$ , которые при накачке линейно поляризованным светом идут с одинаковой интенсивностью. Линейное по волновому вектору расщепление подзоны  $hh1$  приводит к тому, что электроны с проекциями спина  $s_z = \pm 1/2$  рождаются с противоположными волновыми векторами  $k_x$  (см. рис. 4.1). Данное распределение носителей соответствует чисто спиновому току, т. е. потоку спина без переноса электрического заряда. Спиновая же ориентация электронного газа в момент фотовозбуждения отсутствует, поскольку количество электронов с одним спином совпадает с количеством электронов с противоположным спином.

Отличная от нуля средняя спиновая поляризация появляется в результате последующей прецессии спинов неравновесных носителей в эффективном магнитном поле, индуцированном спин-орбитальным взаимодействием [93]. Спин-орбитальное взаимодействие в зоне проводимости можно рассматривать как эффективное магнитное поле, действующее на электронные спины; направление и величина поля зависят от электронного волнового вектора [140]. В двумерных электронных системах эффективное поле появляется в линейном порядке по

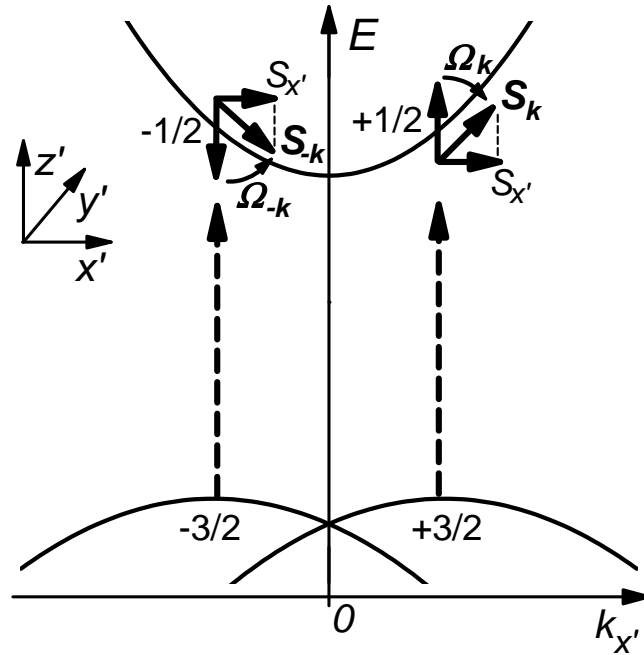


Рис. 4.1: Микроскопическая модель оптической ориентации электронных спинов при межзонном поглощении линейно поляризованного света в квантовых ямах, выращенных вдоль направления  $[110]$ . Асимметрия фотовозбуждения и последующая прецессия электронных спинов приводят к появлению среднего электронного спина вдоль оси  $x'$ .

волновому вектору  $\mathbf{k}$  [41, 82]. Спин-зависимая асимметрия фотовозбуждения, рассмотренная выше, обусловлена спин-орбитальным расщеплением подзон  $hh1$  и  $e1$ , поэтому в общем случае она не соответствует собственному состоянию спин-орбитального взаимодействия в подзоне  $e1$ . В результате спины электронов, направленные в момент фотогенерации вдоль оси роста структуры, будут прецессировать в эффективном магнитном поле [140, 141], которое имеет отличную от нуля компоненту в плоскости квантовой ямы [41]. Прецессия электронных спинов в эффективном магнитном поле проиллюстрирована на рис. 4.1, на котором показано, что на электроны с начальным спином  $s_{z'} = 1/2$  и волновым вектором  $k_{x'} > 0$  действует эффективное поле с ларморовской частотой  $\Omega_{\mathbf{k}}$ , а на частицы с начальным спином  $s_{z'} = -1/2$  и противоположным волновым вектором действует поле с ларморовской частотой  $\Omega_{-\mathbf{k}}$ . Эффективное магнитное поле, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием, является нечетной функцией волнового вектора, поэтому  $\Omega_{-\mathbf{k}} = -\Omega_{\mathbf{k}}$ , и направления вращения спинов противоположны для частиц с положительными и отрицательными значениями  $k_{x'}$ . Это приводит к появлению спиновой компоненты  $S_{x'} > 0$  для всех электронов в подзоне  $e1$ , т. е. к возникновению средней спиновой поляризации электронного газа. Таким образом межзонное поглощение неполяризованного света в квантовой яме, выращенной вдоль [110], приводит к спиновой ориентации электронов. Отметим, что в условиях стационарного возбуждения скорость генерации спинов определяется средним углом поворота в эффективном магнитном поле, аналогично появлению поперечной компоненты спина во внешнем магнитном поле (поперечный эффект Ханле).

Последовательная теория оптической ориентации электронных спинов линейно поляризованным светом может быть построена в рамках формализма спиновой матрицы плотности. Матрица плотности  $\hat{\rho}$  фотоэлектронов в подзоне  $e1$

описывается уравнением [4]

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} + \frac{\hat{\rho}}{\tau_0} + \frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{so}^{(e1)}, \hat{\rho}] = \hat{G} + \text{St} \hat{\rho}. \quad (4.5)$$

Здесь  $\tau_0$  — время жизни электронов, определяемое рекомбинацией,  $\hat{H}_{so}^{(e1)}$  — гамильтониан спин-орбитального взаимодействия (2.12), который может быть представлен в виде

$$\hat{H}_{so}^{(e1)} = \frac{\hbar}{2} (\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}^{(e1)} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}), \quad (4.6)$$

$\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}^{(e1)}$  — ларморовская частота, соответствующая эффективному магнитному полю,  $\hat{G}$  — спиновая матрица фотогенерации электронов,  $\text{St} \hat{\rho}$  — интеграл столкновений, описывающий процессы рассеяния электронов на фононах, статических дефектах, других электронах, дырках и т. д. Матрицу плотности  $\hat{\rho}$  и матрицу фотогенерации  $\hat{G}$  удобно разложить на диагональные и спиновые компоненты следующим образом

$$\hat{\rho} = f \hat{I} + (\mathbf{S}_{\mathbf{k}} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}),$$

$$\hat{G} = g_0 \hat{I} + (\mathbf{g}_{\mathbf{k}} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}),$$

где  $f = \text{Tr} \hat{\rho} / 2$  — функция распределения электронов,  $\mathbf{S}_{\mathbf{k}} = \text{Tr}(\hat{\boldsymbol{\sigma}} \hat{\rho}) / 2$  — функция распределения электронных спинов в  $\mathbf{k}$  пространстве,  $2g_0$  — скорость оптической генерации носителей,  $\mathbf{g}_{\mathbf{k}}$  — скорость генерации спинов в состоянии с волновым вектором  $\mathbf{k}$ . В условиях стационарного возбуждения уравнение для спиновой плотности  $\mathbf{S}_{\mathbf{k}}$  в приближении времени релаксации и без учета рассеяния с переворотом спина принимает вид

$$\frac{\mathbf{S}_{\mathbf{k}}}{\tau_0} + [\mathbf{S}_{\mathbf{k}} \times \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}^{(e1)}] = \mathbf{g}_{\mathbf{k}} - \frac{\mathbf{S}_{\mathbf{k}} - \bar{\mathbf{S}}_{\mathbf{k}}}{\tau_{e1}}, \quad (4.7)$$

где  $\bar{\mathbf{S}}_{\mathbf{k}}$  — усредненное по направлениям волнового вектора  $\mathbf{k}$  значение  $\mathbf{S}_{\mathbf{k}}$ ,  $\tau_{e1}$  — время релаксации углового распределения  $\mathbf{S}_{\mathbf{k}}$  (см. пояснения после уравнение 2.6).

Будем предполагать, что время релаксации  $\tau_{e1}$  значительно короче периода прецессии спинов в эффективном магнитном поле,  $\Omega_{\mathbf{k}}^{(e1)}\tau_{e1} \ll 1$ . Тогда решение уравнения для спиновой плотности (4.7) с точностью до второго порядка по  $\Omega_{\mathbf{k}}^{(e1)}\tau_{e1}$  имеет вид

$$\frac{\bar{\mathbf{S}}_{\mathbf{k}}}{\tau_0} + \tau_{e1} \overline{[\Omega_{\mathbf{k}}^{(e1)} \times [\bar{\mathbf{S}}_{\mathbf{k}} \times \Omega_{\mathbf{k}}^{(e1)}]]} = \bar{\mathbf{g}}_{\mathbf{k}} + \tau_{e1} \overline{[\Omega_{\mathbf{k}}^{(e1)} \times \mathbf{g}_{\mathbf{k}}]}, \quad (4.8)$$

где верхняя черта обозначает усреднение по направлениям волнового вектора. Первое слагаемое в левой части уравнения (4.8) отвечает за исчезновение полного электронного спина за счет рекомбинации, второе слагаемое — за релаксацию спина по механизму Дьяконова–Переля [82, 140]. Правая часть уравнения (4.8) описывает оптическую ориентацию, т. е. появление спина при поглощении света. Первое слагаемое ответственно за оптическую ориентацию спинов циркулярно поляризованным светом. Второе слагаемое описывает ориентацию спинов, обусловленную асимметричным фотовозбуждением  $\mathbf{g}_{\mathbf{k}}$  и последующим поворотом спинов в эффективном магнитном поле с ларморовской частотой  $\Omega_{\mathbf{k}}$ . При возбуждении линейно поляризованным или неполяризованным светом значение  $\bar{\mathbf{g}}_{\mathbf{k}}$  равно нулю, и оптическая ориентация определяется вторым слагаемым. Таким образом скорость генерации спинов в подзоне  $e1$  в этом случае имеет вид

$$\dot{\mathbf{S}} = \sum_{\mathbf{k}} \tau_{e1} [\Omega_{\mathbf{k}}^{(e1)} \times \mathbf{g}_{\mathbf{k}}]. \quad (4.9)$$

Как следует из приведенного выше симметричного анализа, поглощение неполяризованного света в асимметричных квантовых ямах, выращенных вдоль направления  $[110]$ , приводит к ориентации спинов в плоскости квантовой ямы вдоль оси  $x' \parallel [1\bar{1}0]$ . Расчет показывает [93], что для межзонных оптических переходов из подзоны тяжелых дырок  $hh1$  скорость генерации электронных спинов в подзоне  $e1$  определяется выражением

$$\dot{S}_{x'} = \gamma_{y'x'}^{(e1)} \gamma_{z'x'}^{(hh1)} \frac{\mu\tau_{e1}}{\hbar^3} \dot{N}, \quad (4.10)$$



где  $\gamma_{\alpha\beta}^{(\nu)}$  ( $\nu = e1, hh1$ ) — константы спин-орбитального расщепления в подзонах,  $\dot{N}$  — скорость оптической генерации электронов.

В квантовых ямах, выращенных вдоль направления  $[001]$ , оптическая ориентация электронов не возникает при поглощении неполяризованного света, но может быть достигнута при возбуждении линейно поляризованным излучением. В геометрии нормального падения света межзонные оптические переходы из подзоны тяжелых дырок не приводят к спиновой ориентации электронов, поскольку нечетное по волновому вектору спиновое расщепление тяжелых дырок подавлено, а линейные по  $\mathbf{k}$  спин-зависимые вклады в матричные элементы оптических переходов отсутствуют (см. параграф 2.3). Поэтому мы рассмотрим межзонные переходы из подзоны легких дырок  $lh1$ . Расчет показывает, что в этом случае зависимость компонент матрицы фотогенерации от вектора поляризации света  $\mathbf{e}$  в первом порядке по спин-орбитальному расщеплению электронных и дырочных состояний имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{g}_{\mathbf{k}} &= - \left[ \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}^{(e1)} + 2\mathbf{e}(\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}^{(lh1)} \cdot \mathbf{e}) - \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}^{(lh1)} \right] \frac{\hbar}{2} \frac{\partial g_0}{\partial \hbar\omega}, \\ g_0 &= \frac{\pi P^2}{3\hbar} \left( \frac{eA}{ch} \right)^2 \delta \left( \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_{e,lh}} + E_{e1,lh1} - \hbar\omega \right), \end{aligned} \quad (4.11)$$

где  $\mu_{e,lh} = m_e m_{lh}^{\parallel} / (m_e + m_{lh}^{\parallel})$  — приведенная масса,  $m_{lh}^{\parallel}$  — эффективная масса легких дырок в плоскости гетероструктуры,  $E_{e1,lh1}$  — энергетическое расстояние между подзонами  $lh1$  и  $e1$ .

В квантовых ямах  $(001)$  вектор  $\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}^{(\nu)}$  имеет вид (см. Приложение)

$$\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}^{(\nu)} = \frac{2}{\hbar} \left( \gamma_D^{(\nu)} k_x + \gamma_R^{(\nu)} k_y, -\gamma_D^{(\nu)} k_y - \gamma_R^{(\nu)} k_x, 0 \right), \quad (4.12)$$

где  $\nu = e1, lh1$  — индекс подзоны. Подставляя выражение (4.11) в (4.9), получаем окончательный ответ для скорости генерации спинов в подзоне  $e1$

$$\dot{S}_z = 2(e_x^2 - e_y^2) \left( \gamma_R^{(e1)} \gamma_D^{(lh1)} - \gamma_D^{(e1)} \gamma_R^{(lh1)} \right) \frac{\mu_{e,lh} \tau_{e1}}{\hbar^3} \dot{N}. \quad (4.13)$$

Выражение (4.13) находится в согласии с феноменологическими соотношениями (4.3) и показывает, что величина и направление спиновой ориентации электронов зависят от поляризации света. Величина  $\dot{S}_z$  имеет противоположный знак для излучения, поляризованного вдоль осей  $x \parallel [100]$  и  $y \parallel [010]$ , и равна нулю для  $e \parallel [1\bar{1}0]$  и  $e \parallel [110]$ . В общем случае зависимость спиновой ориентации электронов от поляризации света определяется выражением  $\dot{S}_z \propto (e_x^2 - e_y^2) = \cos 2\alpha$ , где  $\alpha$  — угол между плоскостью поляризации света и осью  $[100]$ .

Скорость генерации спинов (4.13) пропорциональна константам спин-орбитального расщепления в подзонах  $e1$  и  $lh1$  и возможна только в квантовых ямах со структурной и объемной асимметрией. Действительно, в симметричных квантовых ямах спин-орбитальное взаимодействие Рашбы отсутствует,  $\gamma_R^{(\nu)} = 0$ , и оптическая ориентация спинов линейно поляризованным светом в геометрии нормального падения невозможна. В предельном противоположном случае, когда спин-орбитальное взаимодействие Дрессельхауза отсутствует, эффект оптической ориентации тоже исчезает. Такой результат находится в полном согласии с феноменологическим анализом, представленном в параграфе 4.1. При возбуждении линейно поляризованным светом оптическая ориентация спинов вдоль оси роста структур возможна в асимметричных квантовых ямах (001), но запрещена в симметричных ямах и в одноосных структурах, описываемых точечной группой  $C_{\infty v}$ .

Оценка по формуле (4.13) показывает, что средний спин, возникающий при поглощении одного фотона, составляет  $\dot{S}/\dot{N} \sim 10^{-2}$  (или 1% поляризации) для  $\gamma/\hbar = 10^5$  см/с,  $m^* = 0.1m_0$ ,  $\tau_{e1} = 10^{-11}$  с.

Оптическая ориентация спинов линейно поляризованным светом может быть исследована стандартными методами оптической спектроскопии, например по степени циркулярной поляризации фотolumинесценции, обусловленной реком-

бинацией электронов и дырок [4], или по повороту плоскости поляризации пробного линейно поляризованного импульса при прохождении или отражении от структуры (магнитооптические эффекты Фарадея и Керра) [124, 125]. Успехи, достигнутые в области оптического детектирования спиновой поляризации, свидетельствуют о том, что эффект оптической ориентации электронных спинов линейно поляризованным светом является экспериментально обнаружимым. Отметим, что конверсия линейной поляризации света в циркулярную и циркулярной поляризации в линейную в нулевом магнитном поле была обнаружена при исследовании экситонов, локализованных на анизотропных островках в квантовых ямах [142, 143, 144]. Данный эффект обусловлен продольно-поперечным расщеплением экситонных состояний и в принципе может наблюдаться в бесспиновых системах. Возможность создания в наноструктурах неравновесной намагниченности излучением, несущим нулевой угловой момент, за счет орбитального движения свободных носителей заряда продемонстрирована в работе [145].

### **4.3 Межподзональные оптические переходы в квантовых ямах**

Межподзональное поглощение линейно поляризованного излучения в квантовых ямах  $n$ -типа тоже может приводить к оптической ориентации электронных спинов как в основной подзоне  $e1$ , так и в возбужденной подзоне  $e2$ . Микроскопический механизм такого эффекта связан с асимметричным спин-зависимым фото-возбуждением носителей и последующей прецессией спинов в эффективном магнитном поле и аналогичен механизму оптической ориентации линейно поляризованным светом при межзонных оптических переходах, рассмотренному в предыдущем параграфе. Особенностью эффекта при резонансных межподзонных

переходах в квантовых ямах является то, что основной вклад в поглощение света обусловлен переходами с сохранением спина под действием компоненты электрического поля, нормальной к плоскости интерфейсов (см. главу 2). В соответствии с приведенным в параграфе 4.1 симметричным анализом поглощение света, поляризованного вдоль оси роста структуры, приводит к спиновой ориентации носителей в структурах точечной группы  $C_s$ . Этот случай мы и рассмотрим подробно.

В присутствии линейного по  $\mathbf{k}$  спинового расщепления подзон  $e1$  и  $e2$  законы сохранения энергии и квазиимпульса приводят к тому, что оптические переходы под действием света фиксированной частоты возможны только при определенных значениях  $\mathbf{k}$ , при которых энергетическое расстояние между подзонами соответствует энергии кванта  $\hbar\omega$ . Это приводит к спин-зависимой асимметрии фотовозбуждения, при которой электроны со спинами  $+1/2$  и  $-1/2$  в подзоне  $e2$  рождаются с противоположными волновыми векторами (см. параграф 2.4 и рис. 2.2). Такое спин-зависимое распределение электронов в возбужденной подзоне  $e2$  обусловлено линейным по волновому вектору расщеплением обеих подзон, поэтому оно может не соответствовать собственному состоянию спин-орбитального взаимодействия в подзоне  $e2$ . В результате, последующая прецессия спинов неравновесных носителей в эффективном магнитном поле, индуцированном спин-орбитальным взаимодействием, приводит к появлению спиновой ориентации электронов в подзоне  $e2$ . Очевидно, что спиновая ориентация носителей возникает и в подзоне  $e1$ , поскольку аналогичные рассуждения справедливы и для “дырок” в основной подзоне.

В асимметричных квантовых ямах, выраженных вдоль направления  $[110]$ , поглощение света, поляризованного вдоль оси роста структуры, приводит к спиновой ориентации электронов в плоскости квантовой ямы вдоль оси  $x' \parallel [1\bar{1}0]$ .

Расчет с учетом неоднородного уширения линии межподзонного поглощения света показывает [101], что скорости оптической генерации спинов в подзонах  $e1$  и  $e2$  определяются выражениями

$$\dot{S}_{x'}^{(e1)} = (\gamma_{y'x'}^{(e1)}\gamma_{z'x'}^{(e2)} - \gamma_{y'x'}^{(e2)}\gamma_{z'x'}^{(e1)}) \bar{\varepsilon} \frac{d\eta_{21}(\hbar\omega)}{d\hbar\omega} \frac{e_z^2 m^* \tau_{e1}}{\hbar^4 \omega} I, \quad (4.14)$$

$$\dot{S}_{x'}^{(e2)} = (\gamma_{y'x'}^{(e1)}\gamma_{z'x'}^{(e2)} - \gamma_{y'x'}^{(e2)}\gamma_{z'x'}^{(e1)}) \left[ \eta_{21} - \bar{\varepsilon} \frac{d\eta_{21}(\hbar\omega)}{d\hbar\omega} \right] \frac{e_z^2 m^* \tau_{e2}}{\hbar^4 \omega} I,$$

где  $\eta_{21}(\hbar\omega)$  — доля потока энергии, поглощаемая в квантовой яме (2.25),  $\gamma_{x'y'}^{(\nu)}$ ,  $\gamma_{y'x'}^{(\nu)}$  и  $\gamma_{z'x'}^{(\nu)}$  — отличные от нуля константы спин-орбитального взаимодействия в электронных подзонах в асимметричных квантовых ямах (110) (см. Приложение).

Спектральное поведение оптической ориентации электронных спинов в обеих подзонах определяется производной  $d\eta_{21}(\hbar\omega)/d\hbar\omega$ , если линия межподзонного поглощения света является достаточно узкой. При пересечении максимума поглощения происходит инверсия знака спиновой ориентации, т. е. направление электронного спина меняется на противоположное. Отметим, что спектральная инверсия знака характерна для кинетических эффектов, индуцированных резонансным поглощением света в полупроводниковых квантовых ямах  $n$ -типа, таких как циркулярный фотогальванический эффект [100], линейный [146] и циркулярный [147] эффекты увлечения электронов фотонами.

## 4.4 Внутриподзонные оптические переходы в квантовых ямах

Возбуждение двумерного электронного газа высокочастотным электрическим полем вызывает поглощение поля свободными носителями заряда. Такие непрямые внутриподзонные оптические переходы под действием линейно поляризованного излучения также приводят к спиновой ориентации электронного газа. В соответствии с симметричным анализом, представленным в параграфе 4.1,

излучение, поляризованное в плоскости квантовой ямы (001), приводит к спиновой ориентации электронного газа вдоль оси роста структуры.

Микроскопический механизм возникновения спиновой поляризации связан с линейными по волновому вектору спин-зависимыми вкладами в вероятность рассеяния электронов на примесях или фононах (см. параграф 2.5) и проиллюстрирован на рис. 4.2. За счет спин-зависимого вклада в матричный элемент рассеяния  $V_{xx} \hat{\sigma}_x(k_x + k'_x)$ , 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  $k_x$ . Это проиллюстрировано на рис. 4.2 а, на котором поглощение света свободными носителями заряда показано как двухступенчатый процесс с участием электрон-фотонного взаимодействия (сплошные вертикальные линии) и электронного рассеяния (штриховые горизонтальные линии). Асимметрия рассеяния обозначена на рис. 4.2 а штриховыми линиями различной толщины: электроны со спином  $+1/2$  рассеиваются преимущественно в состояния с волновым вектором  $k_x > 0$ , тогда как частицы со спином  $-1/2$  — в состояния с волновым вектором  $k_x < 0$ . Такое спин-зависимое распределение электронов в  $\mathbf{k}$  пространстве обусловлено асимметрией рассеяния и в общем случае не является собственным состоянием гамильтониана, описывающего спин-орбитальное расщепление электронных состояний. Поэтому спины электронов будут прецессировать в эффективном магнитном поле, обусловленном спин-орбитальным взаимодействием. Поскольку эффективное поле является нечетной функцией волнового вектора, прецессия приведет к появлению компоненты спина  $S_z > 0$  для частиц с положительными и отрицательными волновыми векторами  $k_x$ , как показано на рис 4.2 б.

Будем предполагать, что поглощение высокочастотного электромагнитного

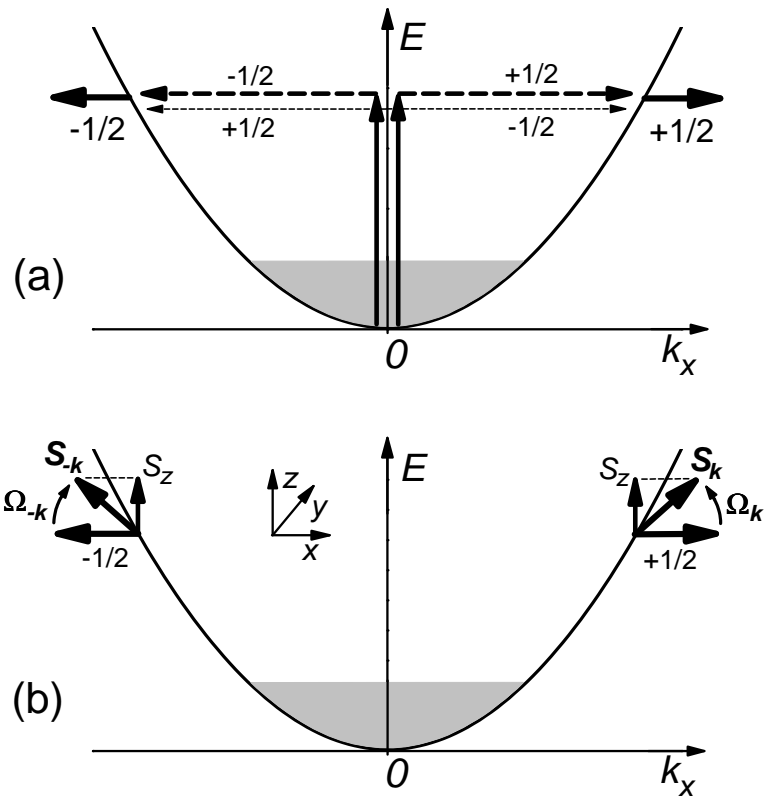


Рис. 4.2: Микроскопический механизм спиновой ориентации двумерного электронного газа линейно поляризованным высокочастотным электрическим полем. (а) Спин-зависимая асимметрия рассеяния при внутриподзонаном поглощении света и (б) поворот спинов в эффективном магнитном поле приводят к появлению электронного спина  $S_z$ .

поля, поляризованного в плоскости квантовой ямы, сопровождается упругим рассеянием электронов на статических дефектах. Расчет по формуле (4.9) с использованием спиновой матрицы генерации (2.30) показывает [109], что скорость генерации электронного спина в условиях стационарного возбуждения линейно поляризованным излучением определяется выражением

$$\dot{S}_\alpha = \sum_{\beta\lambda\nu\mu} \epsilon_{\alpha\beta\lambda} (\gamma_{\beta\nu} - 2e_\nu e_\mu \gamma_{\beta\mu}) \frac{\langle V_{\lambda\nu} V_0 \rangle}{V_0^2} \frac{\tau_{e1} m^*}{\hbar^3} I \eta_{\text{def}}, \quad (4.15)$$

где  $\epsilon_{\alpha\beta\lambda}$  — тензор Лечи-Чивита,  $\eta_{\text{def}}$  — доля светового потока, поглощаемая в квантовой яме (2.32). В случае, когда электрон-электронное рассеяние несущественно, и время релаксации  $\tau_{e1}$  определяется рассеянием на тех же короткодействующих дефектах, которые приводят к внутриволновому поглощению света, выражение (4.15) может быть переписано в виде

$$\dot{S}_\alpha = \frac{2\pi\tilde{\alpha}}{n_\omega} \sum_{\beta\lambda\nu\mu} \epsilon_{\alpha\beta\lambda} (\gamma_{\beta\nu} - 2e_\nu e_\mu \gamma_{\beta\mu}) \frac{\langle V_{\lambda\nu} V_0 \rangle}{V_0^2} \frac{N_e \kappa}{(\hbar\omega)^2} I. \quad (4.16)$$

Выражение (4.16) не зависит от подвижности электронного газа и определяется константами спин-орбитального взаимодействия  $\gamma_{\beta\nu}$  и соотношением между спин-зависимым и независимым от спина вкладом в вероятность рассеяния электронов  $\langle V_{\lambda\nu} V_0 \rangle / V_0^2$ .

В квантовых ямах, выращенных вдоль направления [001] из полупроводников с решеткой цинковой обманки, отличными от нуля компонентами  $\gamma_{\alpha\beta}$  и  $\langle V_{\alpha\beta} V_0 \rangle$  являются следующие:  $\gamma_{xx} = -\gamma_{yy} \equiv \gamma_D$ ,  $\gamma_{xy} = -\gamma_{yx} \equiv \gamma_R$ ,  $\langle V_{xx} V_0 \rangle = -\langle V_{yy} V_0 \rangle \equiv V_D V_0$  и  $\langle V_{xy} V_0 \rangle = -\langle V_{yx} V_0 \rangle \equiv V_R V_0$ . Вклады  $V_R V_0$  и  $V_D V_0$  обусловлены структурной и объемной асимметрией квантовой ямы, аналогично линейным по  $\mathbf{k}$  слагаемым Рашбы и Дрессельхауза в спиновое расщепление электронных подзон. Подставляя эти соотношения в (4.15), получаем окончательное выражение для скорости генерации спинов вдоль оси роста в квантовых ямах (001)

$$\dot{S}_z = 2(e_x^2 - e_y^2) (\gamma_D V_R - \gamma_R V_D) \frac{m^* \tau_{e1}}{V_0 \hbar^3} I \eta_{\text{def}}. \quad (4.17)$$



В соответствии с феноменологическими соотношениями (4.3) поляризационная зависимость  $\dot{S}_z$  определяется множителем  $(e_x^2 - e_y^2)$ . Спиновая ориентация имеет противоположный знак для высокочастотного поля, поляризованного вдоль кубических осей  $x$  и  $y$  и отсутствует для поляризации  $\mathbf{e} \parallel [1\bar{1}0]$  и  $\mathbf{e} \parallel [110]$ .

Эффективность рассмотренной монополярной оптической ориентации электронного газа линейно поляризованным излучением может быть оценена как отношение скорости генерации спинов к скорости поглощения энергии,  $\dot{S}/(I\eta)$ . Оценка по формуле (4.17) дает  $\dot{S}/(I\eta) \sim 1 \text{ eV}^{-1}$  для структур с  $\gamma_{\alpha\beta}/\hbar \sim 10^5 \text{ cm/s}$ ,  $V_{\alpha\beta}/V_0 \sim 10^{-8} \text{ cm}$ , and  $\tau_e \sim 10^{-11} \text{ s}$ . По этому параметру эффективность спиновой ориентации электронного газа высокочастотным полем сравнима с эффективностью межзонной ориентации спинов циркулярно поляризованным светом, при которой каждый поглощенный фотон с энергией, сравнимой с шириной запрещенной зоны  $E_g \sim 1 \text{ eV}$ , поляризует по спину один электрон. Преимуществом монополярной оптической ориентацией является то, что только один тип носителей заряда, в данном случае электроны, участвует в поглощении света.

## 4.5 Термическая ориентация электронных спинов

Спиновая ориентация электронов в низкосимметричных структурах может возникать и просто при разогреве электронного газа по отношению к кристаллической решетке любым способом [148]. Такой эффект, названный нами термической ориентацией электронных спинов обусловлен спин-зависимой асимметрией электрон-фононного взаимодействия, которое стремится восстановить термодинамическое равновесие между электронной и фононной подсистемами. Механизм возникновения спиновой поляризации свободных носителей заряда аналогичен механизму появления спиновой ориентации при внутривозонном поглощении линейно поляризованного света, рассмотренного в параграфе 4.4, и является

двухступенчатым процессом. На первой стадии горячие электроны теряют часть своей кинетической энергии путем испускания фононов. Спин-зависимая асимметрия электрон-фононного взаимодействия приводит к тому, что носители заряда с противоположными спинами опустошают преимущественно состояния с противоположными волновыми векторами (см. параграф 2.6 и рис. 2.4 b). Средняя спиновая поляризация электронного газа появляется на второй стадии в результате поворота электронных спинов в эффективном магнитном поле, обусловленном спи-орбитальным взаимодействием Рашбы или Дрессельхауза.

В отличие от оптической ориентации линейно поляризованным излучением, в которой направление спина определяется в том числе поляризацией света, термическая ориентация электронных спинов возможна только в структурах, в которых какая-либо компонента аксиального вектора является инвариантом при всех операциях симметрии. Данный эффект разрешен в квантовых ямах, выращенных вдоль кристаллографического направления  $[110]$  со структурной асимметрией. Действительно, такие системы описываются точечной группой  $C_s$ , которая содержит только два элемента симметрии: единичный элемент и плоскость отражения  $m_1$ , перпендикулярную оси  $x' \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$ . Отражение в этой плоскости меняет знак у компонент  $S_{y'}$  и  $S_{z'}$  аксиального вектора спина  $\mathbf{S}$ , но сохраняет компоненту  $S_{x'}$ . Поэтому компонента электронного спина  $S_{x'}$  является инвариантом в асимметричных квантовых ямах  $(110)$ , что допускает спиновую ориентацию электронов вдоль оси  $x'$  в условиях нарушения термодинамического равновесия. В частности, при слабом нарушении равновесия между электронной и фононной подсистемами, выражение для спиновой плотности электронов может быть представлено в виде

$$S_{x'} = C \frac{\Delta T}{T_e}, \quad (4.18)$$

где  $\Delta T = T_e - T_0$ ,  $T_e$  и  $T_0$  — электронная и фононная температуры,  $C$  — параметр,

который будет вычислен ниже.

Спин-зависимая асимметрия электрон-фононного взаимодействия возникает в модели Кейна с учетом межзонного смешивания состояний, обусловленного деформацией [4, 107]. В первом порядке по  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  возмущению, где  $\mathbf{k} = (k_{x'}, k_{y'})$  — волновой вектор в плоскости интерфейсов, волновая функция электрона в квантовой яме (110) имеет вид

$$\Psi(\mathbf{r}) = S\psi + X\frac{v_{x'} + v_{z'}}{\sqrt{2}} + Y\frac{v_{z'} - v_{x'}}{\sqrt{2}} - Zv_{y'}. \quad (4.19)$$

Здесь  $S, X, Y, Z$  — блоховские функции зоны проводимости и валентной зоны в точке  $\Gamma$  зоны Бриллюэна, представленные в кубических осях кристалла,  $\psi$  и  $\mathbf{v} = (v_{x'}, v_{y'}, v_{z'})$  — огибающие спиноры, связанные соотношением (3.21).

Рассмотрим взаимодействие электронов с объемными акустическими фонами по механизму деформационного потенциала. В полупроводниках с решеткой цинковой обманки деформация вызывает смешивание состояний зоны проводимости и валентной зоны; матричные элементы такого межзонного смешивания описываются гамильтонианом (3.5). С учетом  $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$  подмешивания состояний валентной зоны к электронной волновой функции (4.19) и межзонного смешивания, обусловленного деформацией, гамильтониан электрон-фононного взаимодействия в квантовой яме (110) принимает вид [148]

$$\hat{H}_{\text{el-phon}}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \Xi_c \sum_{\alpha} u_{\alpha\alpha} + \xi \Xi_{cv} \{ (k_{x'} + k'_{x'}) \times [\hat{\sigma}_{z'}(u_{z'z'} - u_{x'x'})/2 - \hat{\sigma}_{y'}u_{y'z'}] + (k_{y'} + k'_{y'}) [\hat{\sigma}_{x'}u_{y'z'} + \hat{\sigma}_{z'}u_{x'y'}] \}. \quad (4.20)$$

При выводе гамильтониана (4.20) мы выразили компоненты тензора деформации в кубических осях, в которых записаны матричные элементы межзонного смешивания (3.5), через компоненты тензора в штрихованной системе координат квантовой ямы, используя равенства  $u_{xy} = (u_{z'z'} - u_{x'x'})/2$ ,  $u_{xz} = -(u_{x'y'} + u_{y'z'})/\sqrt{2}$  и  $u_{yz} = (u_{x'y'} - u_{y'z'})/\sqrt{2}$ .

Вероятность рассеяния электронов определяется квадратом модуля матричного элемента электрон-фононного взаимодействия. Основной вклад в рассеяние электронов на акустических фононах в квантовых ямах описывается слагаемыми, пропорциональными компоненте  $u_{z'z'}$  тензора деформации. Это связано с тем, что продольная компонента волнового вектора фонона, участвующего в рассеянии,  $q_{\parallel} = |\mathbf{k} - \mathbf{k}'|$  обычно мала по сравнению с компонентой фононного волнового вектора вдоль оси роста структуры  $q_{z'} \sim \pi/a$ , где  $a$  — ширина квантовой ямы. Таким образом, основной вклад в спин-зависимую асимметрию рассеяния электронов на акустических фононах в квантовых ямах (110) описывается слагаемым  $\propto \hat{\sigma}_{z'}(k_{x'} + k'_{x'})$  в гамильтониане электрон-фононного взаимодействия (4.20). Его и будем учитывать в дальнейшем.

Скорость генерации спинов за счет энергетической релаксации электронов на фононах и последующей прецессией спинов в эффективном магнитном поле определяется выражением (4.9), в котором компоненты матрицы  $G(\mathbf{k})$  имеют вид

$$G_{ss'}(\mathbf{k}) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{s1, \mathbf{k}1} \sum_{\mathbf{q}, \pm} \left\{ V_{s\mathbf{k}, s1\mathbf{k}1}^{(\pm)} V_{s'\mathbf{k}, s1\mathbf{k}1}^{(\pm)*} f(\varepsilon_{\mathbf{k}1}) [1 - f(\varepsilon_{\mathbf{k}})] \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}1} \pm \hbar\omega_{\mathbf{q}}) \right. \\ \left. - V_{s1\mathbf{k}1, s\mathbf{k}}^{(\pm)*} V_{s1\mathbf{k}1, s'\mathbf{k}}^{(\pm)} f(\varepsilon_{\mathbf{k}}) [1 - f(\varepsilon_{\mathbf{k}1})] \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}1} - \varepsilon_{\mathbf{k}} \pm \hbar\omega_{\mathbf{q}}) \right\}, \quad (4.21)$$

где  $V_{s\mathbf{k}, s1\mathbf{k}1}^{(\pm)}$  — матричный элемент рассеяния электрона с испусканием (+) и поглощением (−) фонона.

Будем предполагать, что термодинамическое равновесие между электронной и фононной подсистемами нарушено слабо. Электроны и фононы подчиняются статистике Больцмана, но электронная температура  $T_e$  отличается от температуры кристаллической решетки  $T_0$ , при этом  $k_B T_0 \gg \hbar\omega_{\mathbf{q}}$ . Расчет по формуле (4.9) с использованием компонент матрицы плотности (4.21) показывает, что скорость генерации спинов имеет вид

$$\dot{S}_{x'} = -\tau_e \gamma_{y'x'} \frac{\Xi_c \Xi_{cv}}{2\rho_c} \frac{\xi m^*{}^2}{\hbar^4} \frac{\Delta T}{T_e} N_e \times \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{d\varphi_1^2(z')}{dz'} \right]^2 dz', \quad (4.22)$$

где  $\varphi_1(z)$  — функция размерного квантования электронов. Для прямоугольной квантовой ямы с бесконечно высокими барьерами  $\int (d\varphi_1^2(z')/dz')^2 dz' = 2\pi^2/a^3$ .

В стационарном режиме, когда электронная температура  $T_e$  и температура решетки  $T_0$  поддерживаются постоянными, спиновая плотность электронов  $S_{x'}$  определяется балансом между процессами спиновой генерации и релаксации и описывается равенством  $S_{x'} = \dot{S}_{x'} T_{x'}$ , где  $T_{x'}$  — время спиновой релаксации. В квантовых ямах (110) время  $T_{x'}$  для релаксации по механизму Дьяконова–Переля определяется выражением [82]

$$(T_{x'}^{DP})^{-1} = - \int_0^\infty \frac{\tau_{e1}}{f(0)} \frac{df(\varepsilon_{\mathbf{k}})}{d\varepsilon_{\mathbf{k}}} \left( \langle \Omega_{\mathbf{k},y'}^2 \rangle + \langle \Omega_{\mathbf{k},z'}^2 \rangle \right) d\varepsilon_{\mathbf{k}}, \quad (4.23)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по направлениям волнового вектора. Принимая во внимание явный вид зависимости  $\Omega_{\mathbf{k}}$  от волнового вектора (см. Приложение), для распределения Больцмана получаем

$$(T_{x'}^{DP})^{-1} = \frac{4m^* \tau_{e1}}{\hbar^4} (\gamma_{y'x'}^2 + \gamma_{z'x'}^2) k_B T_e. \quad (4.24)$$

Окончательное выражение для стационарной спиновой плотности в условиях разогрева электронного газа принимает вид

$$S_{x'} = - \frac{m^* \xi}{8\rho} \frac{\gamma_{y'x'} \Xi_c \Xi_{cv}}{\gamma_{y'x'}^2 + \gamma_{z'x'}^2} \frac{\Delta T N_e}{k_B T_e^2} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{d\varphi^2(z')}{dz'} \right]^2 dz'. \quad (4.25)$$

Оценка по формуле (4.25) для среднего электронного спина дает  $S_{x'}/N_e \sim 10^{-5}$  для электронной температуры  $T_e = 100$  К, отношения  $\Delta T/T_e \approx 1$ , ширины квантовой ямы  $a = 100$  Å и зонных параметров:  $m^* = 0.07 m_0$ ,  $\xi = 0.4$  Å,  $\gamma/\hbar = 10^5$  см/с,  $\Xi_c = -8$  eV,  $\Xi_{cv} = 3$  eV [4], соответствующих квантовой яме на основе GaAs. Таким образом, для структуры с концентрацией электронов  $N_e = 10^{11}$  см<sup>-2</sup> спиновая плотность имеет величину  $S_{x'} \sim 10^6$  см<sup>-2</sup>, что гораздо больше порога чувствительности современных экспериментальных установок. Заметим также, что умеренное значение спиновой поляризации связано с тем, что

энергетическая релаксация электронов на акустических фононах неэффективна. Степень спиновой поляризации может значительно увеличиться, если оптические фононы будут определять скорость энергетической релаксации электронов.

## 4.6 Ориентация спинов электрическим током

Линейные по волновому вектору вклады в вероятность рассеяния электронов на примесях и фононах приводят к появлению спиновой поляризации электронов и при протекании электрического тока в плоскости квантовой ямы. Такое явление — ориентация спинов током — возникает в первом порядке по электрическому полю и не связано с разогревом электронного газа. Оно было рассмотрено теоретически в ряде работ [40, 149, 150, 151, 152, 153, 154] и впервые обнаружено в объемном теллуре [155] по эффекту Фарадея. Недавно эффект был обнаружен в напряженном InGaAs  $n$ -типа [156] и в двумерных системах  $p$ -типа на основе GaAs [157, 158] и привлек к себе большое внимание в связи с перспективой использования в спинтронике.

На микроскопическом уровне эффект ориентации спинов электрическим током рассматривался до сих пор как обусловленное током перераспределение электронов между спиновыми подзонами, которые сдвинуты в  $\mathbf{k}$  пространстве друг относительно друга за счет спин-орбитального взаимодействия. Однако возможен и другой механизм ориентации спинов током, который связан с линейными по волновому вектору слагаемыми в вероятности рассеяния электронов и не зависит от величины спинового расщепления спектра [159].

Такой механизм возникновения спиновой ориентации электронного газа при протекании тока в плоскости квантовой ямы проиллюстрирован на рис. 4.3 для спин-зависимого вклада в вероятность рассеяния, обусловленного структурной асимметрией. Приложение внешнего электрического поля  $\mathbf{E} \parallel x$

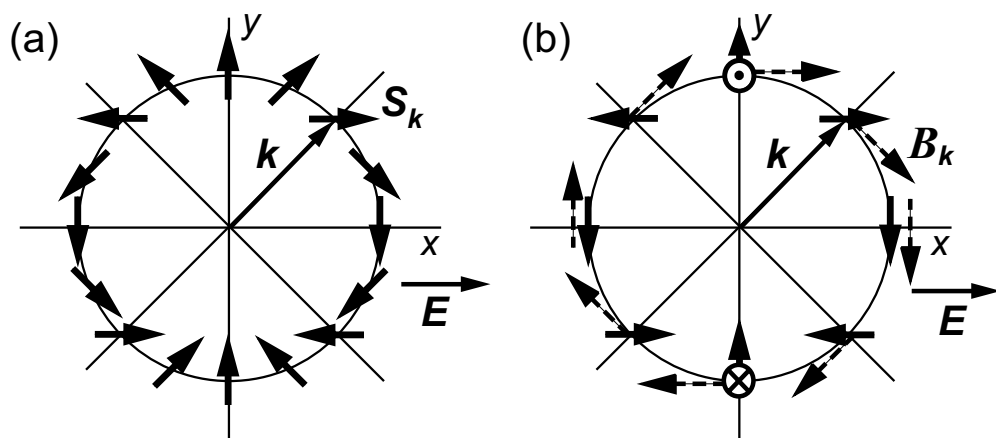


Рис. 4.3: Микроскопический механизм ориентации спинов свободных носителей заряда электрическим током. (a) Спин-зависимая асимметрия рассеяния электронов и (b) прецессия спинов в эффективном магнитном поле приводят к частичной спиновой поляризации электронного газа.

вызывает направленное движение носителей заряда. За счет спин-зависимой асимметрии рассеяния электроны с различными спинами, дрейфующие в электрическом поле, рассеиваются преимущественно в состояния с определенными волновыми векторами, которые определяются ориентацией спинов. Это приводит к формированию электронного распределения в  $\mathbf{k}$  пространстве, при котором частицы с волновым вектором  $\mathbf{k}$  обладают спином  $\mathbf{S}_{\mathbf{k}}$ . Распределение спиновой плотности  $\mathbf{S}_{\mathbf{k}}$  для вклада в матричный элемент рассеяния  $\propto [\hat{\sigma}_x(k_y - k'_y) - \hat{\sigma}_y(k_x - k'_x)]$ , обусловленного структурной асимметрией, представлено на рис. 4.3 а. Распределение  $\mathbf{S}_{\mathbf{k}}$  обусловлено процессами рассеяния и не соответствует собственному спиновому состоянию электронов. Поэтому последующие процессы спиновой релаксации электронов приведут к возникновению среднего электронного спина. При этом спиновая поляризация электронного газа появится независимо от того, какой механизм спиновой релаксации, Дьяконова–Переля или Эллиота–Яфета, определяет спиновую динамику.

В случае механизма спиновой релаксации Дьяконова–Переля свободные носители теряют свой спин в результате прецессии в эффективном магнитном поле. Эффективное поле  $\mathbf{B}_{\mathbf{k}}$ , обусловленное структурной асимметрией, лежит в плоскости квантовой ямы и направлено перпендикулярно волновому вектору  $\mathbf{k}$ , как показано на рис. 4.3 б штриховыми стрелками. Электроны, двигающиеся вдоль оси  $x$ , имеют спин, направленный коллинеарно эффективному полю  $\mathbf{B}_{\mathbf{k}}$ , и сохраняют спиновую ориентацию. Частицы же, двигающиеся вдоль оси  $y$ , обладают спином, направленным перпендикулярно  $\mathbf{B}_{\mathbf{k}}$ , и поэтому теряют спиновую поляризацию за счет прецессии в эффективном поле. Этот процесс и приводит к появлению среднего электронного спина, ориентированного в данном случае вдоль направления  $-y$ .

Рассмотрим спиновую ориентацию вырожденного электронного газа в



квантовой яме, выращенной из полупроводника с решеткой цинковой обманки вдоль направления  $[001]$ . Будем предполагать для общности, что внешнее электрическое поле  $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E} \exp(-i\omega t)$  осциллирует на частоте  $\omega$ . В линейном режиме по  $\mathbf{E}$ , электрическое поле приводит к появлению среднего электронного спина  $\mathbf{s}(t) = \mathbf{s}(\omega) \exp(-i\omega t)$ , осциллирующего на той же частоте. Расчет показывает [159], что для механизма спиновой релаксации Дьяконова–Переля средний электронный спин определяется выражением

$$\begin{aligned} s_{x1}(\omega) &= -\frac{1}{2} \left[ \frac{V_D - V_R}{V_0} \frac{\gamma_D + \gamma_R}{\gamma_D - \gamma_R} + \frac{V_D + V_R}{V_0} \right] \frac{K_{y1}}{1 - i\omega T_{x1}^{DP}}, \\ s_{y1}(\omega) &= -\frac{1}{2} \left[ \frac{V_D + V_R}{V_0} \frac{\gamma_D - \gamma_R}{\gamma_D + \gamma_R} + \frac{V_D - V_R}{V_0} \right] \frac{K_{x1}}{1 - i\omega T_{y1}^{DP}}, \end{aligned} \quad (4.26)$$

где  $x1 \parallel [1\bar{1}0]$  и  $y1 \parallel [110]$  — оси в плоскости квантовой ямы, которые являются главными для тензора скоростей спиновой релаксации в квантовых ямах (001),  $\mathbf{K} = e\tau_p \mathbf{E}/\hbar$  — волновой вектор, соответствующий дрейфовой скорости,  $k_F$  — волновой вектор на поверхности Ферми,  $T_{x1}^{DP} = [2\tau_p(\gamma_D - \gamma_R)^2 k_F^2/\hbar^2]^{-1}$  и  $T_{y1}^{DP} = [2\tau_p(\gamma_D + \gamma_R)^2 k_F^2/\hbar^2]^{-1}$  — времена спиновой релаксации по механизму Дьяконова–Переля [106]. В (4.26) предполагается, что  $\omega\tau_p \ll 1$ ,  $\tau_p \ll T_{x1,y1}^{DP}$ , а произведение  $\omega T_{x1,y1}^{DP}$  является произвольным.

В случае, когда доминирует механизм спиновой релаксации Эллиота–Яфета, выражение для среднего электронного спина принимает вид [160]

$$\begin{aligned} s_{x1}(\omega) &= -\frac{1}{2} \frac{V_D + V_R}{V_0} \frac{K_{y1}}{1 - i\omega T_{x1}^{EY}}, \\ s_{y1}(\omega) &= -\frac{1}{2} \frac{V_D - V_R}{V_0} \frac{K_{x1}}{1 - i\omega T_{y1}^{EY}}, \end{aligned} \quad (4.27)$$

где  $T_{x1}^{EY} = [2m^*(V_D - V_R)^2 k_F^2/\hbar^3]^{-1}$  и  $T_{y1}^{EY} = [2m^*(V_D + V_R)^2 k_F^2/\hbar^3]^{-1}$  — времена спиновой релаксации электронов по механизму Эллиота–Яфета [161].

Степень спиновой поляризации электронного газа достигает максимума при постоянном токе и спадает как  $1/\omega$ , когда частота электрического поля превышает

обратное время спиновой релаксации. Оценка по формуле (4.26) или (4.27) показывает, что величина среднего электронного спина, индуцированного постоянным полем, составляет  $10^{-3}$  для дрейфового волнового вектора  $K = 10^5 \text{ см}^{-1}$  и величины  $V_{D,R}/V_0 = 10^{-8} \text{ см}$ , соответствующей гетероструктуре на основе GaAs. Такое же значение среднего спина получается для другого механизма спиновой ориентации током — механизма, связанного с линейным по волновому вектору спиновым расщеплением электронной подзоны. В этом случае средний спин можно оценить как  $\gamma_{D,R} K/E_F$ , что тоже дает  $10^{-3}$  для  $\gamma_{D,R} = 10^{-7} \text{ meV}\cdot\text{см}$  и энергии Ферми  $E_F = 10 \text{ meV}$  [151]. Таким образом, эффективности обоих механизмов сравнимы при низких температурах. При увеличении средней кинетической энергии электронов, например с ростом температуры, механизм спиновой ориентации электронов током, обусловленный спин-зависимым рассеянием, может стать доминирующим.

## Глава 5

# Циркулярный фотогальванический эффект в квантовых ямах

### 5.1 Введение

Поглощение света подвижными носителями заряда в полупроводниковых структурах может приводить к появлению электрического тока даже в отсутствие внешнего смещения. Число таких фотоэлектрических явлений велико. Направленное движение носителей может быть вызвано неоднородностью образца (например фототок в  $p-n$  переходе) или градиентом интенсивности освещения (эффект Дембера) [162, 163]. Кроме того, существуют фотоэлектрические явления, не связанные с пространственной неоднородностью структуры или освещения. Такие эффекты могут быть обусловлены как передачей импульса фотонов электронной системе, так и асимметрией элементарных процессов поглощения света или последующей релаксации.

Фототоки, связанные с передачей импульса фотонов свободным носителям заряда в полупроводниках, получили название токов увлечения электронов фотонами [164, 165]. Впервые такой эффект был зарегистрирован в объемном германии  $p$ -типа [166, 167] и затем подробно исследован в различных материалах в широком диапазоне длин волн. Позже эффект увлечения был обнаружен

и в низкоразмерных системах: в квантовых ямах GaAs/AlGaAs [146] и InAs/GaSb [168]. Было показано, что при резонансных межподзонных переходах в квантовых ямах  $n$ -типа эффект значительно усиливается благодаря различным временам релаксации электронов по импульсу в основной и возбужденной подзонах размерного квантования [146, 169].

Фотоэлектрические явления, обусловленные асимметрией процессов поглощения света или последующей релаксации фотовозбужденных носителей и не связанные с передачей импульса фотонов, возможны только в средах определенной симметрии. Такие эффекты, получившие название фотогальванических, представляют собой не связанную с неоднородностью освещения генерацию постоянного тока в однородной среде (в случае объемного материала) или в однородной квантовой яме (в двумерных системах). Направление фототока в этом случае задается поляризацией света и внутренними симметричными свойствами системы [10, 170, 171]. Впервые как новое физическое явление фотогальванический эффект был описан в работе [172], в которой сообщалось об исследовании стационарных фототоков в сегнетоэлектрике  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ . Анализ показал, что фотогальванический эффект, возникающий при возбуждении линейно поляризованным светом и нечувствительный к знаку циркулярной поляризации при возбуждении эллиптически поляризованным светом (линейный фотогальванический эффект) возможен в общем случае в пьезоэлектриках [173].

В работах [149, 174] было показано, что в оптически активных (гиротропных) средах возможно существование циркулярного фотогальванического эффекта, т. е. фототока, который возникает при поглощении эллиптически или циркулярно поляризованного света и меняет свое направление на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации. Такой эффект был вскоре обнаружен в кристалле теллура [175] и затем изучен теоретически и экспериментально в

объемных гиротропных кристаллах (см. [10, 170, 171]), наиболее детально в теллуре [176, 177].

Недавно циркулярный фотогальванический эффект привлек к себе большое внимание. Он был обнаружен в структурах с квантовыми ямами на основе полупроводников с решеткой цинковой обманки и алмаза (см. обзор [11]). Точечные группы симметрии таких гетероструктур относятся к гиротропным классам, поэтому в них в отличие от соответствующих объемных полупроводников циркулярный фотогальванический эффект возможен. Циркулярные фототоки были обнаружены в различных гетероструктурах в широком диапазоне длин волн, в том числе при межзонных [178, 179, 180] и внутризонных оптических переходах в квантовых ямах  $n$ -типа [55, 89, 100].

В данной главе представлена теория циркулярного фотогальванического эффекта, объясняющая возникновение фототока при внутризонном поглощении света в квантовых ямах GaAs и Si. Рассмотрены непрямые внутривозонные и прямые межвозонные оптические переходы в структурах  $n$ -типа. Показано, что циркулярный фотогальванический эффект, возникающий при внутривозонных переходах, обусловлен главным образом квантовой интерференцией различных процессов, вносящих вклад в поглощение света. При резонансных межвозонных оптических переходах вклад в фототок вносит как орбитальный механизм, связанный с квантовой интерференцией, так и спиновый механизм, обусловленный линейным по волновому вектору спин-орбитальным расщеплением подзон и правилами отбора для оптических переходов. Теория циркулярного фотогальванического эффекта построена для гетероструктур различной симметрии, в том числе для квантовых ям (001), в которых эффект возникает только при наклонном падении света, и для низкосимметричных систем на основе полупроводников  $A_3B_5$  и Si, в которых эффект возможен даже в геометрии нормального падения света.

В параграфе 5.5 описан впервые обнаруженный в полупроводниках циркулярный эффект увлечения электронов фотонами [147, 181]. Фототок в этом случае обусловлен одновременной передачей импульса и углового момента фотонов подвижным носителям заряда.

## 5.2 Феноменологическое описание

Фототок, возникающий в однородной среде при освещении эллиптически поляризованным светом и меняющий направление на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации, с точностью до линейных по волновому вектору фотона  $\mathbf{q}$  слагаемых описывается феноменологическим соотношением [5, 170]

$$j_\alpha = I \sum_{\beta} \chi_{\alpha\beta} l_\beta P_{circ} + I \sum_{\beta\gamma} D_{\alpha\beta\gamma} q_\beta l_\gamma P_{circ}, \quad (5.1)$$

где  $\mathbf{j}$  – плотность тока,  $\mathbf{l} = \mathbf{q}/q$  и  $P_{circ}$  – единичный вектор вдоль направления распространения света и степень циркулярной поляризации света в структуре.

Первое слагаемое в правой части уравнения (5.1) не зависит от величины волнового вектора фотона и описывает циркулярный фотогальванический эффект. Такой эффект возможен только в гиротропных средах, т. е. в средах, в которых некоторые компоненты полярного вектора  $\mathbf{j}$  и аксиального вектора  $lP_{circ}$  преобразуются одинаково. Второе слагаемое в правой части уравнения (5.1) пропорционально волновому вектору фотона  $\mathbf{q}$  и соответствует циркулярному эффекту увлечения.

## 5.3 Циркулярный фотогальванический эффект в квантовых ямах на основе полупроводников $A_3B_5$ .

В квантовых ямах, выращенных из полупроводников с решеткой цинковой обманки вдоль направления [001], фототок возникает только при наклонном

падении света [11]. Симметричный анализ показывает, что циркулярный фотогальванический эффект в таких структурах (точечная группа  $C_{2v}$ ) описывается двумя линейно независимыми параметрами  $\chi_1$  и  $\chi_2$ :

$$\begin{aligned} j_x &= [\chi_2 l_x - \chi_1 l_y] IP_{circ}, \\ j_y &= [\chi_1 l_x - \chi_2 l_y] IP_{circ}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Параметр  $\chi_1$  связан со структурной асимметрией квантовой ямы, параметр  $\chi_2$  — с отсутствием центра инверсии в объемном кристалле и/или анизотропией химических связей на гетерограницах.

При нормальном падении света циркулярный фотогальванический эффект возможен только в гетероструктурах, выращенных вдоль менее симметричных кристаллографических направлений, таких как  $[110]$ ,  $[11\bar{3}]$  и т. д. В квантовых ямах, выращенных вдоль  $z' \parallel [110]$ , в этой геометрии циркулярный фототок возникает вдоль оси  $x' \parallel [1\bar{1}0]$ , и описывается феноменологическим соотношением

$$j_{x'} = \chi_3 l_{z'} IP_{circ}. \quad (5.3)$$

Параметр  $\chi_3$  обусловлен отсутствием центра пространственной инверсии в объемном материале, аналогично константе  $\chi_2$  в (5.2).

### 5.3.1 Внутриподзонные оптические переходы

Циркулярный фотогальванический эффект в квантовых ямах при внутриподзонных оптических переходах обусловлен квантовой интерференцией различных процессов, вносящих вклад в поглощение света [182]. Рассмотрим этот эффект на примере непрямых оптических переходов из состояния с начальным волновым вектором  $\mathbf{k}$  в состояние с волновым вектором  $\mathbf{k}'$  внутри основной подзоны размерного квантования  $e1$ . Благодаря законам сохранения энергии и квазиимпульса внутриподзонные переходы возможны, если электрон-фотонное взаимодействие

сопровождается рассеянием электронов на примесях или фононах. Такие оптические переходы описываются виртуальными процессами второго порядка через промежуточные состояния (см. параграф 3.2). Промежуточные состояния могут быть как в той же подзоне размерного квантования  $e1$ , так и в других электронных и дырочных подзонах. Однако вклад далеких подзон в поглощение света мал, поскольку он уменьшается с ростом энергетического расстояния между начальным и промежуточным состояниями.

Основной вклад в поглощение света вносят процессы с промежуточными состояниями в подзоне  $e1$  (см. рис. 5.1 a, b). Матричный элемент таких переходов определяется выражением (2.29) и в пренебрежении поправками, обусловленными спин-орбитальным взаимодействием, имеет вид

$$M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(e1)} = \frac{eA}{c\omega m^*} \mathbf{e} \cdot (\mathbf{k}' - \mathbf{k}) V_{11}, \quad (5.4)$$

где  $V_{11}$  — матричный элемент внутриводзонного рассеяния. Оптические переходы с промежуточными состояниями в подзоне  $e1$  могут быть индуцированы только излучением с отличной от нуля компонентой вектора поляризации  $\mathbf{e}$  в плоскости квантовой ямы. Кроме того, квадрат матричного элемента (5.4), определяющий вероятность оптических переходов, является четным по электронному волновому вектору, поэтому такие процессы сами по себе не вносят асимметрии между состояниями  $\mathbf{k}'$  и  $-\mathbf{k}'$  и не приводят к фототоку. Электрический ток при поглощении света возникает, если учесть квантовую интерференцию переходов, проиллюстрированных на рис. 5.1 a, b и переходов с промежуточными состояниями в других подзонах.

**Вклад, обусловленный структурной асимметрией квантовой ямы.** Наиболее близко к  $e1$  расположена электронная подзона размерного квантования  $e2$ . Виртуальные оптические переходы с промежуточными состояниями в



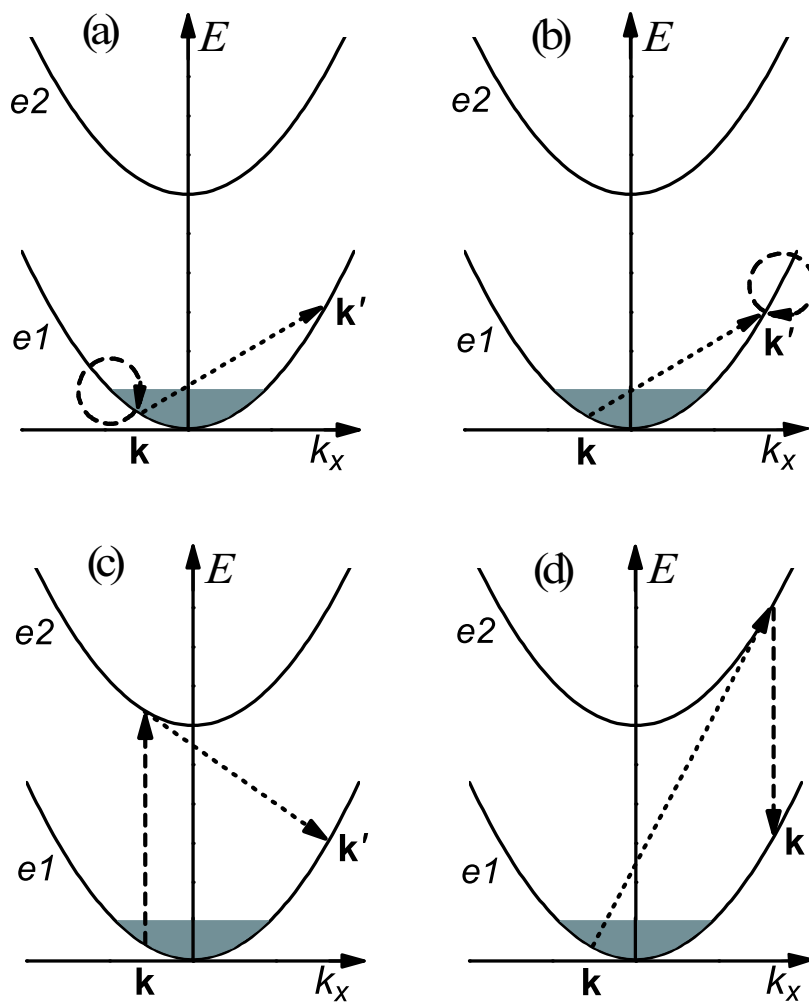


Рис. 5.1: Внутриподзонные оптические переходы  $k \rightarrow k'$  с промежуточными состояниями в подзоне  $e1$  (рис. а и b) и в подзоне  $e2$  (рис. с и d). Штриховые кривые соответствуют электрон-фотонному взаимодействию, пунктирные кривые — рассеянию электронов.

подзоне  $e2$ , вносящие вклад во внутриподзонное поглощение света, изображены на рис. 5.1 с и 5.1 d. Матричный элемент таких непрямых процессов определяется выражением

$$M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(e2)} = i \frac{eA}{c\hbar} \left( \frac{\varepsilon_{21}}{\varepsilon_{21} - \hbar\omega} - \frac{\varepsilon_{21}}{\varepsilon_{21} + \hbar\omega} \right) z_{21} e_z V_{21}, \quad (5.5)$$

где  $z_{21}$  — матричный элемент оператора координаты, связанный с матричным элементом оператора импульса  $p_{21}$  соотношением  $p_{21}/m^* = (i/\hbar)\varepsilon_{21}z_{21}$ ,  $V_{21}$  — матричный элемент межподзонного рассеяния. В отличие от выражения (5.4) вклад (5.5) не равен нулю только для излучения, которое имеет компоненту вектора поляризации  $\mathbf{e}$  вдоль оси роста структуры, и содержит мнимую единицу в качестве множителя.

В поглощение света вносят вклад процессы со всевозможными промежуточными состояниями. Вероятность реального оптического перехода из состояния  $\mathbf{k}$  в состояние  $\mathbf{k}'$  с учетом виртуальных процессов через подзоны  $e1$  и  $e2$  определяется выражением (см., например, [3])

$$W_{\mathbf{k}/\mathbf{k}} \propto |M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(e1)} + M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(e2)}|^2 = |M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(e1)}|^2 + |M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(e2)}|^2 + 2\text{Re}[M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(e1)} M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(e2)*}]. \quad (5.6)$$

Вероятность  $W_{\mathbf{k}/\mathbf{k}}$  содержит интерференционное слагаемое  $2\text{Re}[M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(e1)} M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(e2)*}]$ , которое в отличие от первых двух слагаемых в правой части уравнения (5.6) является нечетной функцией электронного волнового вектора. Оно приводит к тому, что вероятности реальных оптических переходов в состояния  $\mathbf{k}'$  и  $-\mathbf{k}'$  становятся различными. Это в свою очередь приводит к асимметричному распределению фотовозбужденных электронов в  $\mathbf{k}$  пространстве и вызывает электрический ток. Более того, интерференционное слагаемое пропорционально компонентам векторного произведения  $i[\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*] = \mathbf{l}P_{\text{circ}}$ . Поэтому фототок равен нулю для линейно поляризованного излучения, возникает при поглощении циркулярно или эллиптически поляризованного света и меняет направление на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации света.

С физической точки зрения интерференционный механизм циркулярного фотогальванического эффекта можно пояснить следующим образом. При поглощении циркулярно поляризованного излучения виртуальные оптические переходы через подзоны  $e1$  и  $e2$ , проиллюстрированные на рис. 5.1, складываются конструктивно для переходов в состояние с волновым вектором  $k'_x$  и деструктивно — для переходов в  $-k'_x$ . Это означает, что вероятности реальных оптических переходов в состояния с положительными и отрицательными волновыми векторами  $k'_x$  становятся различными, что и приводит к фототоку.

С учетом виртуальных переходов через подзоны  $e1$  и  $e2$  выражение для фототока принимает вид

$$\mathbf{j} = e \frac{4\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} [\tau_p^{(e1)}(\varepsilon_{\mathbf{k}'}) \mathbf{v}_{\mathbf{k}'} - \tau_p^{(e1)}(\varepsilon_{\mathbf{k}}) \mathbf{v}_{\mathbf{k}}] |M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(e1)} + M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(e2)}|^2 (f_{\mathbf{k}} - f_{\mathbf{k}'}) \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}'} - \varepsilon_{\mathbf{k}} - \hbar\omega), \quad (5.7)$$

где  $\mathbf{v}_{\mathbf{k}} = \hbar\mathbf{k}/m^*$  — электронная скорость,  $\tau_p^{(e1)}(\varepsilon_{\mathbf{k}})$  — время релаксации импульса, которое может зависеть от энергии. Множитель 4 в выражении (5.7) учитывает вырождение по спиновому индексу.

Матричный элемент (5.5) пропорционален компоненте  $e_z$  вектора поляризации света, поэтому фототок, обусловленный квантовой интерференцией виртуальных оптических переходов с промежуточными состояниями в подзонах  $e1$  и  $e2$ , возникает только при наклонном падении света. Рассмотрим этот эффект для квантовых ям, выращенных вдоль кристаллографического направления  $[001]$ . В таких структурах рассеяние электронов на статических дефектах и фононах рассматривается обычно как центральное. В таком приближении матричные элементы внутриподзонного и межподзонного рассеяния  $V_{11}$  и  $V_{21}$  не содержат информации о симметрии кристаллической решетки и зависят только от абсолютной величины переданного импульса  $|\mathbf{k}' - \mathbf{k}|$ . В этом случае циркулярный фототок возникает в направлении, перпендикулярном плоскости падения света, что соответствует феноменологическому параметру  $\chi_1$  в выражениях (5.2). Расчет

показывает [182], что в случае упругого рассеяния параметр  $\chi_1$  определяется выражением

$$\chi_1^{(\text{intra})} = -2e\tau_p^{(e1)} \frac{\varepsilon_{21} \omega \eta_{e1}}{\varepsilon_{21}^2 - (\hbar\omega)^2} \xi', \quad (5.8)$$

где  $\xi' = \langle V_{11}V_{12} \rangle / \langle V_{11}^2 \rangle$  — безразмерная константа, зависящая от механизмов рассеяния и параметров структуры,  $\eta_{e1}$  — поглощаемая доля излучения для света, поляризованного в плоскости квантовой ямы [(2.32) для рассеяния на короткодействующих дефектах и (3.18) для рассеяния на акустических фононах]. Заметим, что и  $\eta_{e1}$ , и время релаксации импульса  $\tau_p^{(e1)}$  при  $\varepsilon_{\mathbf{k}} < \varepsilon_{21}$  определяются одними и теми же матричными элементами внутриподзонного рассеяния  $V_{11}$ . Поэтому произведение  $\tau_p^{(e1)} \eta_{e1}$  не зависит от интенсивности рассеяния и для квазиупругого рассеяния на акустических фотонах или статических дефектах имеет вид

$$\tau_p^{(e1)} \eta_{e1} = \frac{2\pi\tilde{\alpha}}{n_\omega} \frac{\kappa\hbar}{m^*\omega^2} N_e. \quad (5.9)$$

При низких температурах внутриподзонное поглощение света с энергией кванта, меньшей энергии оптического фонона, сопровождается рассеянием электронов на статических дефектах, таких как примеси, несовершенства гетерограниц и т. д. Для короткодействующих рассеивателей параметр  $\xi'$  определяется выражением

$$\xi' = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_1^3(z) \varphi_2(z) w(z) dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_1^4(z) w(z) dz}, \quad (5.10)$$

где  $w(z)$  — функция распределения рассеивателей вдоль оси роста структуры. При более высоких температурах подвижность электронного газа определяется электрон-фононным взаимодействием. Микроскопический расчет показывает, что в случае рассеяния электронов на объемных акустических фотонах параметр  $\xi'$  также определяется выражением (5.10), в котором  $w(z)$  является константой.

В соответствии с симметричным описанием циркулярного фотогальванического эффекта (5.2) параметр  $\chi_1$  связан со структурной асимметрией квантовой ямы. Это следует и из микроскопических выражений (5.8) и (5.10), которые показывают, что знак и величина  $\chi_1^{(\text{intra})}$  определяются асимметрией гетеропотенциала квантовой ямы и профилем легирования. В частности,  $\chi_1^{(\text{intra})} \equiv 0$  для абсолютно симметричных структур, в которых  $w(z)$  и  $\varphi_1(z)$  являются четными функциями, а  $\varphi_2(z)$  — нечетной функцией относительно центра квантовой ямы.

**Вклад, обусловленный отсутствием центра инверсии в объемном материале.** Для того, чтобы описать вклад в циркулярный фотогальванический эффект, связанный с константами  $\chi_2$  в выражении (5.2) и  $\chi_3$  в (5.3), необходимо учесть кристаллическую симметрию материала квантовой ямы. Это можно сделать, рассмотрев интерференцию виртуальных оптических переходов с промежуточными состояниями в подзоне  $e1$  и переходов через состояния в валентной зоне.

Будем предполагать для простоты, что спин-орбитальное расщепление валентной зоны отсутствует, и что эффективная масса дырок в плоскости квантовой ямы превосходит эффективную массу электронов. В этом приближении матричный элемент внутриволонных оптических переходов с промежуточными состояниями в валентной зоне принимает вид

$$M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(v)} = i \frac{eA \hbar \omega}{c \hbar E_g^2} P \sum_j e_j V_{SR_j}, \quad (5.11)$$

где  $R_j$  ( $j = x, y, z$ ) — базисные блоховские функции валентной зоны,  $V_{SR_j}$  — матричные элементы межзонного рассеяния. Для деформационного механизма взаимодействия электронов с акустическими фононами матричные элементы  $V_{SR_j}$  определяются выражениями (см. параграф 3.2)

$$V_{SX} = \Xi_{cv} \langle \mathbf{k}' | u_{yz} | \mathbf{k} \rangle, \quad (5.12)$$

$$V_{SY} = \Xi_{cv} \langle \mathbf{k}' | u_{xz} | \mathbf{k} \rangle ,$$

$$V_{SZ} = \Xi_{cv} \langle \mathbf{k}' | u_{xy} | \mathbf{k} \rangle .$$

Отметим, что межзонная константа деформационного потенциала  $\Xi_{cv}$  отлична от нуля в кристаллах с решеткой цинковой обманки благодаря отсутствию центра пространственной инверсии [4].

Расчет показывает, что в квантовых ямах, выращенных вдоль [001], матричный элемент  $M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(v)}$ , определяемый выражением (5.11), содержит вклад, пропорциональный  $(k'_x - k_x)(k'_y - k_y)e_z$ . Интерференция внутриподзонных оптических переходов через состояния в зоне проводимости и в валентной зоне приводит к возникновению циркулярного фототока, который описывается феноменологическим параметром  $\chi_2$  в (5.2). Для поглощения света свободными носителями заряда, сопровождаемого квазиупругим рассеянием электронов на объемных акустических фононах,  $\chi_2$  принимает вид

$$\chi_2^{(\text{intra})} = -2e\tau_p^{(e1)} \frac{\Xi_{cv} \omega P \zeta'}{\Xi_c E_g^2} \eta_{e1} , \quad (5.13)$$

где  $\zeta'$  — безразмерный параметр, определяемый шириной квантовой ямы, энергетическим распределением электронов и частотой света. Для прямоугольной квантовой ямы с бесконечно высокими барьерами параметр  $\zeta'$  определяется выражением  $\zeta' = 8\pi\bar{k}a/3$ , если энергия фотона  $\hbar\omega$  гораздо меньше средней кинетической энергии электронов, и  $\zeta' = k_\omega a/12$  в противоположном предельном случае. Здесь  $\bar{k}$  — среднее значение модуля волнового вектора  $|\mathbf{k}|$  ( $\bar{k} = 2k_F/3$  для вырожденного двумерного электронного газа,  $\bar{k} = \sqrt{\pi m^* k_B T / (2\hbar^2)}$  для статистики Больцмана),  $k_\omega = \sqrt{2m^*\omega/\hbar}$ .

В структурах, выращенных вдоль направления [110], интерференция виртуальных оптических переходов через состояния в электронной подзоне  $e1$  и в валентной зоне приводит к появлению поляризационно-зависимого фототока даже

при нормальном падении света. Расчет показывает, что для такого механизма циркулярного фотогальванического эффекта феноменологический параметр  $\chi_3$  принимает вид

$$\chi_3^{(\text{intra})} = -\frac{\chi_2^{(\text{intra})}}{4\zeta'}. \quad (5.14)$$

Параметр  $\chi_3$  не зависит от ширины квантовой ямы и определяется концентрацией носителей, механизмом рассеяния и зонными константами полупроводника.

Как было отмечено выше, феноменологические параметры  $\chi_2$  и  $\chi_3$  связаны с отсутствием центра пространственной инверсии в полупроводниках с решеткой цинковой обманки, а не со структурной асимметрией квантовых ям. Выражения (5.13) и (5.14), полученные из микроскопического рассмотрения циркулярного фотогальванического эффекта, также показывают, что  $\chi_2^{(\text{intra})}$  и  $\chi_3^{(\text{intra})}$  отличны от нуля даже для симметричных квантовых ям на основе соединений  $A_3B_5$ . Оценка по формулам (5.3) и (5.14) для фототока, возникающего при нормальном падении света на квантовую яму GaAs, выращенную вдоль  $[110]$ , дает  $j \sim 2 \cdot 10^{-10}$  А/см для энергии фотонов  $\hbar\omega = 10$  meV, интенсивности света  $I = 1$  W/cm<sup>2</sup>, концентрации носителей  $N_e = 10^{12}$  см<sup>-2</sup> и зонных параметров  $P/\hbar \approx \sqrt{E_g/(2m^*)} \approx 1.3 \times 10^8$  см/с,  $|\Xi_{cv}/\Xi_c| \approx 0.36$  [4].

В квантовых ямах, выращенных на подложках (001), фототок возникает только при наклонном падении света, и величина тока может меняться в широком диапазоне в зависимости от ширины ямы и степени структурной асимметрии. Оценка по формулам (5.2) и (5.8) дает  $j \sim 3 \cdot 10^{-9}$  А/см для квантовой ямы ширины  $a = 150$  Å, степени асимметрии  $\xi' = 0.1$ ,  $l_x = 0.1$ , энергии фотонов  $\hbar\omega = 10$  meV, интенсивности света  $I = 1$  W/cm<sup>2</sup> и концентрации носителей  $N_e = 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Приведенная оценка соответствует по порядку величины фототоку, измеренному в экспериментах по фотогальваническому эффекту в структурах с квантовыми ямами (001) в терагерцовом спектральном диапазоне [11].

### 5.3.2 Межподзонные оптические переходы

Механизм циркулярного фотогальванического эффекта, обусловленный квантовой интерференцией виртуальных оптических 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 межподзонному резонансу фототок резко увеличивается и меняет направление на противоположное при изменении частоты света от  $\hbar\omega < \varepsilon_{21}$  до  $\hbar\omega > \varepsilon_{21}$  [см. выражение (5.13)]. Такое поведение связано со спектральной зависимостью матричного элемента внутриподзонных оптических переходов с промежуточными состояниями в подзоне  $e2$ , которая вблизи резонанса имеет вид  $M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(e2)} \propto 1/(\varepsilon_{21} - \hbar\omega)$ . Величина интерференционного вклада в фототок вблизи межподзонного резонанса при  $\varepsilon_{21} - \hbar\omega \approx \Delta$  в квантовых ямах (001) может быть оценена как

$$\chi_1^{(\text{intra})} \sim -e \frac{2\pi\tilde{\alpha}}{n_\omega} \frac{\hbar^2 z_{21} \xi'}{m^* \varepsilon_{21} \Delta} N_e, \quad (5.15)$$

где  $\Delta$  — характерная ширина линии межподзонного поглощения света. Детальная микроскопическая теория интерференционного механизма циркулярного фотогальванического эффекта в этом спектральном диапазоне требует учета межподзонных оптических переходов и уширения линии поглощения света [183].

Качественно другой механизм возникновения циркулярного фотогальванического эффекта при резонансных межподзонных переходах в квантовых ямах  $n$ -типа связан с линейным по волновому вектору  $\mathbf{k}$  спиновым расщеплением электронных состояний. Под действием циркулярно поляризованного света, в соответствии с правилами отбора для межподзонных оптических переходов, происходит различное заселение спиновых состояний. В присутствии линейного по  $\mathbf{k}$  спинового расщепления законы сохранения энергии и квазиимпульса приводят к тому, что появляется асимметричное распределение носителей на спиновых ветках



в обеих подзонах размерного квантования, и возникает электрический ток.

Наиболее наглядно данный механизм циркулярного фотогальванического эффекта можно пояснить на примере прямых оптических переходов из основной подзоны  $e1$  в возбужденную подзону  $e2$  в квантовых ямах, выращенных вдоль кристаллографического направления  $[110]$ . В таких структурах фототок, возникающий при нормальном падении света, связан со спин-зависимым вкладом  $\gamma_{z'x'}^{(\nu)} \sigma_{z'} k_{x'}$  ( $\nu = e1, e2$ ) в эффективные гамильтонианы, описывающие электронные состояния в подзонах. Спин-орбитальное взаимодействие такого вида приводит к расщеплению электронных подзон  $e1$  и  $e2$  на ветви с проекциями спина  $|\pm 1/2\rangle$  на ось  $z'$ , как показано на рис. 5.2.

В геометрии нормального падения света циркулярно поляризованное излучение вызывает прямые межподзонные переходы с переворотом спина (см. параграф 3.4). Например, при возбуждении светом поляризации  $\sigma^+$  (рис. 5.2) идут оптические переходы  $|e1, -1/2\rangle \rightarrow |e2, +1/2\rangle$ . В присутствии линейного по  $k_{x'}$  расщепления такие правила отбора вместе с законами сохранения энергии и импульса приводят к тому, что в оптических переходах участвуют только электроны с фиксированной компонентой волнового вектора вдоль оси  $x'$

$$k_0 = \frac{\hbar\omega - \varepsilon_{21}}{\gamma_{z'x'}^{(e2)} + \gamma_{z'x'}^{(e1)}}. \quad (5.16)$$

В подзонах  $|e1, -1/2\rangle$  и  $|e2, +1/2\rangle$ , между которыми идут переходы, электроны с волновым вектором  $k_0$  имеют отличные от нуля скорости

$$v_{x'}^{(e1, -1/2)} = \hbar k_0 / m^* - \gamma_{z'x'}^{(e1)} / \hbar, \quad v_{x'}^{(e2, +1/2)} = \hbar k_0 / m^* + \gamma_{z'x'}^{(e2)} / \hbar, \quad (5.17)$$

что и приводит к генерации электрического тока в обеих подзонах размерного квантования. Видно, что циркулярный фототок проявляет спектральную инверсию знака, поскольку знаки  $v_{x'}^{(e1, -1/2)}$  и  $v_{x'}^{(e2, +1/2)}$  зависят от  $\hbar\omega$ . С ростом

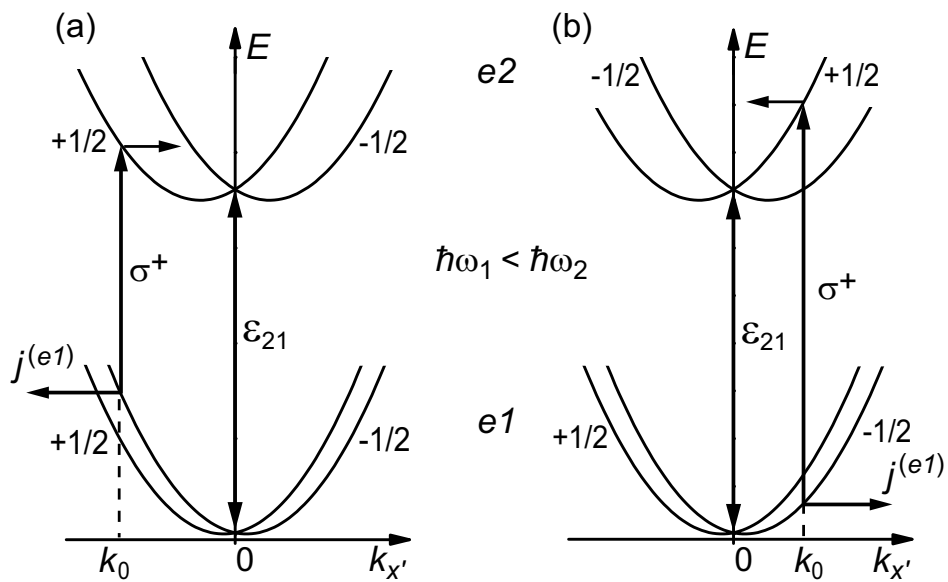


Рис. 5.2: Микроскопический механизм циркулярного фотогальванического эффекта, обусловленного спин-орбитальным расщеплением подзон размерного квантования, в квантовых ямах (110) при нормальном падении света. Рисунки а и б показывают, что при увеличении частоты света от  $\hbar\omega_1 < \epsilon_{21}$  до  $\hbar\omega_2 > \epsilon_{21}$  направление тока меняется на противоположное.

частоты света ток меняет направление на противоположное, что проиллюстрировано на рис. 5.2 а и 5.2 б.

Расчет фототока в общем случае удобно проводить методом спиновой матрицы плотности. Будем предполагать, что спин-орбитальное расщепление электронных состояний в каждой подзоне размерного квантования описывается гамильтонианом вида

$$\hat{H}_{\text{so}}^{(\nu)} = \sum_{\alpha\beta} \gamma_{\alpha\beta}^{(\nu)} \sigma_{\alpha} k_{\beta} \quad (5.18)$$

с произвольными константами  $\gamma_{\alpha\beta}^{(\nu)}$ . Полный электрический ток в структуре при межподзонных оптических переходах состоит из вкладов от двух подзон

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}^{(e1)} + \mathbf{j}^{(e2)} . \quad (5.19)$$

Выражение для плотности тока в каждой подзоне в приближении времени релаксации по импульсу имеет стандартный вид

$$\mathbf{j}^{(\nu)} = e \sum_{\mathbf{k}} \tau_p^{(\nu)} \text{Tr} \left[ \hat{\mathbf{v}}^{(\nu)}(\mathbf{k}) \hat{G}^{(\nu)}(\mathbf{k}) \right] , \quad (5.20)$$

где  $\tau_p^{(\nu)}$  — времена релаксации носителей по импульсу в подзонах,  $\hat{\mathbf{v}}^{(\nu)}(\mathbf{k})$  — оператор скорости, который здесь необходимо вычислять с учетом линейных по  $\mathbf{k}$  слагаемых,  $\hat{v}_{\alpha}^{(\nu)}(\mathbf{k}) = \partial \hat{H}_{\text{so}}^{(\nu)} / \partial (\hbar k_{\alpha})$ . Компоненты спиновых матриц фотогенерации электронов в подзонах  $e1$  и  $e2$  в базисе собственных спиновых состояний  $\chi_{\nu\mathbf{k}s}$  гамильтонианов (5.18) имеют вид [100, 101]

$$\begin{aligned} G_{ss'}^{(e1)}(\mathbf{k}) = & -\frac{\pi}{\hbar} \sum_{s''} M_{s''s'} M_{s''s}^* [f_{1\mathbf{k}s} \delta(\varepsilon_{21} + \varepsilon_{2\mathbf{k}s''} - \varepsilon_{1\mathbf{k}s} - \hbar\omega) \\ & + f_{1\mathbf{k}s'} \delta(\varepsilon_{21} + \varepsilon_{2\mathbf{k}s''} - \varepsilon_{1\mathbf{k}s'} - \hbar\omega)] , \end{aligned} \quad (5.21)$$

$$\begin{aligned} G_{ss'}^{(e2)}(\mathbf{k}) = & \frac{\pi}{\hbar} \sum_{s''} M_{ss''} M_{s's''}^* f_{1\mathbf{k}s''} [\delta(\varepsilon_{21} + \varepsilon_{2\mathbf{k}s} - \varepsilon_{1\mathbf{k}s''} - \hbar\omega) \\ & + \delta(\varepsilon_{21} + \varepsilon_{2\mathbf{k}s'} - \varepsilon_{1\mathbf{k}s''} - \hbar\omega)] , \end{aligned}$$

где  $M_{s''s}(\mathbf{k}) = \chi_{2\mathbf{k}s''}^\dagger \hat{M} \chi_{1\mathbf{k}s}$  — матричный элемент оптических переходов из состояния  $|1s\mathbf{k}\rangle$  в состояние  $|2s''\mathbf{k}\rangle$ ,  $\hat{M}$  — матрица, описывающая межподзонные переходы в базисе фиксированных спиновых состояний (3.22).

Соотношения (5.20) и (5.21) позволяют рассчитывать фототоки, обусловленные межподзонным поглощением циркулярно поляризованного света в идеальной квантовой яме с произвольным спин-орбитальным расщеплением подзон.

В реальных структурах существуют различные пространственные неоднородности, которые приводят к уширению линии межподзонного поглощения света. Такое неоднородное уширение можно учесть, полагая, что энергетическое расстояние между подзонами размерного квантования  $\varepsilon_{21}$  не является постоянным, а флуктуирует в плоскости квантовой ямы около среднего значения  $\bar{\varepsilon}_{21}$ . В этом случае средний электрический ток в неоднородной структуре определяется интегралом

$$\bar{\mathbf{j}} = \int \mathbf{j}(\varepsilon_{21}) \Phi(\varepsilon_{21}) d\varepsilon_{21}, \quad (5.22)$$

где  $\mathbf{j}(\varepsilon_{21})$  — ток без учета неоднородного уширения, рассматриваемый формально как функция  $\varepsilon_{21}$ . Расчет показывает [100], что в линейном приближении по константам спин-орбитального взаимодействия циркулярный фототок принимает вид

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{j}} = eN_e \frac{\pi}{\hbar^2} & \left[ \tau_p^{(e2)} \Phi(\hbar\omega) + \left( \tau_p^{(e1)} - \tau_p^{(e2)} \right) \Phi'(\hbar\omega) \bar{\varepsilon} \right] \times \\ & \sum_{ss's''} \left[ M_{s''s} M_{s's}^* \left( \nabla_{\mathbf{k}} \hat{H}_{so}^{(e2)} \right)_{s's''} - M_{ss'} M_{ss''}^* \left( \nabla_{\mathbf{k}} \hat{H}_{so}^{(e1)} \right)_{s's''} \right]. \end{aligned} \quad (5.23)$$

Выражение (5.23) описывает циркулярный фотогальванический эффект, обусловленный линейным по  $\mathbf{k}$  расщеплением подзон, в квантовых ямах произвольной симметрии.

Расчет по формуле (5.23) с использованием матричных элементов (3.22) показывает, что циркулярный фототок, возникающий в квантовых ямах (110)

при межподзонных оптических переходах в геометрии нормального падения света, определяется выражением (5.3), в котором параметр  $\chi_3$  имеет вид

$$\chi_3^{(\text{inter})} = \frac{e\Lambda^2}{\hbar^2\omega} \left( \gamma_{z'x'}^{(e1)} + \gamma_{z'x'}^{(e2)} \right) \left[ \tau_p^{(e2)} \eta_{21}(\hbar\omega) + \left( \tau_p^{(e1)} - \tau_p^{(e2)} \right) \bar{\varepsilon} \frac{d\eta_{21}(\hbar\omega)}{d\hbar\omega} \right], \quad (5.24)$$

где  $\eta_{21}(\hbar\omega)$  — вычисленная с учетом неоднородного уширения доля светового потока, поглощаемая в квантовой яме (2.25).

В квантовых ямах, выращенных вдоль направления [001], циркулярный фотогальванический эффект возникает только при наклонном падении света. В этом случае, в отличие от эффекта в структурах (110) при нормальном падении света, основной вклад в циркулярный фототок связан не с процессами с переворотом спина, а со спин-зависимыми межподзонными переходами с сохранением спина. При наклонном возбуждении циркулярно поляризованным светом интенсивности межподзонных переходов различны для электронов со спинами, ориентированными вдоль и против направления распространения света в плоскости квантовой ямы (см. параграф 3.4). Такое различие интенсивностей переходов пропорционально произведению  $\Lambda\eta_{21}$ . В системах с линейным по  $\mathbf{k}$  спиновым расщеплением подзон размерного квантования это различие приводит к асимметричному распределению носителей в  $\mathbf{k}$  пространстве и вызывает электрический ток.

Расчет показывает, что в этом случае фототок, обусловленный спиновым расщеплением подзон, описывается феноменологическими выражениями (5.2), в которых параметр  $\chi_1$  имеет вид

$$\chi_1^{(\text{inter})} = \frac{e\Lambda}{\hbar^2\omega} \left( \gamma_R^{(e1)} - \gamma_R^{(e2)} \right) \left[ \tau_p^{(e2)} \eta_{21}(\hbar\omega) + \left( \tau_p^{(e1)} - \tau_p^{(e2)} \right) \bar{\varepsilon} \frac{d\eta_{21}(\hbar\omega)}{d\hbar\omega} \right], \quad (5.25)$$

а  $\chi_2^{(\text{inter})}$  получается из (5.25) заменой констант Рашбы  $\gamma_R^{(\nu)}$  на константы Дрессельхауза  $\gamma_D^{(\nu)}$ . Поскольку циркулярный фотогальванический эффект в квантовых ямах (001) обусловлен спин-зависимыми межподзонными переходами

с сохранением спина, фототок (5.25) в отличие от (5.24) пропорционален разности констант спин-орбитального расщепления электронных подзон. Спектральная зависимость циркулярного фототока определяется главным образом слагаемым  $d\eta_{21}(\hbar\omega)/d\hbar\omega$ , поскольку обычно  $\tau_p^{(e2)} < \tau_p^{(e1)}$ .

Экспериментально циркулярный фотогальванический эффект в спектральном диапазоне межподзонных оптических переходов был обнаружен и исследован в квантовых ямах GaAs/AlGaAs  $n$ -типа, выращенных вдоль направления [001]. Циркулярный фототок в этих структурах наблюдался только при наклонном падении света, что согласуется с приведенным выше симметричным анализом эффекта. На рис. 5.3 представлены спектральные зависимости фототоков, вызванных поглощением циркулярно поляризованного света  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ . Для сравнения на этом же графике приведена спектральная зависимость коэффициента межподзонного поглощения света. Видно, что циркулярный фототок проявляет спектральную инверсию знака. Направление фототока меняется на противоположное вблизи максимума межподзонного поглощения, что согласуется с теоретическим описанием.

Оценки по формулам (5.15) и (5.25) показывают, что интерференционный и спиновый механизмы вносят сравнимые вклады в фототок, возникающий в квантовых ямах GaAs/AlGaAs в геометрии наклонного падения света при ширине ямы  $a = 100 \text{ \AA}$ , степени асимметрии  $\xi = 0.1$ , константе спин-орбитального расщепления  $\gamma/\hbar = 10^5 \text{ cm/s}$ , времени релаксации импульса  $\tau_p^{(e1)} = 10^{-12} \text{ s}$  и отношении  $\bar{\varepsilon}/\Delta \approx 1$ . В системах с  $\bar{\varepsilon}/\Delta \gg 1$  или с сильным спин-орбитальным взаимодействием, таких как квантовые ямы на основе InAs или GaSb, вклад, обусловленный расщеплением спектра, доминирует. В противоположном случае, когда спин-орбитальное взаимодействие слабое, как например в кремниевых структурах, фототок возникает за счет интерференционного механизма.

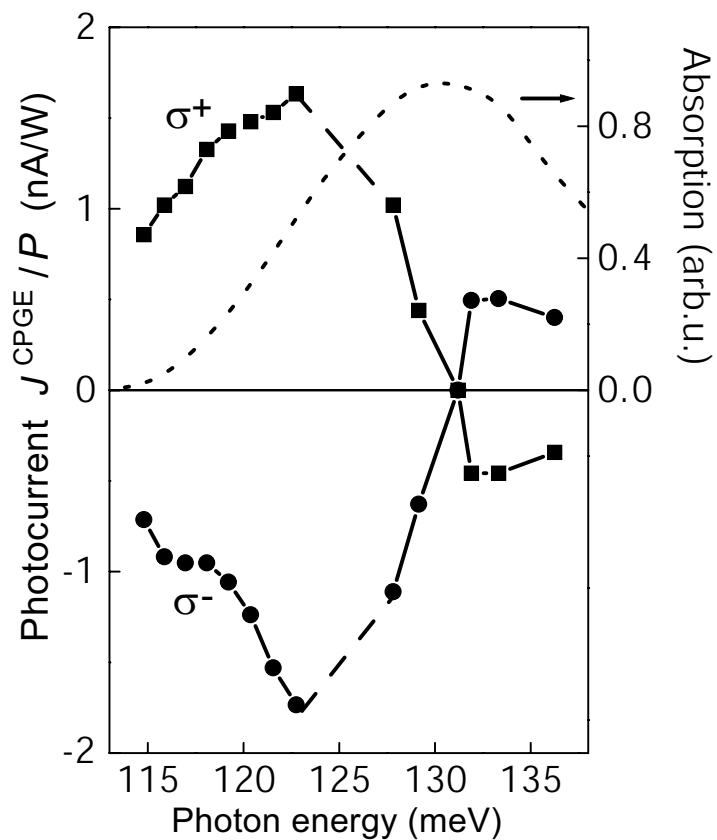


Рис. 5.3: Спектральная зависимость фототока, вызванного межподзонным поглощением циркулярно поляризованного света. Измерения представлены для комнатной температуры для квантовой ямы GaAs/AlGaAs (001) шириной 8.2 nm [100]. Пунктирной кривой показана спектральная зависимость межподзонного поглощения света.

Для общности отметим, что электрический ток, чувствительный к знаку циркулярной поляризации света, может возникать также в процессе спиновой релаксации носителей заряда, оптически ориентированных по спину [89, 133, 184]. Такой спин-гальванический эффект, возникающий в условиях оптической ориентации электронных спинов циркулярно поляризованным светом, можно рассматривать как дополнительный механизм циркулярного фотогальванического эффекта. Однако спин-гальванический эффект может наблюдаться не только в условиях оптической накачки, и существуют определенные геометрии экспериментов, позволяющие выделить его вклад в фототок [133]. Заметим также, что вклады в фототок, связанные с асимметрией фотовозбуждения и со спин-гальваническим эффектом можно разделять в экспериментах с временным разрешением. После выключения света электрический ток, обусловленный асимметрией элементарных процессов поглощения света, спадает за время релаксации импульса носителей, тогда как ток, связанный со спин-гальваническим эффектом, — за время спиновой релаксации.

## 5.4 Циркулярный фотогальванический эффект на вицинальной поверхности кремния

В системах металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) на основе кремния циркулярный фотогальванический эффект возникает за счет орбитальных механизмов, связанных с квантовой интерференцией различных вкладов в поглощение света. Механизмы, обусловленные спиновым расщеплением электронных подзон, не вносят существенного вклада в фототок, поскольку в кремнии спин-орбитальное взаимодействие является слабым.

В данном параграфе рассмотрен циркулярный фотогальванический эффект в МДП структурах  $n$ -типа, сформированных на вицинальной поверхности кремния.



Рассматриваются структуры, в которых плоскость электронного канала повернута от кристаллографической плоскости (001) вокруг оси  $x' \parallel [1\bar{1}0]$  на небольшой угол  $\vartheta$ . Такие системы соответствуют точечной группе  $C_s$  за счет отклонения плоскости канала от (001) и структурной асимметрии гетеропотенциала и допускают возникновение фототока даже при нормальном падении света в отсутствие внешнего смещения между контактами исток и сток [185]. В геометрии нормального падения света циркулярный фотогальванический эффект описывается феноменологическим соотношением

$$j_{x'} = \chi l_{z'} IP_{circ}, \quad (5.26)$$

где  $z'$  — нормаль к плоскости канала.

Эффект возникновения фототока в двумерных электронных системах на поверхности кремния при нормальном падении света связан с анизотропией электронного спектра в долинах, расположенных в точках  $\Delta$  зоны Бриллюэна объемного кристалла. В МДП структурах, сформированных на поверхности близкой к (001), только долины  $Z$  и  $Z'$  заселены при низкой температуре и низкой концентрации электронов, поскольку оставшиеся четыре долины расположены значительно выше по энергии [112]. Долины  $Z$  и  $Z'$  эквиваленты и могут рассматриваться независимо, поскольку междолинное смешивание мало по сравнению с характерной энергией электронов, а процессы междолинного рассеяния редки по сравнению с внутримолиновым рассеянием. Гамильтониан, описывающий электронные состояния в двумерном канале на vicinalной поверхности кремния в каждой из двух низкоэнергетичных долин, имеет вид (см., например, [3, 112])

$$H = \frac{p_{x'}^2}{2m_{x'x'}} + \frac{p_{y'}^2}{2m_{y'y'}} + \frac{p_{z'}^2}{2m_{z'z'}} + \frac{p_{y'}p_{z'}}{m_{y'z'}} + V(z'). \quad (5.27)$$

Здесь  $1/m_{\alpha\beta}$  — тензор обратных эффективных масс с отличными от нуля

компонентами  $m_{xx} = m_{\perp}$ ,  $1/m_{yy} = \cos^2 \vartheta/m_{\perp} + \sin^2 \vartheta/m_{\parallel}$ ,  $1/m_{zz} = \cos^2 \vartheta/m_{\parallel} + \sin^2 \vartheta/m_{\perp}$ ,  $1/m_{yz} = (1/m_{\perp} - 1/m_{\parallel}) \cos \vartheta \sin \vartheta$ ;  $m_{\parallel}$  и  $m_{\perp}$  — продольная и поперечная эффективные массы в точке  $\Delta$  объемного кремния. Собственные волновые функции  $\psi_{\nu\mathbf{k}}(\boldsymbol{\rho}, z')$  и энергии  $\varepsilon_{\nu\mathbf{k}}$  гамильтониана (5.27) определяются выражениями [3]

$$\psi_{\nu\mathbf{k}}(\boldsymbol{\rho}, z') = \exp(i\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\rho}) \varphi_{\nu k_{y'}}(z'), \quad (5.28)$$

$$\varepsilon_{\nu\mathbf{k}} = \varepsilon_{\nu} + \frac{\hbar^2 k_{x'}^2}{2m_{x'x'}} + \frac{\hbar^2 k_{y'}^2}{2\tilde{m}_{y'y'}}, \quad (5.29)$$

где  $\nu$  — индекс подзоны размерного квантования,  $\mathbf{k} = (k_{x'}, k_{y'})$  — волновой вектор в плоскости канала,  $\varphi_{\nu k_{y'}}(z') = \exp(-ik_{y'} z' m_{z'z'}/m_{y'y'}) \phi_{\nu}(z')$  — функция размерного квантования,  $\varepsilon_{\nu}$  — положение дна подзоны  $\nu$ ,  $1/\tilde{m}_{y'y'} = 1/m_{y'y'} - m_{z'z'}/m_{y'y'}^2$ . Функции  $\phi_{\nu}(z')$  и энергии  $\varepsilon_{\nu}$  удовлетворяют уравнению Шредингера

$$\left[ \frac{p_{z'}^2}{2m_{z'z'}} + V(z') \right] \phi_{\nu}(z') = \varepsilon_{\nu} \phi_{\nu}(z'). \quad (5.30)$$

При внутриподзонных оптических переходах под действием циркулярно поляризованного света фототок возникает за счет интерференции различных процессов, вносящих вклад в поглощение света. При этом в электронных каналах на вицинальной поверхности кремния не прямые оптические переходы  $|e1, \mathbf{k}\rangle \rightarrow |e1, \mathbf{k}'\rangle$  могут идти через возбужденные подзоны  $e2$ ,  $e3$  и т. д. даже в геометрии нормального падения света за счет недиагонального вклада  $p_{y'} p_{z'}/m_{y'y'}$  в эффективный гамильтониан (5.27) (см. [185]). Матричные элементы внутриподзонных оптических переходов с промежуточными состояниями в подзоне  $e1$  и в возбужденных подзонах  $\nu$  ( $\nu \neq 1$ ) имеют вид

$$M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(1)} = \frac{eA}{c\omega} \left[ \frac{(k'_{x'} - k_{x'}) e_{x'}}{m_{x'x'}} + \frac{(k'_{y'} - k_{y'}) e_{y'}}{\tilde{m}_{y'y'}} \right] V_{11}, \quad (5.31)$$

$$M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(\nu)} = i \frac{eA m_{z'z'}}{c\hbar m_{y'y'}} \left( \frac{\varepsilon_{\nu 1}}{\varepsilon_{n1} - \hbar\omega} - \frac{\varepsilon_{\nu 1}}{\varepsilon_{n1} + \hbar\omega} \right) e_{y'} z_{\nu 1} V_{1\nu}, \quad (5.32)$$

где  $\varepsilon_{\nu 1} = \varepsilon_{\nu} - \varepsilon_1$  — энергетическое расстояние между подзонами,  $z_{\nu 1}$  — матричные элементы координаты,  $z_{\nu 1} = \int \phi_{\nu}(z') z' \phi_1(z') dz'$ ,  $V_{1\nu}$  — матричные элементы межподзонного рассеяния.

Расчет с использованием матричных элементов (5.31) и (5.32) показывает, что фототок, возникающий в МДП структурах с малым углом  $\vartheta$  при внутриподзонном поглощении света, сопровождаемом рассеянием электронов на короткодействующих дефектах, определяется выражением (5.26), в котором

$$\chi = e\tau_p^{(e1)} \frac{m_{\parallel}}{m_{yz}} \sum_{\nu \neq 1} \frac{\varepsilon_{\nu 1} z_{\nu 1} \xi'_{\nu} \omega \eta_{x'}}{\varepsilon_{\nu 1}^2 - (\hbar\omega)^2}, \quad (5.33)$$

где  $\xi'_{\nu} = \langle V_{11} V_{1\nu} \rangle / \langle V_{11}^2 \rangle$ ,  $\eta_{x'}$  — доля поглощаемой энергии для излучения, поляризованного вдоль оси  $x'$ . Формула (5.33) описывает циркулярный фотогальванический эффект при поглощении света свободными носителями заряда при  $\hbar\omega < \varepsilon_{21}$ , когда кинетическая энергия фотовозбужденных электронов меньше энергетического расстояния между подзонами размерного квантования. Для электронов с энергией  $\varepsilon_{\mathbf{k}} > \varepsilon_{21}$  время релаксации импульса становится короче благодаря появлению дополнительного канала релаксации импульса за счет межподзонного рассеяния. Поэтому величина фототока при  $\hbar\omega > \varepsilon_{21}$  может быть меньше величины фототока при  $\hbar\omega < \varepsilon_{21}$ . Для корректного описания циркулярного фотогальванического эффекта при  $\hbar\omega \simeq \varepsilon_{21}$  необходимо учитывать дополнительные возможные вклады в фототок, связанные с межподзонным поглощением света, а также уширение уровней размерного квантования [185].

Экспериментально циркулярный фотогальванический эффект в кремниевых МПД структурах был обнаружен в терагерцовом спектральном диапазоне [186]. Исследования проводились на МДП структурах  $n$ -типа, сформированных на вицинальной поверхности кремния по стандартной планарной технологии [187]. Плоскости электронных каналов в исследуемых образцах были наклонены на угол  $\vartheta = 9.7^\circ$  или  $\vartheta = 10.7^\circ$  от плоскости (001) вокруг кристаллографической

оси  $x' \parallel [1\bar{1}0]$ . На поверхности каждой структуры были сформированы два полевых транзистора, ориентированных вдоль и перпендикулярно оси  $x'$ , с полупрозрачными затворами. Приложение внешнего смещения к затвору  $V_g = 1 \div 10$  V позволяло менять концентрацию электронов в канале  $N_e$  и расстояние между подзонами размерного квантования  $\varepsilon_{21}$  в диапазонах  $N_e = 1.5 \div 15 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  and  $\varepsilon_{21} = 2 \div 20 \text{ meV}$ . Фототок в структурах возбуждался импульсным терагерцовым излучением в геометрии нормального падения в отсутствие внешнего смещения между контактами исток и сток.

Возбуждение структур циркулярно поляризованным излучением приводило к возникновению фототока, чувствительного к знаку циркулярной поляризации света и меняющего направление на противоположное при инверсии знака  $P_{circ}$ , только в транзисторах, ориентированных вдоль  $x'$ . Фототок наблюдался в широком диапазоне температур (от гелиевой до комнатной) при всех исследованных напряжениях на затворе. В транзисторах, ориентированных в перпендикулярном направлении, чувствительный к знаку циркулярной поляризации света фототок не наблюдался. Такое поведение согласуется с феноменологическим описанием циркулярного фотогальванического эффекта в двумерных системах на vicinalной поверхности кремния (5.26), которое показывает, что циркулярный фототок в геометрии нормального падения света возможен только вдоль оси  $x'$ .

При возбуждении структур линейно поляризованным излучением в обоих транзисторах наблюдался фотоотклик, обусловленный линейным фотогальваническим эффектом [10]. Линейный фотогальванический эффект в МДП структурах на поверхности кремния впервые был обнаружен в работе [187], теория эффекта для оптических переходов между подзонами размерного квантования развита в работе [185].

На рис. 5.4 представлены зависимости вкладов циркулярного и линейного фотогальванических эффектов в фототок от напряжения на затворе  $V_g$  для транзистора, ориентированного вдоль  $x'$ . Линейный фотогальванический эффект (рис. 5.4 а) демонстрирует резонансное поведение. Положение максимума фототока зависит от частоты света и соответствует условию межподзонного резонанса ( $\hbar\omega \approx \varepsilon_{21}$ ), что было дополнительно проверено в экспериментах по фотопроводимости. Фототок, обусловленный циркулярным фотогальваническим эффектом (рис. 5.4 б), демонстрирует более сложную зависимость от напряжения. При пересечении межподзонного резонанса фототок меняет направление на противоположное. Такое поведение соответствует представленной выше теории циркулярного фотогальванического эффекта, которая показывает, что фототок, обусловленный квантовой интерференцией различных вкладов в поглощение света, меняет знак при пересечении линии межподзонного поглощения света. Наблюдаемая асимметрия величины фототока при  $\hbar\omega < \varepsilon_{21}$  и  $\hbar\omega > \varepsilon_{21}$  может быть объяснена зависимостью времени релаксации электронов по импульсу от энергии.

Нормированная на мощность излучения величина фототока, обусловленного циркулярным фотогальваническим эффектом, в исследованном образце составляет  $J_x/P \sim 1 \text{ nA/W}$  при  $\hbar\omega = 8.4 \text{ meV}$  и  $V_g = 3 \text{ V}$ , что соответствует плотности тока  $j_x/I \sim 0.1 \text{ nA cm/W}$  для транзистора с размерами  $1.2 \times 0.4 \text{ mm}^2$ . Такая величина фототока получается из выражений (5.26) и (5.33) для структуры с углом  $\vartheta = 9.7^\circ$ , концентрацией электронов  $N_e = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  ( $V_g = 3 \text{ V}$ ), шириной электронного канала  $a = 80 \text{ \AA}$  и степени структурной асимметрии  $\xi'_{21} = 10^{-2}$ .

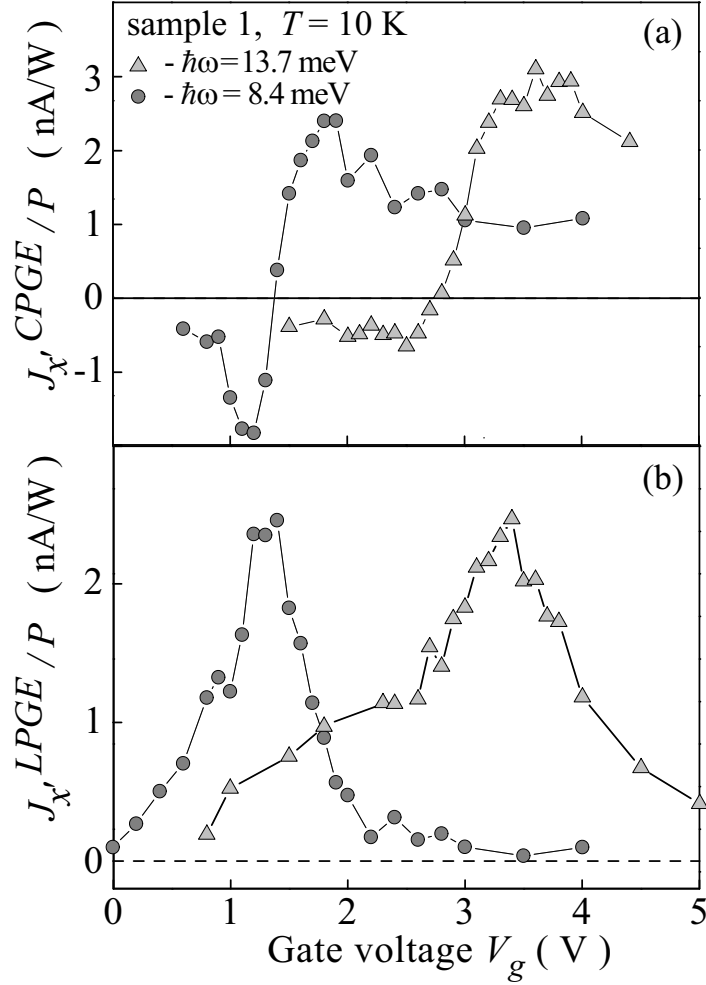


Рис. 5.4: Зависимости вкладов циркулярного (панель а) и линейного (панель б) фотогальванических эффектов в фототок от напряжения на затворе  $V_g$  для полевого транзистора, сформированного на вицинальной поверхности кремния. Данные приведены для транзистора на вицинальной поверхности с  $\vartheta = 9.7^\circ$  при температуре  $T = 10$  К для двух разных длин волн.

## 5.5 Циркулярный эффект увлечения электронов фотонами

Фототок, меняющий направление на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации света, может быть обусловлен передачей и импульса, и углового момента фотонов электронной системе. Принципиальная возможность существования такого циркулярного эффекта увлечения электронов фотонами в средах определенной симметрии была указана в работе [170]. В работе [188] была предложена микроскопическая теория данного эффекта для межзонных оптических переходов в объемных материалах, в которой фототок возникал при учете кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой в конечном состоянии. Однако вплоть до последнего времени циркулярный эффект увлечения не наблюдался. Все предыдущие исследования фототоков, обусловленных передачей импульса фотонов электронам, имели дело с линейным эффектом увлечения, нечувствительным к знаку циркулярной поляризации света (см. обзоры [164, 165, 189]).

Циркулярный эффект увлечения электронов фотонами описывается вторым слагаемым в правой части феноменологического уравнения (5.1) и возникает в более высоком порядке по волновому вектору фотона  $\mathbf{q}$  по сравнению с циркулярным фотогальваническим эффектом. Поэтому для его обнаружения и исследования необходимо использовать определенные геометрии экспериментов, позволяющие разделять вклады эффекта увлечения и фотогальванического эффекта в фототок. Такие эксперименты были проведены на квантовых ямах GaAs/AlGaAs, выращенных вдоль кристаллографического направления  $z' \parallel [110]$ . Фототок, чувствительный к знаку циркулярной поляризации света, с точностью до линейных по волновому вектору  $\mathbf{q}$  слагаемых в асимметричных квантовых ямах

(110) описывается феноменологическим соотношением [181]

$$j_{x'} = [(\chi_{x'z'} + D_{x'z'z'}q_{z'})l_{z'} + D_{x'x'x'}q_{x'}l_{x'}] IP_{circ}, \quad (5.34)$$

где  $x' \parallel [1\bar{1}0]$ , и предполагается, что свет распространяется в плоскости  $(x'z')$ . Параметр  $\chi_{x'z'}$  описывает циркулярный фотогальванический эффект, параметры  $D_{x'z'z'}$  и  $D_{x'x'x'}$  — циркулярный эффект увлечения. Зависимость фототока от внешнего угла падения света на структуру  $\theta_0$  в этом случае определяется выражением

$$j_{x'} \propto t_p t_s (\chi_{x'z'} + D_{x'z'z'} q \cos \theta) \cos \theta + t_p t_s D_{x'x'x'} q \sin^2 \theta, \quad (5.35)$$

где  $t_p$  и  $t_s$  — амплитудные коэффициенты прохождения  $p$  и  $s$  компонент электрического поля световой волны через поверхность полупроводника, которые определяются формулами Френеля,

$$t_p t_s = \frac{4 \cos^2 \theta_0}{(\cos \theta_0 + n_\omega \cos \theta)(n_\omega \cos \theta_0 + \cos \theta)},$$

$\theta$  — угол преломления, определяемый соотношением  $\sin \theta = \sin \theta_0 / n_\omega$ .

Формула (5.35) показывает, что циркулярный эффект увлечения электронов фотонами возможен, в принципе, как при нормальном ( $\theta_0 = 0$ ), так и при наклонном падении света на структуру. Однако экспериментальное разделение вкладов циркулярного фотогальванического эффекта и эффекта увлечения при  $\theta_0 = 0$  является технически сложной задачей. Она могла бы быть решена, если поместить зеркало за образцом и сравнивать величины фототоков в экспериментах с зеркалом и без него, однако такой метод требует очень высокой точности измерений. Более надежный способ обнаружения циркулярного эффекта увлечения состоит в исследовании зависимости фототока от угла падения света. Действительно, угловые зависимости первого и второго слагаемых в правой части



уравнения (5.35) различны, что может позволить выделить вклад циркулярного эффекта увлечения в полный фототок.

На рис. 5.5 представлена зависимость фототока, чувствительного к знаку циркулярной поляризации света  $P_{circ}$ , от угла падения  $\theta_0$  для структуры GaAs/Al<sub>0.34</sub>Ga<sub>0.66</sub>As  $n$ -типа, выращенной методом молекулярно лучевой эпитаксии на подложке (110). Структура содержала 100 квантовых ям шириной 8.2 nm, разделенных барьерами толщиной 40 nm. Концентрация носителей заряда в каждой квантовой яме составляла  $\approx 7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Зависимость на рис. 5.5 получена при возбуждении структуры инфракрасным излучением с энергией фотона, соответствующей прямым оптическим переходам между основной  $e1$  и возбужденной  $e2$  подзонами размерного квантования. Фототок измерялся при комнатной температуре в отсутствие внешнего смещения между контактами.

При нормальном падении света ( $\theta_0 = 0$ ) в структуре вдоль оси  $x'$  возникал фототок, пропорциональный степени циркулярной поляризации  $P_{circ}$ ; временная структура фотоотклика совпадала с формой лазерного импульса. С ростом угла падения света циркулярный фототок уменьшался и при угле  $|\theta_0| \approx 50^\circ$  менял знак, см. рис. 5.5. Такое поведение не может быть объяснено в рамках теории циркулярного фотогальванического эффекта, которая не учитывает передачу импульса фотонов электронам. Действительно, как следует из выражения (5.35), угловая зависимость циркулярного фотогальванического эффекта определяется произведением  $t_p t_s \cos \theta$ , которое имеет один и то же знак при всех углах падения света. На рис. 5.5 эта зависимость построена пунктирной кривой. Наблюдаемая в эксперименте угловая зависимость фототока может быть объяснена, если учесть вклад циркулярного эффекта увлечения, который дается последним слагаемым в правой части выражения (5.35). Этот вклад отсутствует при нормальном падении света и появляется при отличном от нуля угле  $\theta_0$ . Конкуренция

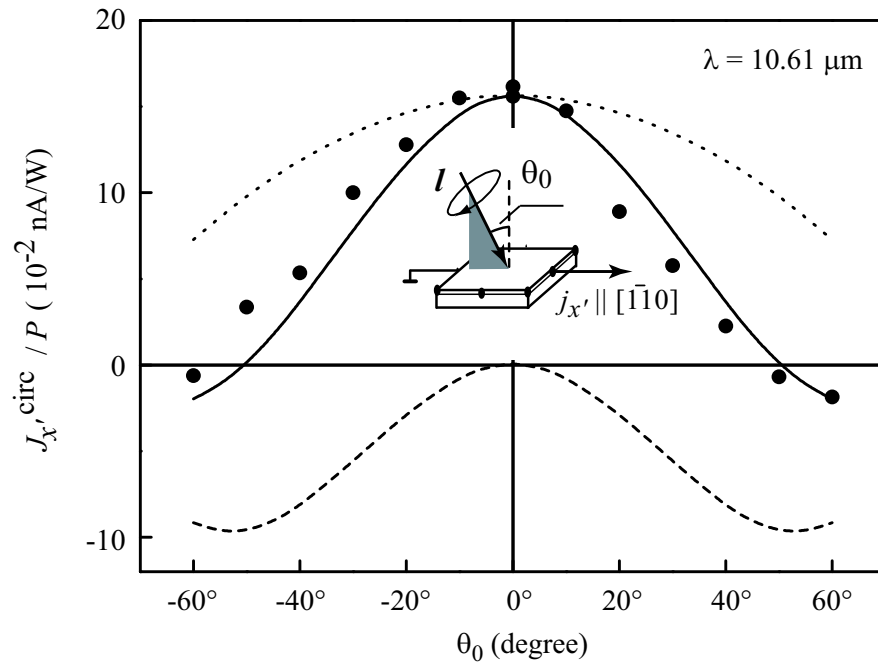


Рис. 5.5: Угловая зависимость фототока, чувствительного к знаку циркулярной поляризации света, для структуры с квантовыми ямами GaAs/Al<sub>0.34</sub>Ga<sub>0.66</sub>As *n*-типа, выращенной на подложке (110) [147]. Пунктирная, штриховая и сплошная кривые соответствуют первому, второму и сумме обоих слагаемых в правой части уравнения (5.35). На вставке показана геометрия эксперимента.

циркулярного фотогальванического эффекта и циркулярного эффекта увлечения может приводить к смене знака фототока с ростом угла падения света.

На рис. 5.5 представлено разложение экспериментальной зависимости циркулярного фототока от угла  $\theta_0$  на два вклада. Пунктирная кривая соответствует первому слагаемому в правой части уравнения (5.35), штриховая — второму слагаемому, сплошная кривая — сумме обоих вкладов. Видно, что феноменологическое уравнение (5.35) с учетом как циркулярного фотогальванического эффекта, так и циркулярного эффекта увлечения хорошо описывает наблюдаемую в эксперименте угловую зависимость фототока. В структурах GaAs/AlGaAs вклад в циркулярный эффект увлечения, определяемый параметром  $D_{x'x'x'}$ , достигает максимума при  $|\theta_0| \approx 50^\circ$ . На тех же образцах эксперименты по исследованию поляризационно-зависимых фототоков были проведены и при возбуждении структур терагерцовым излучением, которое вызывало не прямые внутриподзонные оптические переходы. В этом спектральном диапазоне угловая зависимость фототока хорошо описывается выражением  $t_p t_s \cos \theta$ , что говорит об отсутствии существенного вклада эффекта увлечения в фототок при поглощении света свободными носителями заряда.

Обсудим возможный микроскопический механизм циркулярного эффекта увлечения электронов фотонами, соответствующего последнему слагаемому в правой части феноменологического выражения (5.34), при межподзонных оптических переходах. Поскольку тензор  $\mathbf{D}$  не является инвариантным по отношению к инверсии времени, в формировании такого фототока должны участвовать диссипативные процессы. Предложенная модель циркулярного эффекта увлечения является трехступенчатой и проиллюстрирована на рис. 5.6.

На первой стадии межподзонное поглощение циркулярно поляризованного света в геометрии наклонного падения приводит к оптической ориентации

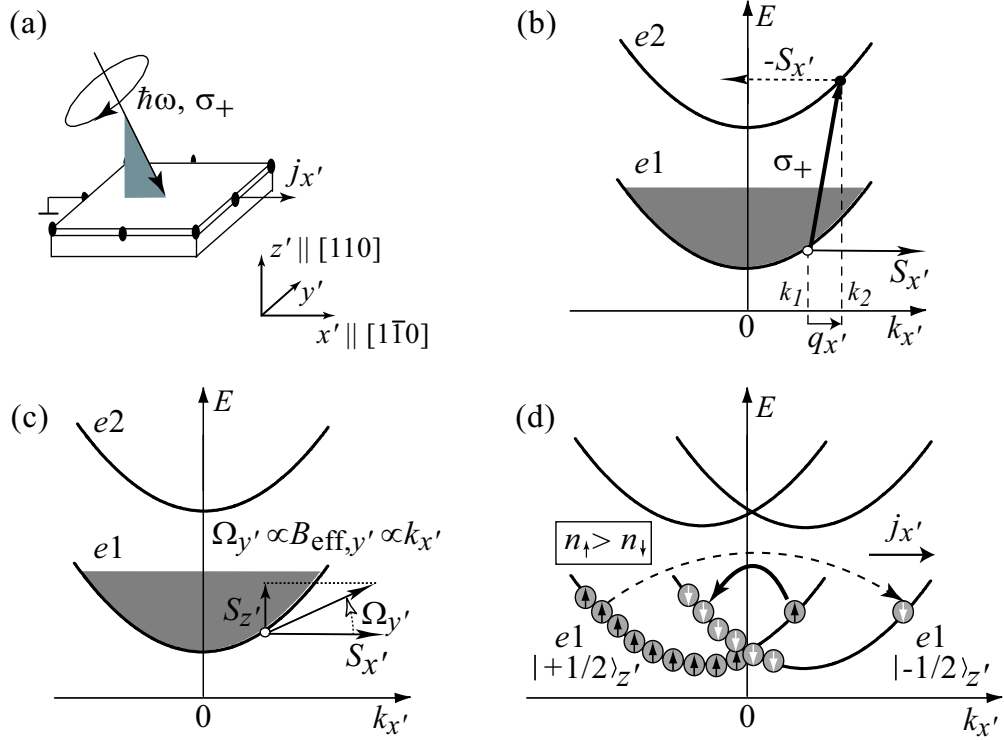


Рис. 5.6: (а) Геометрия эксперимента. (b)-(d) Иллюстрация трех последовательных стадий формирования фототока, обусловленной одновременной передачей импульса и углового момента фотонов электронной системе: (b) оптическая ориентация при поглощении циркулярно поляризованного света, (c) вращение электронного спина в эффективном магнитном поле, индуцированном спин-орбитальным взаимодействием, (d) спиновая релаксация носителей заряда, приводящая к электрическому току (спин-гальванический эффект).

электронов вдоль оси  $x'$  в подзонах  $e1$  и  $e2$  (рис. 5.6 b). Такой процесс подробно рассмотрен в параграфе 3.4. С учетом компоненты  $q_x$  волнового вектора фотона оптические переходы не являются строго вертикальными и возможны только между состояниями с определенными значениями электронного волнового вектора вдоль оси  $x'$ :  $k_1$  в подзоне  $e1$  и  $k_2$  в подзоне  $e2$ , при которых выполняются законы сохранения энергии и квазиимпульса [169]. Это приводит к появлению спиновой поляризации  $S_{x'}$  только у электронов, находящихся в определенных точках  $\mathbf{k}$  пространства, как показано на рис. 5.6 b. Заметим, что время релаксации носителей по импульсу в возбужденной подзоне является обычно очень коротким, поэтому спиновая поляризация электронов в этой подзоне быстро изотропизуется.

Второй этап состоит в прецессии электронного спина в эффективном магнитном поле, индуцированном спин-орбитальным взаимодействием (рис. 5.6 c). Поскольку оптическое возбуждение, рассмотренное выше, приводит к появлению спина  $S_{x'}$  у частиц с определенным волновым вектором  $k_1$  в подзоне  $e1$ , такой спин будет вращаться в эффективном магнитном поле, связанным с волновым вектором  $k_1$ . Спин электронов, ориентированный сразу после фотовозбуждения вдоль оси  $x'$ , будет прецессировать в эффективном поле, которое в асимметричных квантовых ямах (110) имеет компоненты  $\Omega_{z'} \propto k_{x'}$  и  $\Omega_{y'} \propto k_{x'}$ . В результате прецессии у электронов появляются спиновые компоненты  $S_{y'}$  и  $S_{z'}$ , как проиллюстрировано на рис. 5.6 c для компоненты  $S_{z'}$ . В условиях стационарной оптической накачки величины  $S_{y'}$  и  $S_{z'}$  определяются средним углом поворота электронного спина в эффективном магнитном поле.

На третьей стадии релаксация компонент неравновесного электронного спина  $S_{z'}$  и  $S_{y'}$ , которые появились в результате оптической ориентации и прецессии в эффективном магнитном поле, приводит к электрическому току. Такой спин-гальванический эффект обусловлен асимметрией процессов

спиновой релаксации в гиротропных средах [133, 184]. Микроскопическая модель спин-гальванического эффекта проиллюстрирована на рис. 5.6 d, на котором изображен энергетический спектр электронов в квантовой яме (110) с учетом спин-орбитального взаимодействия  $\propto \hat{\sigma}_{z'} k_{x'}$ , ответственного за генерацию электрического тока  $j_{x'}$  при релаксации спиновой компоненты  $S_{z'}$ . Спиновая поляризация носителей вдоль оси  $z'$  показана как разное заполнение спиновых подзон  $|\pm 1/2\rangle_{z'}$ . За счет процессов спиновой релаксации электроны переходят из более заполненной подзоны  $|+1/2\rangle_{z'}$  в менее заполненную  $|-1/2\rangle_{z'}$ . Скорость процессов рассеяния с переворотом спина зависит от волновых векторов электрона в начальном и конечном состояниях, что изображено на рис. 5.6 d стрелками различной толщины. В присутствии линейного по волновому вектору спин-орбитального расщепления электронных состояний такая асимметрия приводит к возникновению электрического тока  $j_{x'}$ .

Будем пренебрегать электрон-электронным рассеянием и предполагать, что время релаксации электронов по импульсу  $\tau_p$  значительно короче времени спиновой релаксации  $T_s$ . Тогда скорость оптической генерации электронного спина в подзоне  $e1$  определяется выражением (см. главу 4)

$$\dot{\mathbf{S}}^{(e1)} = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{g}_{\mathbf{k}}^{(e1)} + \sum_{\mathbf{k}} \tau_p^{(e1)} [\boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}^{(e1)} \times \mathbf{g}_{\mathbf{k}}^{(e1)}], \quad (5.36)$$

где  $\mathbf{g}_{\mathbf{k}}^{(e1)} = \text{Tr}[\hat{\boldsymbol{\sigma}} \hat{G}^{(e1)}(\mathbf{k})]/2$ ,  $\hat{G}^{(e1)}(\mathbf{k})$  — спиновая матрица фотогенерации, которая с учетом волнового вектора фотона в плоскости квантовой ямы и в пренебрежении спин-орбитальным расщеплением электронных подзон имеет вид

$$\hat{G}^{(e1)}(\mathbf{k}) = -\frac{2\pi}{\hbar} \hat{M}^\dagger \hat{M} f_{\mathbf{k}} \delta(\varepsilon + \varepsilon_{2,\mathbf{k}} - \varepsilon_{1,\mathbf{k}+\mathbf{q}_\parallel} - \hbar\omega), \quad (5.37)$$

$\hat{M}$  — матрица, описывающая межподзонные оптические переходы (3.22). Будем рассматривать описанную выше геометрию эксперимента, когда волновой вектор света  $\mathbf{q}$  лежит в плоскости  $(x'z')$ . Тогда для больцмановского распределения

электронов в подзоне  $e1$  с учетом неоднородного уширения линии межподзонного поглощения света получим [147]

$$\begin{aligned}\dot{S}_{x'}^{(e1)} &= \frac{1}{2} \Lambda \eta_{21}(\hbar\omega) \frac{Il_{x'} P_{circ}}{\hbar\omega}, \\ \dot{S}_{y'}^{(e1)} &= -q_{x'} \bar{\varepsilon} \Lambda \frac{\gamma_{z'x'}^{(e1)} \tau_p^{(e1)}}{\hbar} \frac{d\eta_{21}(\hbar\omega)}{d\hbar\omega} \frac{Il_{x'} P_{circ}}{\hbar\omega}, \\ \dot{S}_{z'}^{(e1)} &= \left[ \frac{1}{2} l_{z'} \Lambda^2 \eta_{21}(\hbar\omega) + q_{x'} l_{x'} \bar{\varepsilon} \Lambda \frac{\gamma_{y'x'}^{(e1)} \tau_p^{(e1)}}{\hbar} \frac{d\eta_{21}(\hbar\omega)}{d\hbar\omega} \right] \frac{IP_{circ}}{\hbar\omega}.\end{aligned}\tag{5.38}$$

Расчет показывает, что электрический ток, обусловленный релаксацией неравновесного спина (5.38), содержит вклад

$$j_{x'} \sim e q_{x'} \frac{\tau_p}{T_s} \frac{\hbar^2 \Lambda}{m^*} \frac{d\eta_{21}(\hbar\omega)}{d\hbar\omega} \frac{Il_{x'} P_{circ}}{\hbar\omega}.\tag{5.39}$$

Фототок (5.39) пропорционален волновому вектору фотона  $q_{x'}$  и меняет направление на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации света, поэтому такой эффект представляет собой циркулярный эффект увлечения электронов фотонами.

## Глава 6

# Магнитоиндуцированные фотогальванические эффекты

### 6.1 Введение

Отдельное направление фотогальваники связано с исследованием фототоков, возникающих при приложении внешнего магнитного поля. Магнитное поле нарушает симметрию к инверсии времени и приводит к появлению качественно новых механизмов генерации электрических токов. Например, однородное освещение кристаллов с решеткой цинковой обманки циркулярно поляризованным светом в магнитном поле вызывает электрический ток, как было обнаружено в работе [190], хотя в отсутствие поля этот эффект невозможен. В гиротропных средах, к которым относятся полупроводниковые квантовые ямы, магнитоиндуцированные фототоки возникают даже при возбуждении структур неполяризованным светом [191, 192, 193]. Это связано с тем, что в гиротропных системах некоторые компоненты полярного вектора электрического тока  $\mathbf{j}$  и аксиального вектора магнитного поля  $\mathbf{B}$  преобразуются одинаково, поэтому возможен фототок  $j_\alpha \propto IB_\beta$ . Магнитоиндуцированные фотогальванические эффекты в полупроводниковых квантовых ямах экспериментально и теоретически изучались для межзонных [192, 194, 195] оптических переходов, а также для



переходов между расщепленными по спину состояниями подзоны размерного квантования [196, 197].

В данной главе представлена теория магнитоиндуцированных фотогальванических эффектов, возникающих при внутриподзонных и межподзонных оптических переходах в квантовых ямах  $n$ -типа в магнитном поле. В отличие от межзонного поглощения света при такой оптической накачке возникают монополярные токи, поскольку только электроны участвуют в фотовозбуждении. Рассмотрен случай магнитного поля, лежащего в плоскости квантовой ямы. Продемонстрировано, что поглощение света в двумерных системах в продольном магнитном поле приводит к возникновению электрического тока, величина которого в малых полях пропорциональна магнитному полю. Направление фототока определяется поляризацией света, ориентацией магнитного поля и симметрией квантовой ямы. Анализ показывает, что вклад в фототок вносит как асимметрия элементарных процессов поглощения света, так и свойственная гиротропной среде асимметрия процессов релаксации фотовозбужденных носителей заряда. Развитая теория объясняет наблюдаемые в экспериментах зависимости фототоков от поляризации света, ориентации магнитного поля и температуры в полупроводниковых квантовых ямах InAs/AlGaSb и GaAs/AlGaAs, выращенных вдоль различных кристаллографических направлений [110, 198], и позволила применить методы фотогальваники для исследования величины и знака структурной асимметрии квантовых ям.

## 6.2 Феноменологическое описание

Зависимость фототока от поляризации света и ориентации магнитного поля может быть изучена с помощью симметричного анализа. В линейном приближении по магнитному полю  $\mathbf{B}$  магнитоиндуцированные фотогальванические эффекты

описываются феноменологическим соотношением

$$j_\alpha = I \sum_{\beta\gamma\delta} \lambda_{\alpha\beta\gamma\delta} B_\beta \frac{e_\gamma e_\delta^* + e_\delta e_\gamma^*}{2} + I \sum_{\beta\gamma} \kappa_{\alpha\beta\gamma} B_\beta l_\gamma P_{circ}. \quad (6.1)$$

Тензор третьего ранга  $\kappa_{\alpha\beta\gamma}$  соответствует магнитоиндуцированным фототокам, которые меняют направление на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации света. Известный в настоящее время микроскопический механизм такого эффекта в квантовых ямах в продольном магнитном поле состоит в оптической ориентации электронных спинов, прецессии спинов во внешнем магнитном поле и генерации электрического тока при спиновой релаксации (спин-гальванический эффект) [89, 133, 184]. Первое же слагаемое в правой части уравнения (6.1) описывает фототоки, которые не зависят от знака циркулярной поляризации света и могут быть индуцированы линейно поляризованным и даже неполяризованным светом. Микроскопические механизмы такого эффекта в квантовых ямах связаны с гиротропией этих структур и будут рассмотрены в данной главе более подробно. Вектор поляризации света  $\mathbf{e}$  в дальнейшем будем предполагать вещественным.

В квантовых ямах, выращенных из полупроводников с решеткой цинковой обманки вдоль направления [001], магнитоиндуцированный фотогальванический эффект в геометрии нормального падения линейно поляризованного излучения описывается в общем случае шестью линейно независимыми параметрами

$$\begin{aligned} j_x &= [\lambda_1^+ B_x + \lambda_1^- B_y - 2(\lambda_2^+ B_x + \lambda_2^- B_y) e_x e_y + (\lambda_3^+ B_x - \lambda_3^- B_y)(e_x^2 - e_y^2)] I, \\ j_y &= [-\lambda_1^- B_x - \lambda_1^+ B_y + 2(\lambda_2^- B_x + \lambda_2^+ B_y) e_x e_y + (-\lambda_3^- B_x + \lambda_3^+ B_y)(e_x^2 - e_y^2)] I. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Зависимости компонент фототока от поляризации света определяются соотношениями:  $2e_x e_y = \sin 2\alpha$  и  $e_x^2 - e_y^2 = \cos 2\alpha$ , где  $\alpha$  — угол между плоскостью поляризации и осью  $x$ . Заметим, что в отсутствие продольного магнитного поля фототок в квантовых ямах (001) при нормальном падении света не возникает.

Магнитоиндуцированные фототоки в симметричных квантовых ямах (001) описываются формулами (6.2), в которых  $\lambda_1^- = \lambda_2^+ = \lambda_3^- = 0$ . В противоположном случае, когда фототоки обусловлены только структурной асимметрией квантовой ямы, и система эффективно соответствует точечной группе  $C_{\infty v}$ , параметры  $\lambda_j^\pm$  в (6.2) связаны соотношениями:  $\lambda_1^+ = \lambda_2^- = \lambda_3^+ = 0$  и  $\lambda_2^+ = -\lambda_3^-$ .

### 6.3 Магнитоиндуцированный фотогальванический эффект при внутриподзонных переходах в квантовых ямах

Магнитоиндуцированные фототоки в квантовых ямах могут возникать за счет асимметрии как элементарных процессов поглощения света, так и последующей релаксации фотовозбужденных носителей заряда. Анализ показывает, что при поглощении света свободными носителями заряда фототоки обусловлены главным образом асимметрией электрон-фононного взаимодействия или рассеяния электронов на статических дефектах [110]. Природа такой асимметрии, вызванной магнитным полем, может быть и спиновой, и диамагнитной.

#### 6.3.1 Спиновые механизмы

Спиновые механизмы фототоков, возникающих в квантовых ямах в продольном магнитном поле, связаны с зеемановским расщеплением электронных состояний. Как показано в параграфе 2.5, внутриподзонное поглощение света сопровождается генерацией спинового тока, при котором носители заряда с противоположными спинами двигаются в противоположные стороны. Это происходит за счет спин-зависимого рассеяния электронов на фотонах или примесях, сопровождающего поглощение света. В отсутствие магнитного поля противоположно направленные потоки электронов в спиновых подзонах  $i_{\pm 1/2}$  равны по величине и компенсируют

друг друга. Приложение внешнего магнитного поля поляризует электроны по спину и нарушает этот баланс [104]. Действительно, потоки  $\mathbf{i}_{\pm 1/2}$  зависят от концентрации носителей в спиновых подзонах  $n_{\pm 1/2}$ , поэтому в системе поляризованных по спину частиц, когда  $n_{+1/2} \neq n_{-1/2}$ , потоки  $\mathbf{i}_{\pm 1/2}$  перестают компенсировать друг друга и возникает электрический ток  $\mathbf{j} = e(\mathbf{i}_{+1/2} + \mathbf{i}_{-1/2})$ .

В случае малой спиновой поляризации электронного газа фототок, обусловленный разбалансом спинового тока в магнитном поле, определяется выражением

$$j_\beta = 4e \sum_\alpha s_\alpha \left( N_e \frac{\partial J_\beta^\alpha}{\partial N_e} \right), \quad (6.3)$$

где  $\mathbf{s}$  — равновесный электронный спин в магнитном поле,

$$\mathbf{s} = -\frac{g\mu_B \mathbf{B}}{4\tilde{\varepsilon}}, \quad (6.4)$$

$g$  — эффективный  $g$ -фактор,  $\mu_B$  — магнитон Бора,  $\tilde{\varepsilon}$  — характерная энергия, равная  $E_F$  для вырожденного двумерного электронного газа и  $k_B T$  для распределения Больцмана. Спиновый ток  $J_\beta^\alpha$  в выражении (6.3) рассматривается формально как функция концентрации носителей  $N_e$ . В частности, когда  $J_\beta^\alpha \propto N_e$  и  $N_e \partial J_\beta^\alpha / \partial N_e = J_\beta^\alpha$ , что выполняется, например, для невырожденного электронного газа, фототок прямо пропорционален спиновому току.

Микроскопический расчет по формуле (6.3) показывает, что фототок, обусловленный асимметрией фотовозбуждения при упругом рассеянии электронов на примесях, имеет вид

$$\begin{aligned} j_x^{(\text{exc})} &= -2e \frac{\tau_p^{(e1)}}{\hbar} \sum_\alpha s_\alpha \left[ 2 \frac{\langle V_{\alpha y} V_0 \rangle}{V_0^2} e_x e_y + \frac{\langle V_{\alpha x} V_0 \rangle}{V_0^2} (e_x^2 - e_y^2) \right] I \eta_{e1}, \\ j_y^{(\text{exc})} &= -2e \frac{\tau_p^{(e1)}}{\hbar} \sum_\alpha s_\alpha \left[ 2 \frac{\langle V_{\alpha x} V_0 \rangle}{V_0^2} e_x e_y - \frac{\langle V_{\alpha y} V_0 \rangle}{V_0^2} (e_x^2 - e_y^2) \right] I \eta_{e1}, \end{aligned} \quad (6.5)$$

где  $V_{\alpha\beta}$  — константы при линейных по волновому вектору спин-зависимых слагаемых в матричном элементе рассеяния (2.28). Электрический ток, связанный с асимметрией фотовозбуждения, зависит от поляризации света.

Поглощение света приводит и к разогреву электронного газа по отношению к кристаллической решетке. Последующая энергетическая релаксация электронов на фононах также сопровождается генерацией спинового тока (см. параграф 2.6), а в магнитном поле — и электрического тока [104, 111, 191]. Будем предполагать, что электронная температура (одинаковая для обеих спиновых подзон) немного превышает температуру кристаллической решетки за счет поглощения света, и энергетическая релаксация электронов обусловлена взаимодействием с акустическими фононами. В этом случае электрический ток, обусловленный разбалансом спинового тока в магнитном поле, для невырожденного электронного распределения принимает вид

$$j_{\beta}^{(\text{rel})} = -4e \frac{\tau_p^{(e1)}}{\hbar} \sum_{\alpha} s_{\alpha} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \text{Re}[\mathcal{V}_0^*(q_{\perp}) \mathcal{V}_{\alpha\beta}(q_{\perp})] |q_{\perp}| dq_{\perp}}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{V}_0(q_{\perp})|^2 |q_{\perp}| dq_{\perp}} I \eta_{e1}, \quad (6.6)$$

где  $\mathcal{V}_0(q_{\perp})$  и  $\mathcal{V}_{\beta\alpha}(q_{\perp})$  — параметры электрон-фононного взаимодействия (2.34). Направление релаксационного вклада в фототок не зависит от поляризации света, поскольку он обусловлен простым разогревом электронного газа.

### 6.3.2 Диаманитные механизмы

Магнитное поле, приложенное в плоскости квантовой ямы, не только расщепляет электронные состояния по спину, но и влияет на орбитальное движение носителей заряда. Известно, что продольное поле приводит к линейным по  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{k}$  поправкам к электронной энергии, которые можно рассматривать как сдвиги электронных подзон в  $\mathbf{k}$  пространстве [112]. Такие линейные по  $\mathbf{k}$  слагаемые в электронной дисперсии могут играть важную роль при туннелировании частиц между слоями и при прямых оптических переходах между подзонами [192, 194, 195, 198, 199, 200], но оказываются несущественными при рассмотрении внутриподзонных процессов, поскольку сдвиг одной подзоны в  $\mathbf{k}$  пространстве может быть устранен выбором системы координат.

Более существенным оказывается влияние продольного магнитного поля на функцию размерного квантования носителей заряда. Модификация электронной функции приводит к асимметрии рассеяния электронов на фононах и примесях, которая описывается нечетными по  $\mathbf{B}$  и волновому вектору слагаемыми в вероятности рассеяния [201]. С учетом этих вкладов вероятность рассеяния электронов из состояния с волновым вектором  $\mathbf{k}$  в состояние  $\mathbf{k}'$  в линейном по  $\mathbf{B}$  приближении может быть представлена в виде

$$W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} = W_0 + \sum_{\alpha\beta} w_{\alpha\beta} B_\alpha(k_\beta + k'_\beta), \quad (6.7)$$

где вероятность рассеяния в нулевом поле  $W_0$  и параметры  $w_{\alpha\beta}$  определяются механизмом рассеяния и благодаря симметрии к инверсии времени являются четными функциями волнового вектора.

Феноменологический анализ показывает, что линейные по  $\mathbf{B}$  слагаемые в (6.7) связаны с отсутствием центра пространственной инверсии в квантовых ямах. В частности, в структурах, выращенных из кристаллов с решеткой цинковой обманки вдоль [001], псевдотензор  $w_{\alpha\beta}$  содержит две линейно независимые компоненты, и выражение для вероятности рассеяния (6.7) приобретает вид

$$\begin{aligned} W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} = W_0 &+ w_{\text{SIA}}[B_x(k_y + k'_y) - B_y(k_x + k'_x)] \\ &+ w_{\text{BIA}}[B_x(k_x + k'_x) - B_y(k_y + k'_y)], \end{aligned} \quad (6.8)$$

где коэффициент  $w_{\text{SIA}}$  обусловлен структурной асимметрией квантовой ямы, а  $w_{\text{BIA}}$  — отсутствием центра инверсии в объемном материале. С точки зрения симметрии нечетные по  $\mathbf{k}$  слагаемые в выражении (6.7) аналогичны спин-зависимым вкладам в вероятность рассеяния  $\propto (k_\beta + k'_\beta)$  (см. параграф 2.5). Однако нечетные по  $\mathbf{k}$  слагаемые в (6.7) имеют диамагнитную природу и не связаны со спином.

В рамках классического представления асимметрия рассеяния в продольном магнитном поле связана с силой Лоренца, действующей на движущиеся носители заряда. Наиболее наглядно данный эффект можно пояснить на примере рассеяния электронов на примесях в квантовой яме, в которой отсутствие центра инверсии обусловлено тем, что слой примесей расположен не точно в центре ямы, а ближе к одному из интерфейсов. Такой случай проиллюстрирован на рис. 6.1, на котором  $\delta$ -слой примесей обозначен пунктирной линией, магнитное поле направлено вдоль оси  $y$ . Электроны с различными скоростями  $v_x = \hbar k_x / m^*$  движутся в плоскости квантовой ямы. За счет силы Лоренца  $\mathbf{F}_L = (e/c)[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$  магнитное поле  $\mathbf{B} \parallel y$  прижимает электроны к одному из интерфейсов в зависимости от знака их скорости  $v_x$ . Это приводит к тому, что функция размерного квантования электронов вдоль оси роста структуры  $\varphi(z)$  становится зависимой от  $v_x$ , как изображено на рис. 6.1. Поскольку слой рассеивающих примесей расположен ближе к нижнему интерфейсу, электроны с  $v_x > 0$  лучше рассеиваются на примесях, чем частицы с  $v_x < 0$ , что и приводит к асимметрии электронного рассеяния в плоскости квантовой ямы. Сила Лоренца пропорциональна магнитному полю и скорости электрона, поэтому малые поправки к вероятности рассеяния линейны по  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{k}$ . В рассмотренной выше модели предполагалось, что структурная асимметрия квантовой ямы связана с положением слоя примесей. Очевидно, что аналогичные рассуждения справедливы и для структур, в которых неэквивалентность направлений  $z$  и  $-z$  вызвана асимметрией гетеропотенциала квантовой ямы.

Расчет нечетных по волновому вектору слагаемых в вероятности рассеяния, связанных со структурной асимметрией, может быть проведен в рамках однозонного приближения. В такой модели вклад в гамильтониан, обусловленный

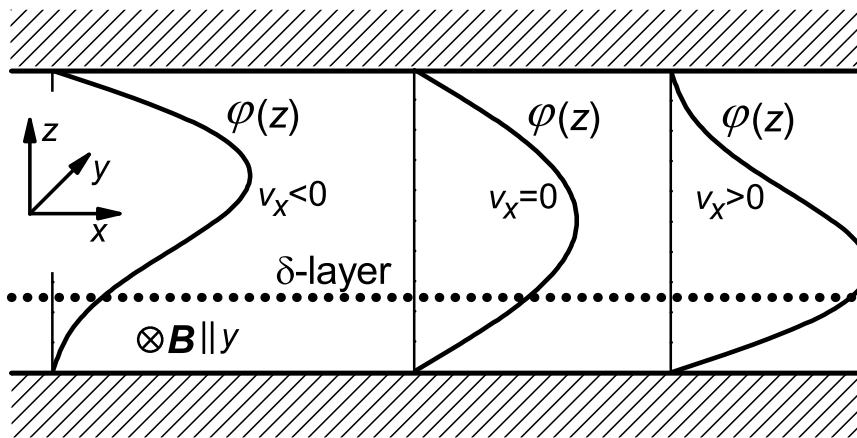


Рис. 6.1: Микроскопическая природа магнитоиндуцированной асимметрии рассеяния электронов на слое примесей, расположенном ближе к одному из интерфейсов. Магнитное поле  $\mathbf{B} \parallel y$  прижимает электроны к одному из интерфейсов в зависимости от знака их скорости  $v_x$ , тем самым увеличивая или уменьшая вероятность их рассеяния на примесях.



продольным магнитным полем, в калибровке  $\mathbf{A} = (B_y z, -B_x z, 0)$  имеет вид [112]

$$H_{\mathbf{B}} = \frac{e\hbar}{m^*c} (B_x k_y - B_y k_x) z, \quad (6.9)$$

где  $z$  — оператор координаты. В линейном приближении по магнитному полю диагональные по подзонам компоненты гамильтониана (6.9) определяют поправки к энергиям частиц в подзонах

$$\delta\varepsilon_\nu = \frac{\hbar e}{m^*c} (B_x k_y - B_y k_x) z_{\nu\nu}, \quad (6.10)$$

где  $z_{\nu\nu}$  — матричные элементы координаты,  $\varphi_\nu(z)$  — функции размерного квантования в нулевом поле. Недиagonальные компоненты гамильтониана (6.9) приводят к перемешиванию волновых функций, которые принимают вид

$$\varphi_{\nu,\mathbf{k}}(z) = \varphi_\nu(z) + (B_x k_y - B_y k_x) \frac{\hbar e}{m^*c} \sum_{\nu' \neq \nu} \frac{z_{\nu'\nu}}{\varepsilon_{\nu\nu'}} \varphi_{\nu'}(z). \quad (6.11)$$

Именно модификация волновых функций размерного квантования и является основным механизмом появления нечетных по  $\mathbf{k}$  слагаемых в вероятности рассеяния. Детальный квантовомеханический расчет вероятности рассеяния электронов на примесях, акустических и оптических фононах в квантовых ямах в продольном магнитном поле выполнен в работе [201].

Асимметрия рассеяния является основным диамагнитным механизмом магнитоиндуцированного фотогальванического эффекта при внутривозонных оптических переходах в квантовых ямах. Как и в случае спиновых механизмов диамагнитная асимметрия рассеяния приводит к генерации электрического тока и при поглощении света, которое сопровождается рассеянием, и в процессе последующей энергетической релаксации электронов. Расчет показывает, что релаксационный ток, возникающий при разогреве невырожденного электронного газа терагерцовым излучением в квантовой яме со структурной асимметрией, при

рассеянии на акустических фотонах имеет вид

$$j_x^{(\text{rel})} = -2\tau_p^{(e1)} \frac{e^2 B_y}{m^* c} \sum_{\nu \neq 1} \frac{z_{1\nu} \xi_\nu''}{\varepsilon_{\nu 1}} I\eta(\omega), \quad j_y^{(\text{rel})} = 2\tau_p^{(e1)} \frac{e^2 B_x}{m^* c} \sum_{\nu \neq 1} \frac{z_{1\nu} \xi_\nu''}{\varepsilon_{\nu 1}} I\eta(\omega), \quad (6.12)$$

где  $\xi_\nu''$  — безразмерные параметры, определяемые формой квантовой ямы,

$$\xi_\nu'' = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_1(z) \varphi_\nu(z) \frac{d^2 \varphi_1^2(z)}{dz^2} dz \Big/ \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_1^2(z) \frac{d^2 \varphi_1^2(z)}{dz^2} dz.$$

Сопоставление спиновых и диамагнитных механизмов магнитоиндуцированного фотогальванического эффекта в квантовых ямах на основе соединений  $A_3B_5$  при внутриподзонных оптических переходах показывает, что в зависимости от ширины и профиля квантовой ямы, температуры, величины  $g$ -фактора и эффективной электронной массы их вклады в фототок могут быть сравнимы, или один из механизмов доминирует.

### 6.3.3 Экспериментальное исследование фототоков

Экспериментально магнитоиндуцированные фототоки, вызванные внутриподзонным поглощением линейно поляризованного света в квантовых ямах GaAs/AlGaAs и InAs/GaSb  $n$ -типа, подробно исследовались в работах [104, 110]. Изучалась зависимость фототока от магнитного поля, поляризации света и температуры. Было обнаружено, что в квантовых ямах, выращенных вдоль направления [001], фототок в геометрии нормального падения света возникает только при приложении магнитного поля в плоскости интерфейсов. В диапазоне использованных магнитных полей ( $0 \div 1$  Т) величина тока линейно зависела от магнитного поля. Такое поведение согласуется с симметричным анализом фотогальванических эффектов, который запрещает возникновение фототока при нормальном падении света на структуры, выращенные вдоль [001], в отсутствие продольного магнитного поля.

Поляризационная зависимость фототока во всех исследованных структурах хорошо описывалась феноменологическими соотношениями (6.2). На рис. 6.2 представлен пример такой зависимости, измеренной в гетероструктуре GaAs/AlGaAs в магнитном поле  $\mathbf{B} \parallel y_1$ . Рисунок 6.2 а показывает зависимость перпендикулярной магнитному полю компоненты фототока  $j_{x_1}$  от угла  $\alpha_1$  для различных температур, рис. 6.2 б — зависимость параллельной компоненты фототока  $j_{y_1}$  от угла  $\alpha_1$  для двух различных длин волн. В эксперименте использовалась система координат:  $x_1 \parallel [1\bar{1}0]$ ,  $y_1 \parallel [110]$ , соответствующая направлениям скола кристалла,  $\alpha_1$  — угол между плоскостью поляризации света и осью  $x_1$ . В такой системе координат поляризационная зависимость фототока, определяемая в кубических осях соотношениями (6.2), для магнитного поля  $\mathbf{B} \parallel y_1$  принимает вид

$$j_{x_1}/I = [\lambda_1 + \lambda_2(e_{x_1}^2 - e_{y_1}^2)]B_{y_1} = [\lambda_1 + \lambda_2 \cos 2\alpha_1]B_{y_1}, \quad (6.13)$$

$$j_{y_1}/I = 2\lambda_3 B_{y_1} e_{x_1} e_{y_1} = \lambda_3 B_{y_1} \sin 2\alpha_1,$$

где  $\lambda_1 = \lambda_1^+ + \lambda_1^-$ ,  $\lambda_2 = \lambda_2^+ + \lambda_2^-$  и  $\lambda_3 = \lambda_3^+ - \lambda_3^-$ . Из рис. 6.2 видно, что зависимости поперечной и продольной компонент фототока от  $\alpha_1$ , построенные по этим формулам (сплошные и штриховые кривые), хорошо описывают экспериментальные данные. В исследованной структуре параметры  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$ , описывающие поляризационно-зависимый вклад в фототок, сравнимы по порядку величины с параметром  $\lambda_1$ , который соответствует фототоку, не зависящему от поляризации света. Это свидетельствует о том, что механизмы фотогальванического эффекта, связанные с асимметрией процессов поглощения света и релаксации, вносят сопоставимые вклады. Заметим, что электрический ток, обусловленный энергетической релаксацией электронов в квантовой яме в продольном магнитном поле, ранее наблюдался в работе [202] в условиях разогрева электронного газа переменным электрическим током.

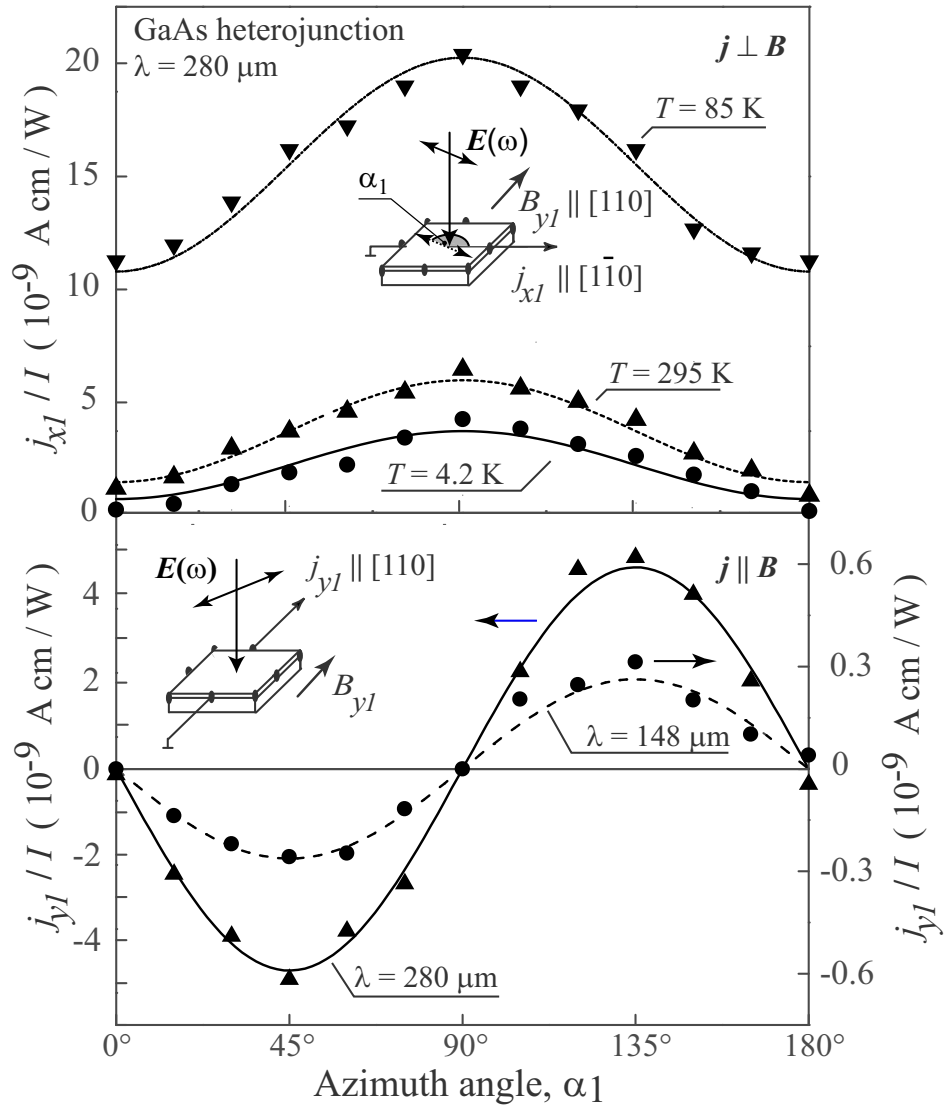


Рис. 6.2: Поляризационная зависимость фототока в гетеропереходе GaAs/AlGaAs (001)  $n$ -типа в продольном магнитном поле  $B_{y1} = 0.3$  Т при возбуждении линейно поляризованным излучением в геометрии нормального падения  $[110]$ . Рисунок а: зависимости  $J_{x1}(\alpha_1)$ , измеренные при возбуждении светом с длиной волны  $280 \mu\text{m}$  при различных температурах. Рисунок б: зависимости  $J_{y1}(\alpha_1)$  для различных длин волн, измеренные при комнатной температуре. Теоретические кривые построены по формулам (6.13).

### 6.3.4 Фототок в полумагнитных полупроводниках

В полупроводниковых квантовых ямах с магнитными примесями спиновые механизмы вносят основной вклад в фототок при низких температурах, поскольку зеемановское расщепление электронных состояний значительно увеличивается благодаря обменному взаимодействию между спинами свободных электронов и магнитными моментами примесей [14, 203]. Такие эксперименты по обнаружению и исследованию магнитоиндуцированных фотогальванических эффектов были проведены на квантовых ямах  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$   $n$ -типа с различным содержанием Mn, выращенных на подложках GaAs (001). Фототок возбуждался в продольном магнитном поле линейно поляризованным терагерцовым излучением в геометрии нормального падения, которое вызывало внутривозонные оптические переходы.

Зависимости фототока  $J_{x1}$  от магнитного поля  $\mathbf{B} \parallel y1$  для квантовой ямы  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  с  $x_{eff} = 0.013$ , полученные при разных температурах, представлены на рис. 6.3. Фототок измерялся в условиях стационарной накачки маломощным лазерным излучением ( $P \approx 5 \cdot 10^{-4}$  W) с длиной волны  $118 \mu\text{m}$ . Видно, что при низкой температуре  $T = 4.2$  K фототок линейно растет с увеличением магнитного поля в малых полях и насыщается в полях  $\approx 6$  T. С ростом температуры фототок уменьшается и даже меняет знак, а нелинейность по магнитному полю исчезает. Такое поведение связано с ориентацией примесей Mn внешним магнитным полем и качественно соответствует зависимости зеемановского расщепления электронных состояний от магнитного поля и температуры в полумагнитных полупроводниках  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ . В таких структурах поправка к электронному  $g$ -фактору, связанная с обменным взаимодействием и приводящая к гигантскому зеемановскому расщеплению, имеет положительный знак, а сам  $g$ -фактор в CdTe — отрицательный [204]. При низких температурах и не очень сильных магнитных полях зеемановское расщепление электронных состояний

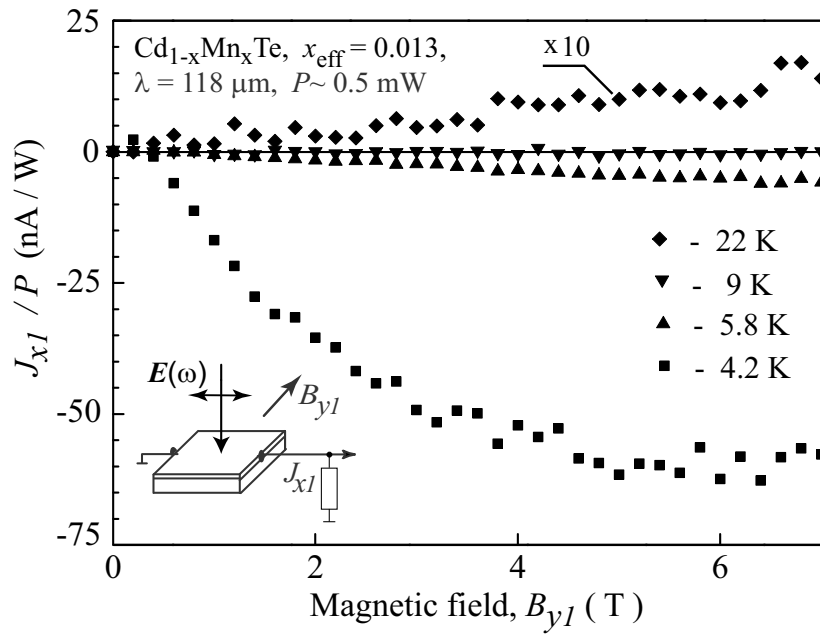


Рис. 6.3: Зависимость фототока  $J_{x1}$  от магнитного поля  $B_{y1}$  в одиночной квантовой яме  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$   $n$ -типа при внутриподзонном возбуждении линейно поляризованным светом малой мощности. На вставке показана геометрия эксперимента.

определяется взаимодействием с атомами Mn и описывается функцией Бриллюэна с насыщением. Повышение температуры приводит к разориентации магнитных моментов Mn и, следовательно, к подавлению роли обменного взаимодействия.

При рассмотрении микроскопических механизмов фототока необходимо учесть, что ориентация магнитных моментов Mn во внешнем поле приводит как к гигантскому зеемановскому расщеплению электронных состояний, так и к спин-зависимому рассеянию электронов на магнитных примесях. Оба эффекта приводят к возникновению магнитоиндуцированного фототока, обусловленного разбалансом чисто спинового тока. Электрический ток, связанный с зеемановским расщеплением электронных состояний, описывается формулой (6.3). Вклад в фототок, связанный со спин-зависимым рассеянием электронов на примесях Mn, возникает за счет различия времен релаксации носителей по импульсу в спиновых подзонах. Действительно, в структуре с поляризованными атомами марганца вероятности рассеяния электронов со спинами, направленными по магнитным моментам Mn и против них, отличаются. Это приводит к различию времен релаксации электронов по импульсу  $\tau_{p,+1/2}$  и  $\tau_{p,-1/2}$  в спиновых подзонах и, следовательно, вызывает электрический ток.

Для оценки этого вклада в фототок будем предполагать, что релаксация электронов по импульсу связана с рассеянием на примесях марганца, и гамильтониан этого взаимодействия имеет вид

$$\hat{H}_{el-Mn} = \sum_i \left[ u_0 + u_{exc} (\hat{\mathbf{J}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}) \right] \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i), \quad (6.14)$$

где  $i$  — индекс примеси,  $\hat{\mathbf{J}}_i$  — вектор, составленный из матриц полного углового момента  $5/2$ ,  $\mathbf{r}_i$  — положение примеси. Расчет показывает, что электрический ток, возникающий за счет различия времен  $\tau_{p,+1/2}$  и  $\tau_{p,-1/2}$  при спин-зависимой энергетической релаксации электронов на акустических фононах, при  $|u_{exc}| \ll |u_0|$

принимает вид

$$j_{\beta}^{(\text{rel})} = 4e \frac{\tau_p}{\hbar} \frac{u_{exc}}{u_0} \sum_{\alpha} J_{Mn,\alpha} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \text{Re}[\mathcal{V}_0^*(q_{\perp}) \mathcal{V}_{\alpha\beta}(q_{\perp})] |q_{\perp}| dq_{\perp}}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{V}_0(q_{\perp})|^2 |q_{\perp}| dq_{\perp}} I \eta_{e1}, \quad (6.15)$$

где  $\tau_p$  — время релаксации в нулевом магнитном поле,  $\mathbf{J}_{Mn}$  — средний спин атомов марганца на направление магнитного поля.

## 6.4 Магнитоиндуцированный фотогальванический эффект при межподзонных переходах в квантовых ямах

В данном параграфе анализируются различные вклады в линейный по магнитному полю фототок, возникающий в квантовых ямах при межподзонных оптических переходах в продольном поле. Такие фототоки, как и токи при внутриподзонном поглощении света, могут быть вызваны и асимметрией элементарных процессов поглощения света, и асимметрией последующей релаксации фотовозбужденных носителей заряда. Для простоты мы будем работать в рамках однозонной модели и предполагать, что фототок возникает в геометрии наклонного падения света  $p$  поляризации и обусловлен структурной асимметрией квантовой ямы. Кроме того, ограничимся диамагнитными механизмами эффекта, которые доминируют в немагнитных квантовых ямах с не очень большим спин-орбитальным взаимодействием.

### **Фототоки, обусловленные асимметрией фотовозбуждения.**

Продольное магнитное поле приводит к линейным по полю и волновому вектору  $\mathbf{k}$  поправкам к энергии электронов в каждой подзоне размерного квантования, которые определяются выражением (6.10). Энергетический спектр электронов в квантовой яме с учетом этих поправок изображен на рис. 6.4а. Величина диамагнитного сдвига каждой из подзон размерного квантования  $\nu$  определяется



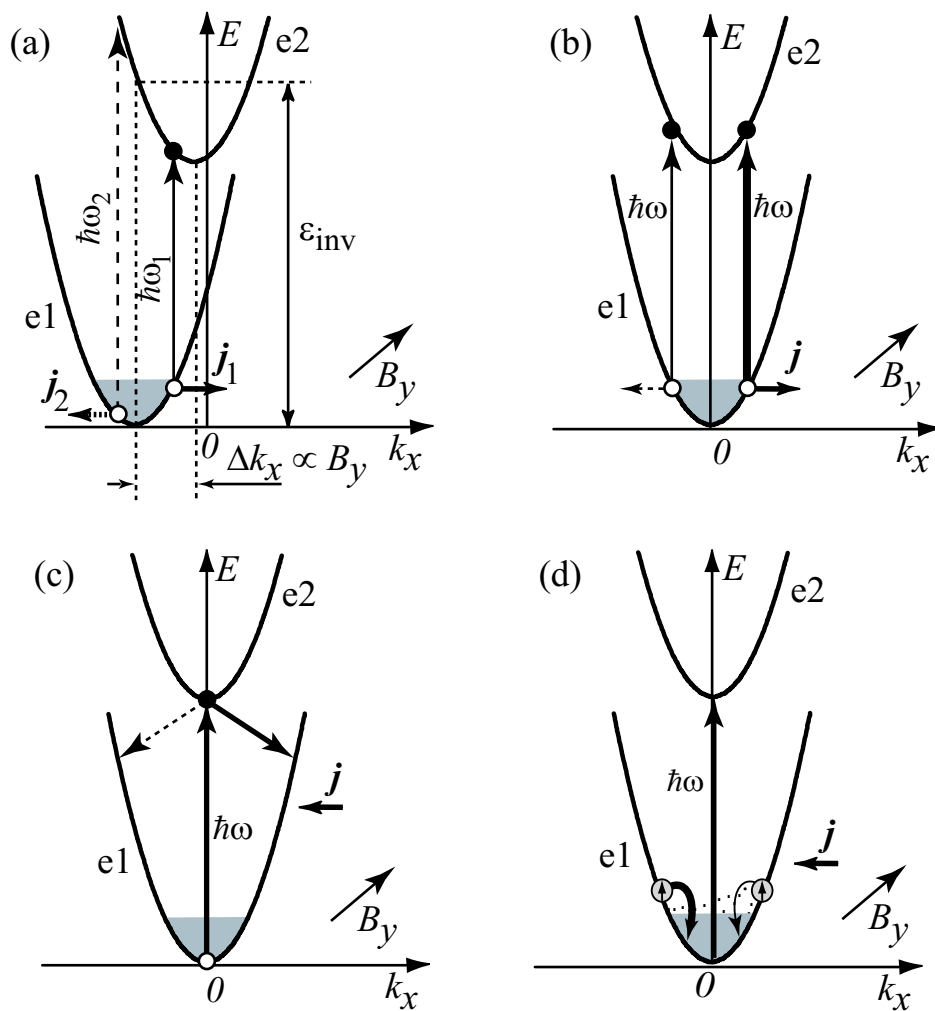


Рис. 6.4: Иллюстрация микроскопических механизмов магнитоиндуцированного фотогальванического эффекта при межподзонных оптических переходах: (a) фототок, обусловленный относительным диамагнитным сдвигом подзон, (b) фототок, связанный с линейными по  $\mathbf{k}$  слагаемыми в матричном элементе оптических переходов, (c) фототок, обусловленный асимметрией межподзонного рассеяния, (d) электрический ток, вызванный асимметрией энергетической релаксации электронов в основной подзоне.

матричным элементом оператора координаты  $z_{\nu\nu}$ , который описывает среднее положение частицы вдоль оси  $z$ . В квантовых ямах со структурной асимметрией гетеропотенциала величины  $z_{11}$  и  $z_{22}$  различны, что и показано на рис. 6.4 а. Относительный сдвиг подзон  $e1$  и  $e2$ ,  $\Delta k_x \propto B_y$ , приводит к тому, что прямые межподзонные оптические переходы, индуцированные светом фиксированной частоты  $\omega_1$ , могут идти только при определенных значениях волнового вектора  $k_x$ , при которых удовлетворяются законы сохранения энергии и квазиимпульса. Такая асимметрия фотовозбуждения в  $\mathbf{k}$  пространстве вызывает электрический ток в обеих подзонах размерного квантования. В квантовых ямах на основе полупроводников  $A_3B_5$  основной вклад в фототок при низких температурах вносит подзона  $e1$ , поскольку асимметричное распределение электронов в возбужденной подзоне  $e2$  быстро исчезает за счет эффективного канала релаксации электронов путем испускания оптических фононов.

Данный механизм магнитоиндуцированного фотогальванического эффекта предсказывает спектральную инверсию знака фототока при пересечении максимума межподзонного поглощения света. Рисунок 6.4 а демонстрирует, что изменение частоты света от  $\hbar\omega_1 < \varepsilon_{\text{inv}}$  до  $\hbar\omega_2 > \varepsilon_{\text{inv}}$  приводит к тому, что точка оптических переходов проходит через минимум подзоны  $e1$ , и направление фототока меняется на противоположное.

Расчет с учетом неоднородного уширения уровней показывает [198], что фототок, вызванный прямыми оптическими переходами между подзонами  $e1$  и  $e2$  в продольном магнитном поле  $\mathbf{B} \parallel y$ , описывается выражением

$$j_x = (z_{11} - z_{22}) \frac{e^2 B_y}{m^* c} \left[ \tau_p^{(e2)} \eta_{21}(\hbar\omega) + (\tau_p^{(e1)} - \tau_p^{(e2)}) \bar{\varepsilon} \frac{d \eta_{21}(\hbar\omega)}{d \hbar\omega} \right] \frac{I e_z^2}{\hbar\omega}. \quad (6.16)$$

В условиях, когда  $\tau_p^{(e2)} \ll \tau_p^{(e1)}$ , спектральная зависимость магнитоиндуцированного фототока (6.16) повторяет производную коэффициента поглощения света. Такое поведение может быть использовано для идентификации этого вклада в полный

электрический ток в эксперименте.

Наряду с диамагнитным сдвигом подзон продольное магнитное поле приводит к модификации электронных волновых функций. В первом порядке по полю они определяются выражением (6.11). Изменение функций размерного квантования носителей в подзонах  $e1$  и  $e2$  приводит в свою очередь к линейным по  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{B}$  поправкам к матричному элементу, описывающему межподзонные оптические переходы. С учетом эти поправок матричный элемент переходов принимает вид [198]

$$M = M_0 \left[ 1 + (B_x k_y - B_y k_x) \frac{\hbar e}{m^* c} \sum_{\nu \neq 1,2} \left( \frac{z_{\nu 1} p_{\nu 2}}{\varepsilon_{\nu 1} p_{21}} - \frac{z_{\nu 2} p_{\nu 1}}{\varepsilon_{\nu 2} p_{21}} \right) \right], \quad (6.17)$$

где  $M_0 \propto p_{21} e_z$  — матричный элемент оптических переходов в отсутствие магнитного поля (2.19). За счет нечетных по волновому вектору вкладов в (6.17) прямые оптические переходы из состояний с положительными и отрицательными  $k_x$  во внешнем магнитном поле с компонентой  $B_y$  идут с разной интенсивностью, как проиллюстрировано на рис. 6.4 б. Такая асимметрия фотовозбуждения приводит к возникновению токов в обеих подзонах размерного квантования даже в отсутствие диамагнитного сдвига подзон. Электрические токи в подзонах  $e1$  и  $e2$  направлены в противоположные стороны, однако они не полностью компенсируют друг друга, поскольку времена релаксации носителей по импульсу в разных подзонах различны.

Расчет показывает, что электрический ток, обусловленный линейными по  $\mathbf{k}$  вкладами в матричный элемент межподзонных оптических переходов, в геометрии  $\mathbf{B} \parallel y$  имеет вид

$$j_x = 2(\tau_p^{(e1)} - \tau_p^{(e2)}) \bar{\varepsilon} \frac{e^2 B_y}{m^* c} \sum_{\nu \neq 1,2} \left( \frac{z_{\nu 1} p_{\nu 2}}{\varepsilon_{\nu 1} p_{21}} - \frac{z_{\nu 2} p_{\nu 1}}{\varepsilon_{\nu 2} p_{21}} \right) \frac{I e_z^2 \eta_{21}(\hbar\omega)}{\hbar\omega}. \quad (6.18)$$

В соответствии с феноменологической теорией фототок возникает только в асимметричных квантовых ямах. В полностью симметричных структурах, в

которых волновые функции  $\varphi_\nu(z)$  являются четными или нечетными относительно центра квантовой ямы, фототок отсутствует, поскольку в этом случае произведения  $z_{\nu 1} p_{\nu 2}$  и  $z_{\nu 2} p_{\nu 1}$  равны нулю при любом индексе  $\nu$ . Фототок (6.18) повторяет спектральную зависимость коэффициента поглощения света. Однако оценки показывают, что он параметрически мал по сравнению с электрическим током, обусловленным относительным сдвигом подзон размерного квантования.

### **Фототоки, обусловленные асимметрией процессов релаксации.**

Процессы релаксации носителей заряда, которые следуют за межподзонами оптическими переходами, включают в себя две стадии: рассеяние частиц из возбужденной подзоны  $e2$  в основную  $e1$  и последующую энергетическую релаксацию до термодинамического равновесия в подзоне  $e1$ . Первый из этих этапов — межподзонное рассеяние — проиллюстрировано на рис. 6.4 с наклонными стрелками. В асимметричных квантовых ямах, помещенных в продольное магнитное поле, вероятность межподзонного рассеяния электронов на фононах или примесях содержит нечетные по волновому вектору слагаемые, аналогичные нечетным по  $\mathbf{k}$  слагаемым (6.7) при внутривидовом рассеянии. Это приводит к тому, что вероятности межподзонного рассеяния электронов в конечные состояния с положительными и отрицательными значениями  $k_x$  становятся различными, что показано на рис. 6.4 с наклонными стрелками разной толщины. Очевидно, что такая асимметрия рассеяния вызывает электрический ток в подзоне  $e1$ .

Для оценки вклада в фототок, обусловленного асимметрией межподзонного рассеяния, рассмотрим переход электрона из состояния на дне возбужденной подзоны  $|e2, 0\rangle$  в состояние  $|e1, \mathbf{k}\rangle$  за счет наиболее эффективного процесса — испускания оптического фотона. Расчет с использованием волновых функций (6.11) показывает, что матричный элемент такого процесса для фре-

лиховского механизма электрон-фононного взаимодействия [5, 205] описывается выражением

$$V_{\epsilon 1, \mathbf{k}; \epsilon 2, 0}^{(+)} = \frac{C}{q} \left[ Q_{12}(q_z) + (B_x k_y - B_y k_x) \frac{\hbar e}{m^* c} \sum_{\nu \neq 1} \frac{z_{\nu 1}}{\epsilon_{1\nu}} Q_{2\nu}(q_z) \right] \delta_{\mathbf{k}, -\mathbf{q}_{\parallel}}, \quad (6.19)$$

где  $C$  — параметр, зависящий от материала,  $Q_{\nu\nu'}(q_z) = \int \varphi_{\nu}(z) \varphi_{\nu'}(z) \exp(-iq_z z) dz$ ,  $\mathbf{q} = (\mathbf{q}_{\parallel}, q_z)$  — волновой вектор фонона. В этом случае электрический ток, возникающий за счет асимметрии межподзонного рассеяния в продольном магнитном поле  $\mathbf{B} \parallel y$ , принимает вид

$$j_x = 2\tau_p^{(\epsilon 1)} \frac{e^2 B_y}{m^* c} \left( 1 - \frac{\hbar \Omega_{LO}}{\epsilon_{21}} \right) \sum_{\nu \neq 1} \frac{z_{\nu 1} \zeta_{\nu}}{\epsilon_{\nu 1}} I\eta(\hbar\omega), \quad (6.20)$$

где  $\Omega_{LO}$  — частота оптического фонона,  $\zeta_{\nu}$  — безразмерные параметры,

$$\zeta_{\nu} = \frac{\int \int \varphi_1(z) \varphi_2(z) \varphi_2(z') \varphi_{\nu}(z') \exp(-|z - z'|k) dz dz'}{\int \int \varphi_1(z) \varphi_2(z) \varphi_1(z') \varphi_2(z') \exp(-|z - z'|k) dz dz'}. \quad (6.21)$$

Заметим, что межподзонное рассеяние электронов сопровождается передачей большого волнового вектора  $k \sim \pi/a$ , поэтому этот механизм может играть важную роль в формировании фототока.

Последующая релаксация электронов к термодинамическому равновесию в подзоне  $\epsilon 1$  в продольном магнитном поле также сопровождается генерацией электрического тока. Такой релаксационный механизм магнитоиндуцированного фотогальванического эффекта, проиллюстрированный на рис. 6.4 d, подробно рассмотрен в параграфе 6.3.

Экспериментально магнитоиндуцированный фотогальванический эффект в условиях межподзонного поглощения линейно поляризованного света изучался в работе [198]. Исследовались структуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs  $n$ -типа различной толщины, выращенные на подложках (001). Фототоки возбуждались импульсным лазерным излучением с энергией кванта, соответствующей расстоянию между подзонами размерного квантования. Было

обнаружено, что спектральная зависимость линейного по магнитному полю фототока повторяет контур межподзонного поглощения света, измеренного в независимых экспериментах по оптическому пропусканию. Такое поведение свидетельствует о том, что в исследованных структурах основной вклад в фототок связан с релаксационными механизмами фотогальванического эффекта.

## 6.5 Исследование симметрии квантовых ям, выращенных вдоль $[110]$

Методы фотогальваники являются мощным инструментом характеристики полупроводниковых систем. В данном параграфе продемонстрирована возможность изучения структурной асимметрии квантовых ям путем измерения магнитоиндуцированных фототоков на примере гетероструктур, выращенных вдоль кристаллографического направления  $[110]$ .

Квантовые ямы, выращенные на подложках  $(110)$ , привлекают к себе большое внимание в связи с возможностью их использования в спинтронике, поскольку в таких структурах времена спиновой релаксации свободных носителей заряда могут быть очень длинными и достигать нескольких наносекунд [206, 207, 208, 209]. Причиной медленной спиновой релаксации является специфическая ориентация квантовых ям. В гетероструктурах  $(110)$  эффективное магнитное поле, обусловленное отсутствием центра инверсии в объемном кристалле, направлено вдоль оси роста [82], поэтому ориентированные вдоль этого направления спины не прецессируют в эффективном поле, и механизм спиновой релаксации Дьяконова–Переля подавлен. Если же структура является асимметричной, то появляются компоненты эффективного поля в плоскости квантовой ямы, обусловленные спин-орбитальным взаимодействием Рашбы [41], и время спиновой релаксации уменьшается. Таким образом контроль структурной асимметрии квантовых ям

(110) является важной задачей.

Феноменологический анализ показывает, что линейный по магнитному полю фототок, возникающий в квантовых ямах (110) вдоль направления  $x' \parallel [1\bar{1}0]$  при нормальном падении света с поляризацией  $e \parallel x'$ , описывается соотношением

$$j_{x'}/I = \lambda_{x'y'x'x'}^{(\text{SIA})} B_{y'} e_{x'}^2 + \lambda_{x'z'x'x'}^{(\text{BIA})} B_{z'} e_{x'}^2, \quad (6.22)$$

в котором параметр  $\lambda_{x'y'x'x'}^{(\text{SIA})}$  связан со структурной асимметрией квантовой ямы, а  $\lambda_{x'z'x'x'}^{(\text{BIA})}$  — с отсутствием центра инверсии в объемном материале. Асимметричные структуры содержат только одну плоскость отражения  $m_1$ , перпендикулярную оси  $x'$ , поэтому в них фототок (6.22) возникает даже в продольном магнитном поле, приложенном вдоль оси  $y' \parallel [00\bar{1}]$ . Микроскопические механизмы такого фотогальванического эффекта рассмотрены в предыдущих параграфах. Симметричные квантовые ямы (110) содержат дополнительную плоскость отражения  $m_2$ , лежащую в плоскости интерфейсов в центре ямы. Отражение в этой плоскости сохраняет компоненту  $j_{x'}$  полярного вектора электрического тока, но меняет знак у продольной компоненты  $B_{y'}$  аксиального вектора магнитного поля. Поэтому в симметричных структурах  $\lambda_{x'y'x'x'}^{(\text{SIA})} \equiv 0$ , и фототок может возникать только в присутствии магнитного поля вдоль оси роста  $z'$ . 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.

Такие эксперименты были проведены на гетероструктурах GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As (110)  $n$ -типа, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии с различным профилем легирования [210]. Пространственный профиль зоны проводимости структур и положения кремниевых  $\delta$ -слоев легирования представлены справа на рис. 6.5. Образец А представлял собой одиночный гетеропереход и обладал наибольшей асимметрией благодаря треугольному профилю электронного

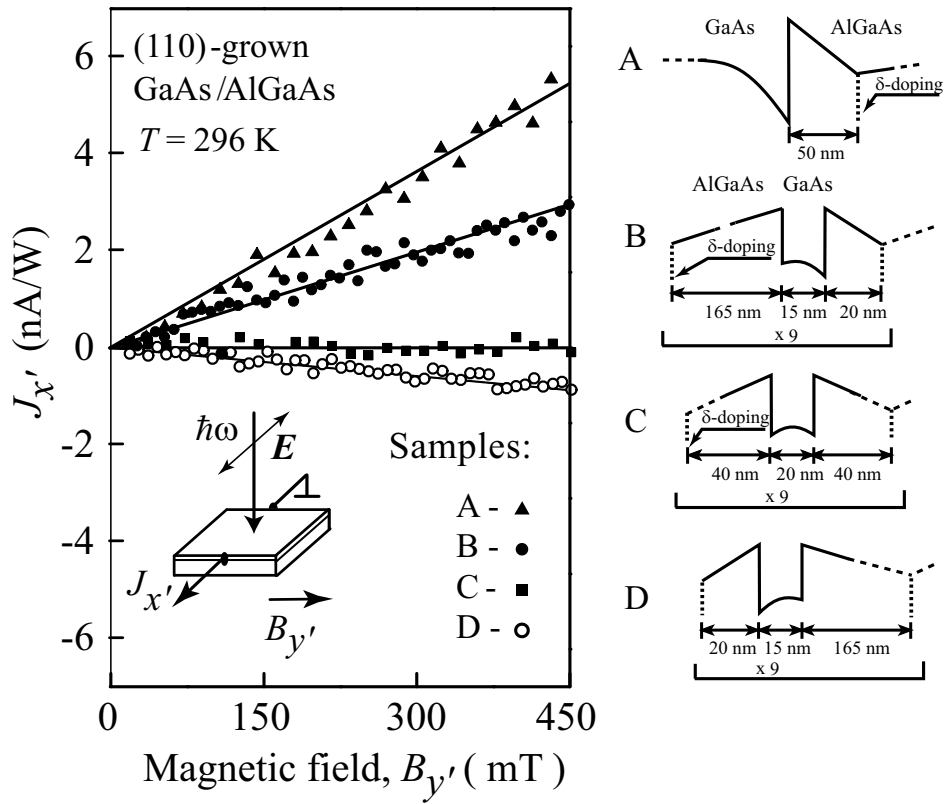


Рис. 6.5: Зависимость фототока  $J_{x'}$  от магнитного поля  $B_{y'}$  в квантовых ямах GaAs/AlGaAs  $n$ -типа, выращенных вдоль направления [110] с различными профилями легирования (см. [210]).



потенциала. В образцах В и D положения слоев легирования были сдвинуты относительно середин квантовых ям в разные стороны, что приводило к структурной асимметрии разного знака. Образец С представлял собой набор квантовых ям с симметричным профилем легирования. Фототоки возбуждались при комнатной температуре импульсным линейно поляризованным терагерцовым излучением с длиной волны  $148 \mu\text{m}$ , которое вызывало внутриподзонные оптические переходы.

На рис. 6.5 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. Поскольку магнитоиндуцированный фототок в данной геометрии эксперимента пропорционален коэффициенту структурной асимметрии  $\lambda_{x'y'x'x'}^{(\text{SIA})}$ , такое поведение говорит о том, что степени структурной асимметрии исследованных образцов различны и зависят от пространственного расположения слоев легирования. В частности, знак коэффициента  $\lambda_{x'y'x'x'}^{(\text{SIA})}$  различен для квантовых ям, легированных с разных сторон. Различие абсолютных значений величин фототоков для образцов В и D может быть связано со спецификой условий роста этих структур.

Структурная асимметрия квантовых ям вызывает спин-орбитальное взаимодействие Рашбы, которое должно приводить к уменьшению времени спиновой релаксации электронов, ориентированных вдоль оси роста структуры. Чтобы проследить такую закономерность, на образцах В, С и D были проведены эксперименты по оптической ориентации электронных спинов [210]. Структуры возбуждались циркулярно поляризованным лазерным импульсом, вызывающим межзонные оптические переходы. Спиновая поляризация электронного газа

детектировалась по повороту плоскости поляризации пробного линейно поляризованного импульса (магнитооптический эффект Керра). Было обнаружено, что время спиновой релаксации в симметричной структуре С составляет 0.64 ns и значительно превышает времена спиновой релаксации в структурах В и D, 0.33 ns и 0.2 ns соответственно.

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 [90]. 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° С, тогда как на подложках (110) — при 480° С [211]. 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 внутривозонных 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 фононах 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.

На протяжении всего времени выполнения данной работы я неизменно чувствовал поддержку и внимание своих друзей и коллег. Много дала мне работа под руководством моих учителей Е.Л. Ивченко и Н.С. Аверкиева, которые сформировали мой интерес к физике полупроводников. Я благодарен экспериментаторам С.Д. Ганичеву, В.В. Белькову и В.А. Шалыгину, совместная работа с которыми была очень приятна и плодотворна. Исключительно полезным было научное сотрудничество с И.Н. Ясиевич и В.И. Перелем. Высоко я ценю возможность общения и обсуждения различного круга вопросов с Л.Е. Голубом, М.М. Глазовым, М.Н. Нестоклоном и другими сотрудниками нашего сектора. Благодарность я также испытываю к своей семье, которая меня поддерживает.

# Приложение. Спиновое расщепление электронных состояний

Спин-орбитальное расщепление зоны проводимости в полупроводниках с решеткой цинковой обманки (точечная группа  $T_d$ ) является кубическим по волновому вектору  $\mathbf{k}$  и описывается гамильтонианом Дрессельхауза [50]

$$\hat{H}_{3D} = \gamma \left[ \hat{\sigma}_x k_x (k_y^2 - k_z^2) + \hat{\sigma}_y k_y (k_z^2 - k_x^2) + \hat{\sigma}_z k_z (k_x^2 - k_y^2) \right], \quad (6.23)$$

где  $\gamma$  — параметр, характеризующий силу спин-орбитального взаимодействия,  $\hat{\sigma}_\alpha$  ( $\alpha = x, y, z$ ) — матрицы Паули,  $x \parallel [100]$ ,  $y \parallel [010]$ ,  $z \parallel [001]$  — кубические оси кристалла.

В двумерных системах на основе таких полупроводников спиновое расщепление электронных состояний линейно по волновому вектору в плоскости интерфейсов при малых  $\mathbf{k}$ , а явный вид гамильтониана зависит от кристаллографической ориентации квантовой ямы. В частности, в структурах, выращенных вдоль  $[001]$  (группа  $C_{2v}$ ), гамильтониан спин-орбитального взаимодействия в каждой из подзон размерного квантования  $\nu$  имеет вид

$$\hat{H}_{(001)}^{(\nu)} = \gamma_D^{(\nu)} (\hat{\sigma}_x k_x - \hat{\sigma}_y k_y) + \gamma_R^{(\nu)} (\hat{\sigma}_x k_y - \hat{\sigma}_y k_x). \quad (6.24)$$

Первое слагаемое в правой части выражения (6.24) описывает линейный по  $\mathbf{k}$  вклад Дрессельхауза, который происходит из кубических по  $\mathbf{k}$  слагаемых (6.23) [82], а также может быть связан с анизотропией химических связей на

гетерограницах [83]. Второе слагаемое в правой части выражения (6.24) — вклад Рашбы, обусловленный структурной асимметрией квантовой ямы [41, 42].

В квантовых ямах, выращенных вдоль кристаллографического направления [110] (группа  $C_s$ ), линейное по волновому вектору расщепление электронных подзон описывается гамильтонианом

$$\hat{H}_{(110)}^{(\nu)} = \gamma_{x'z'}^{(\nu)} \hat{\sigma}_{z'} k_{x'} + \gamma_{x'y'}^{(\nu)} \hat{\sigma}_{x'} k_{y'} + \gamma_{y'x'}^{(\nu)} \hat{\sigma}_{y'} k_{x'} , \quad (6.25)$$

где параметры  $\gamma_{z'x'}^{(\nu)}$  связаны с отсутствием центра инверсии в объемном материале [82], а  $\gamma_{x'y'}^{(\nu)}$  и  $\gamma_{y'x'}^{(\nu)}$  отличны от нуля только в асимметричных квантовых ямах;  $x' \parallel [1\bar{1}0]$  и  $y' \parallel [00\bar{1}]$  — координаты в плоскости интерфейсов,  $z' \parallel [110]$  — ось роста структуры. Заметим, что возможное отличие  $\gamma_{x'y'}^{(\nu)}$  от  $-\gamma_{y'x'}^{(\nu)}$  в (6.25) обусловлено низкой симметрией гетерограниц.

# Литература

- [1] G. Bastard, *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*, Les Ulis: Les Editions de Physique, 1988.
- [2] P.Y. Yu, M. Cardona, *Fundamentals of semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin, 1996.
- [3] E.L. Ivchenko and G.E. Pikus, *Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena*, Springer, Berlin, 1995.
- [4] *Оптическая ориентация*, под ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера, Наука, Л., 1989.
- [5] E.L. Ivchenko, *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*, Alpha Science Int., Harrow, 2005.
- [6] *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, eds. D.D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth, Springer, Berlin, 2002.
- [7] R.H. Silsbee, Spin-orbit induced coupling of charge current and spin polarization // J. Phys.: Condens. Matter **16**, R179 (2004).
- [8] I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, Spintronics: Fundamentals and applications // Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).



- [9] A.M. Bratkovsky, Spintronic effects in metallic, semiconductor, metal–oxide and metal–semiconductor heterostructures // Rep. Prog. Phys. **71**, 026502 (2008).
- [10] Б.И. Стурман, В.М. Фридкин, *Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления*, Наука, М., 1992.
- [11] S.D. Ganichev and W. Prettl, Spin photocurrents in quantum wells // J. Phys.: Condens. Matter **15**, R935 (2003).
- [12] W.G. Clark and G. Feher, Nuclear polarization in InSb by a dc current // Phys. Rev. Lett. **10**, 134 (1963).
- [13] A.W. Overhauser, Polarization of nuclei in metals // Phys. Rev. **92**, 411 (1953).
- [14] А.В. Комаров, С.М. Рябченко, Н.И. Витриховский, Гигантское магнитное расщепление экситонной полосы отражения в кристалле ZnTe:Mn // Письма в ЖЭТФ **27**, 441 (1978).
- [15] M. Oestreich, J. Hübner, D. Hägele, P.J. Klar, W. Heimbrod, W.W. Rühle, D.E. Ashenford, B. Lunn, Spin injection into semiconductors // Appl. Phys. Lett. **74**, 1251 (1999).
- [16] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag, and L.W. Molenkamp, Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode // Nature (London) **402**, 787 (1999).
- [17] Y. Ohno, D.K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, and D. Awschalom, Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure // Nature (London) **402**, 790 (1999).

- [18] Th. Gruber, M. Keim, R. Fiederling, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, L.W. Molenkamp, and A. Waag, Electron spin manipulation using semimagnetic resonant tunneling diodes // *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1101 (2001).
- [19] A. Slobodskyy, C. Gould, T. Slobodskyy, C.R. Becker, G. Schmidt, and L.W. Molenkamp, Voltage-controlled spin selection in a magnetic resonant tunneling diode // *Phys. Rev. Lett.* **90**, 246601 (2003).
- [20] Д.А. Орлов, В.Л. Альперович, А.С. Терехов, Спин-зависимая фотоэмиссия, обусловленная скачком g-фактора электронов на интерфейсе p-GaAs(Cs,O)-вакуум // *Письма в ЖЭТФ* **83**, 525 (2006).
- [21] А.Г. Аронов, Г.Е. Пикус, Спиновая инжекция в полупроводниках // *ФТП* **10**, 1177 (1976).
- [22] S.F. Alvarado and P. Renaud, Observation of spin-polarized-electron tunneling from a ferromagnet into GaAs // *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1387 (1992).
- [23] S.F. Alvarado, Potential barrier dependence of electron spin polarization // *Phys. Rev. Lett.* **75**, 513 (1995).
- [24] V.P. LaBella, D.W. Bullock, Z. Ding, C. Emery, A. Venkatesan, W.F. Oliver, G.J. Salamo, P.M. Thibado, M. Mortazavi, Spatially resolved spin-injection probability for gallium arsenide // *Science* **292**, 1518 (2001).
- [25] G. Schmidt, D. Ferrand, L.W. Mollenkamp, A.T. Filip, and B.J. van Wees, Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor // *Phys. Rev. B* **62**, R4790 (2000).
- [26] E.I. Rashba, Theory of electrical spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem // *Phys. Rev. B* **62**, R16267 (2000).

- [27] H.J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schonherr, and K.H. Ploog, Room-temperature spin injection from Fe into GaAs // *Phys. Rev. Lett.* **87**, 016601 (2001).
- [28] P.R. Hammar and M. Johnson, Spin-dependent current transmission across a ferromagnet–insulator–two-dimensional electron gas junction // *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2591 (2001).
- [29] K.H. Ploog, Spin injection in ferromagnet-semiconductor heterostructures at room temperature (invited) // *J. Appl. Phys.* **91**, 7256 (2002).
- [30] A. Hanbicki, O.M.J. Van Erve, R. Magno, G. Kioseoglou, C.H. Li, B.T. Jonker, G. Itskos, R. Mallory, M. Yasar, and A. Petrou, Analysis of the transport process providing spin injection through an Fe/AlGaAs Schottky barrier // *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4092 (2003).
- [31] O.M.J. van 't Erve, A.T. Hanbicki, M. Holub, C.H. Li, C. Awo-Affouda, P.E. Thompson, and B.T. Jonker, Electrical injection and detection of spin-polarized carriers in silicon in a lateral transport geometry // *Appl. Phys. Lett.* **91**, 212109 (2007).
- [32] V.F. Motsnyi, J. De Boeck, J. Das, W. Van Roy, G. Borghs, E. Goovaerts, V.I. Safarov, Electrical spin injection in a ferromagnet/tunnel barrier/semiconductor heterostructure // *Appl. Phys. Lett.* **81**, 265 (2002).
- [33] V.F. Motsnyi, P. Van Dorpe, W. Van Roy, E. Goovaerts, V.I. Safarov, G. Borghs, and J. De Boeck, Optical investigation of electrical spin injection into semiconductors // *Phys. Rev. B* **68**, 245319 (2003).
- [34] X. Jiang, R. Wang, S. van Dijken, R. Shelby, R. Macfarlane, G.S. Solomon, J. Harris, and S.S.P. Parkin, Optical Detection of Hot-Electron Spin Injection

- into GaAs from a Magnetic Tunnel Transistor Source // Phys. Rev. Lett. **90**, 256603 (2003).
- [35] G. Salis, R. Wang, X. Jiang, R.M. Shelby, S.S.P. Parkin, S.R. Bank, J.S. Harris, Temperature independence of the spin-injection efficiency of a MgO-based tunnel spin injector // Appl. Phys. Lett. **87**, 262503 (2005).
- [36] X. Jiang, R. Wang, R.M. Shelby, R.M. Macfarlane, S.R. Bank, J.S. Harris, and S.S.P. Parkin, Highly spin-polarized room-temperature tunnel injector for semiconductor spintronics using MgO(100) // Phys. Rev. Lett. **94**, 056601 (2005).
- [37] A. Zakharova, F.T. Vasko, V. Ryzhii, Spin orientation due to longitudinal current and interband tunnelling in narrow-gap heterostructures // J. Phys.: Condensed Matter **6**, 7537 (1994).
- [38] A. Voskoboynikov, S.S. Liu, and C.P. Lee, Spin-dependent electronic tunneling at zero magnetic field // Phys. Rev. B **58**, 15397 (1998)
- [39] Э.И. Рашба, Свойства полупроводников с петлей экстремумов. I. Циклотронный и комбинированный резонанс в магнитном поле, перпендикулярном плоскости петли // ФТТ **2**, 1224 (1960).
- [40] Ф.Т. Васько, Н.А. Прима, Спиновое расщепление спектра двумерных электронов // ФТТ **21**, 1734 (1979).
- [41] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба, Свойства двумерного электронного газа со снятым вырождением спектра // Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
- [42] Л.Г. Герчиков, А.В. Субашиев, Спиновое расщепление подзон размерного квантования в несимметричных гетероструктурах // ФТП **26**, 131 (1992).

- [43] A. Voskoboynikov, S.S. Liu, and C.P. Lee, Spin-dependent tunneling in double-barrier semiconductor heterostructures // *Phys. Rev. B* **59**, 12514 (1999).
- [44] E.A. de Andrada e Silva, G.C. La Rocca, Electron-spin polarization by resonant tunneling // *Phys. Rev. B* **59**, R15583 (1999).
- [45] A. Voskoboynikov, S.S. Liu, C.P. Lee, and O. Tretyak, Spin-polarized electronic current in resonant tunneling heterostructures // *J. Appl. Phys.* **87**, 387 (2000).
- [46] D.Z.-Y. Ting and X. Cartoixa, Resonant interband tunneling spin filter // *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4198 (2002).
- [47] T. Koga, J. Nitta, H. Takayanagi, and S. Datta, Spin-filter device based on the Rashba effect using a nonmagnetic resonant tunneling diode // *Phys. Rev. Lett.* **88**, 126601 (2002).
- [48] C.-E. Shang, Y. Guo, and X.-Y. Chen, Asymmetric effect on spin polarization in a spin-filter device using nonmagnetic triple-barrier structure // *J. Appl. Phys.* **96**, 3339 (2004).
- [49] 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).
- [50] G. Dresselhaus, Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures // *Phys. Rev.* **100**, 580 (1955).
- [51] 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 (2003).

- [52] 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).
- [53] 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 (2004).
- [54] 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 (2005).
- [55] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, S.N. Danilov, J. Eroms, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, Conversion of spin into directed electric current in quantum wells // Phys. Rev. Lett. **86**, 4358 (2001).
- [56] М.И. Дьяконов, В.И. Перель, О возможности ориентации электронных спинов током // Письма в ЖЭТФ **13**, 657 (1971).
- [57] В.Н. Абакумов, И.Н. Ясиевич, Аномальный эффект Холла для поляризованных электронов в полупроводниках // ЖЭТФ **61**, 2517 (1972).
- [58] J.E. Hirsch, Spin Hall effect // Phys. Rev. Lett. **83**, 1834 (1999).
- [59] Y. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, and D.D. Awschalom, Observation of the spin Hall effect in semiconductors // Science **306**, 1910 (2004).
- [60] J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, and T. Jungwirth, Experimental observation of the spin-Hall effect in a two-dimensional spin-orbit coupled semiconductor system // Phys. Rev. Lett. **94**, 47204 (2005).

- [61] S.O. Valenzuela and M. Tinkham, Direct electronic measurement of the spin Hall effect // Nature **442**, 176 (2006).
- [62] J.N. Chazalviel and I. Solomon, Experimental evidence of the anomalous Hall effect in a nonmagnetic semiconductor // Phys. Rev. Lett. **29**, 1676 (1972).
- [63] А.А. Бакун, Б.П. Захарченя, А.А. Рогачев, М.Н. Ткачук, В.Г. Флейшер, Обнаружение поверхностного фототока, обусловленного оптической ориентацией электронов в полупроводнике // Письма в ЖЭТФ **40**, 464 (1984).
- [64] M.J. Stevens, A.L. Smirl, R.D.R. Bhat, A. Najmaie, J.E. Sipe, and H.M. van Driel, Quantum interference control of ballistic pure spin currents in semiconductors // Phys. Rev. Lett. **90**, 136603 (2003).
- [65] J. Hübner, W.W. Rühle, M. Klude, D. Hommel, R.D.R. Bhat, J.E. Sipe, and H.M. van Driel, Direct observation of optically injected spin-polarized currents in semiconductors // Phys. Rev. Lett. **90**, 216601 (2003).
- [66] H.M. van Driel, J.E. Sipe, and A.L. Smirl, Coherence control of electron spin currents in semiconductors // phys. stat. sol. (b) **243**, 2278 (2006).
- [67] М.В. Энтин, Теория когерентного фотогальванического эффекта // ФТП **23**, 1066 (1989).
- [68] R.D.R. Bhat and J.E. Sipe, Optically injected spin currents in semiconductors // Phys. Rev. Lett. **85**, 5432 (2000).
- [69] D.H. Marti, M.-A. Dupertuis, and B. Deveaud, Dynamics of optical injection of charge and spin currents in quantum wells // Phys. Rev. B **69** 35335 (2004).

- [70] H.T. Duc, T. Meier, and S.W. Koch, Microscopic analysis of the coherent optical generation and the decay of charge and spin currents in semiconductor heterostructures // *Phys. Rev. Lett.* **95**, 086606 (2005).
- [71] R.D.R. Bhat, F. Nastos, A. Najmaie, and J.E. Sipe, Pure spin current from one-photon absorption of linearly polarized light in noncentrosymmetric semiconductors // *Phys. Rev. Lett.* **94**, 96603 (2005).
- [72] S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, Pure spin photocurrents in low-dimensional structures // *Письма в ЖЭТФ* **81**, 292 (2005).
- [73] 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).
- [74] E.I. Rashba, Spin currents, spin populations, and dielectric function of noncentrosymmetric semiconductors // *Phys. Rev. B* **70**, 161201 (2004).
- [75] Q.-F. Sun, X.C. Xie, J. Wang, Persistent spin current in nanodevices and definition of the spin current // *Phys. Rev. B* **77**, 035327 (2008).
- [76] I. D'Amico and G. Vignale, Theory of spin Coulomb drag in spin-polarized transport // *Phys. Rev. B* **62**, 4853 (2000).
- [77] C.P. Weber, N. Gedik, J.E. Moore, J. Orenstein, J. Stephens, and D.D. Awschalom, Observation of spin Coulomb drag in a two-dimensional electron gas // *Nature* **437**, 1330 (2005).
- [78] М.М. Глазов, Е.Л. Ивченко, Прецессионный механизм спиновой релаксации при частых электрон-электронных столкновениях // *Письма в ЖЭТФ* **75**, 476 (2002).



- [79] W.J.H. Leyland, G.H. John, R.T. Harley, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, D.A. Ritchie, I. Farrer, A.J. Shields, and M. Henini, Enhanced spin-relaxation time due to electron-electron scattering in semiconductor quantum wells // *Phys. Rev. B* **75**, 165309 (2007).
- [80] R. Winkler, *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, Springer-Verlag, Berlin, 2003.
- [81] Г.Е. Пикус, В.А. Марущак, А.Н. Титков, Спиновое расщепление зон и спиновая релаксация носителей в кубических кристаллах  $A^{III}B^V$  (обзор) // *ФТП* **22**, 185 (1988).
- [82] М.И. Дьяконов, В.Ю. Качоровский, Спиновая релаксация двумерных электронов в полупроводниках без центра инверсии // *ФТП* **20**, 178 (1986).
- [83] U. Rössler, J. Kainz, Microscopic interface asymmetry and spin-splitting of electron subbands in semiconductor quantum structures // *Solid State Commun.* **121**, 313 (2002).
- [84] M.O. Nestoklon, L.E. Golub, and E.L. Ivchenko, Spin and valley-orbit splittings in SiGe/Si heterostructures // *Phys. Rev. B* **73**, 235334 (2006).
- [85] B. Jusserand, D. Richards, G. Allan, C. Priester, and B. Etienne, Spin orientation at semiconductor heterointerfaces // *Phys. Rev. B* **51**, 4707 (1995).
- [86] D. Richards, B. Jusserand, G. Allan, C. Priester, B. Etienne, Electron spin-flip Raman scattering in asymmetric quantum wells: Spin orientation // *Solid-State Electron.* **40**, 127 (1996).
- [87] W. Кнар, С. Skierbiszewski, А. Zduniak, Е. Litwin-Staszewska, D. Bertho, F. Kobbi, J.L. Robert, G.E. Pikus, F.G. Pikus, S.V. Iordanskii, V. Mosser,

- K. Zekenes, and Yu.B. Lyanda-Geller, Weak antilocalization and spin precession in quantum wells // Phys. Rev. B **53**, 3912 (1996).
- [88] J.B. Miller, D.M. Zumbühl, C.M. Marcus, Yu.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 (2004).
- [89] S.D. Ganichev, P. 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, W. Prettl, Spin-galvanic effect due to optical spin orientation in *n*-type GaAs quantum well structures // Phys. Rev. B **68**, 081302 (2003).
- [90] 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).
- [91] N.S. Averkiev, L.E. Golub, A.S. Gurevich, V.P. Evtikhiev, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, A.S. Shkolnik, and Yu.P. Efimov, Spin-relaxation anisotropy in asymmetrical (001) Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells from Hanle-effect measurements: Relative strengths of Rashba and Dresselhaus spin-orbit coupling // Phys. Rev. B **74**, 033305 (2006).
- [92] L. Meier, G. Salis, I. Shorubalko, E. Gini, S. Schon, and K. Ensslin, Measurement of Rashba and Dresselhaus spin-orbit magnetic fields // Nature Phys. **4**, 77 (2008).
- [93] S.A. Tarasenko, Optical orientation of electron spins by linearly polarized light // Phys. Rev. B **72**, 113302 (2005).

- [94] S.A. Tarasenko and E.L. Ivchenko, Spin orientation and spin currents induced by linearly polarized light // Proc. ICPS-28, AIP Conf. Proc. **893**, 1331 (2007).
- [95] Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус, Циркулярный фотогальванический эффект в деформированных негиротропных кристаллах // ФТТ **31**(12), 77 (1989).
- [96] J.B. Khurgin, Quantum interference control of electrical currents and THz radiation in optically excited zinc-blende quantum wells // Phys. Rev. B **73**, 033317 (2006).
- [97] J.-M. Jancu, R. Scholz, E.A. de Andrada e Silva, and G.C. La Rocca, Atomistic spin-orbit coupling and k-p parameters in III-V semiconductors // Phys. Rev. B **72**, 193201 (2005).
- [98] P. Pfeffer and W. Zawadzki, Five-level k-p model for the conduction and valence bands of GaAs and InP // Phys. Rev. B **53**, 12813 (1996).
- [99] Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, *Оптические свойства наноструктур*, Наука, СПб., 2001.
- [100] S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, P. Schneider, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Wegscheider, D. Weiss, D. Schuh, E.V. Beregin, and W. Prettl, Resonant inversion of the circular photogalvanic effect in n-doped quantum wells // Phys. Rev. B **68**, 035319 (2003).
- [101] С.А. Тарасенко, Оптическая ориентация линейно поляризованным светом при межподзонных переходах в квантовых ямах // ФТТ **49**, 1704 (2007).
- [102] R.Q. Yang, J.M. Xu, and M. Sweeny, Selection rules of intersubband transitions in conduction-band quantum wells // Phys. Rev. B **50**, 7474 (1994).

- [103] R.J. Warburton, C. Gauer, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, B. Brar, and H. Kroemer, Intersubband resonances in InAs/AlSb quantum wells: Selection rules, matrix elements, and the depolarization field // *Phys. Rev. B* **53**, 7903 (1996).
- [104] 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 (2006).
- [105] E. Towe, L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, Yu.V. Kochegarov, D.A. Firsov, D.V. Donetsky, Hot-electron far-infrared intrasubband absorption and emission in quantum wells // *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2930 (1999).
- [106] N.S. Averkiev, L.E. Golub, and M. Willander, Spin relaxation anisotropy in two-dimensional semiconductor systems // *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, R271 (2002).
- [107] Е.Л. Ивченко, С.А. Тарасенко, Монополярная оптическая ориентация электронных спинов в объемных полупроводниках и гетероструктурах // *ЖЭТФ* **126**, 426 (2004).
- [108] H.-A. Engel, B.I. Halperin, and E.I. Rashba, Theory of spin Hall conductivity in n-doped GaAs // *Phys. Rev. Lett.* **95**, 166605 (2005).
- [109] S.A. Tarasenko, Spin orientation of a two-dimensional electron gas by a high-frequency electric field // *Phys. Rev. B* **73**, 115317 (2006).
- [110] V.V. Bel'kov, S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Weber, S. Giglberger, M. Olteanu, P. Tranitz, S.N. Danilov, P. Schneider, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, Magneto-gyrotropic photogalvanic effects in semiconductor quantum wells // *J. Phys.: Condens. Matter* **17**, 3405 (2005).

- [111] S.D. Ganichev, S.N. Danilov, V.V. Bel'kov, S. Giglberger, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, D. Weiss, W. Jantsch, F. Schäffler, D. Gruber, W. Prettl, Pure spin currents induced by spin-dependent scattering processes in SiGe quantum well structures // Phys. Rev. B **75**, 155317 (2007).
- [112] T. Ando, A.B. Fowler, and F. Stern, Electronic properties of two-dimensional systems // Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
- [113] G. Lampel, Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors // Phys. Rev. Lett. **20**, 491 (1968).
- [114] R.R. Parsons, Band-to-band optical pumping in solids and polarized photoluminescence // Phys. Rev. Lett. **23**, 1152 (1969).
- [115] А.И. Екимов, В.И. Сафаров, Оптическая ориентация носителей при межзонных переходах в полупроводниках // Письма в ЖЭТФ **12**, 293 (1970).
- [116] Б.П. Захарченя, В.Г. Флейшер, Р.И. Джигоев, Эффект оптической ориентации электронных спинов в кристалле GaAs // Письма в ЖЭТФ **13**, 195 (1971).
- [117] В.Л. Берковец, А.И. Екимов, В.И. Сафаров, Оптическая ориентация в системе электронов и ядер решетки в полупроводниках. Эксперимент // ЖЭТФ **65**, 346 (1973).
- [118] М.И. Дьяконов, В.И. Перель, Оптическая ориентация в системе электронов и ядер решетки в полупроводниках. Теория // ЖЭТФ **65**, 362 (1973).
- [119] C. Hermann, G. Lampel, Measurement of the  $g$ -factor of conduction electrons by optical detection of spin resonance in  $p$ -type semiconductors // Phys. Rev. Lett. **27**, 373 (1971).

- [120] М.И. Дьяконов, В.И. Перель, О возможности оптической ориентации равновесных электронов в полупроводниках // Письма в ЖЭТФ **13**, 206 (1971).
- [121] А.И. Екимов, В.И. Сафаров, Наблюдение оптической ориентации равновесных электронов в полупроводниках  $n$ -типа // Письма в ЖЭТФ **13**, 251 (1971).
- [122] D.T. Pierce, F. Meier, and P. Zürcher, Negative electron affinity GaAs: A new source of spin-polarized electrons // Appl. Phys. Lett. **26**, 670 (1975).
- [123] В.Л. Альперович, В.П. Белиничер, В.Н. Новиков, А.С. Терехов, Поверхностный фотогальванический эффект в арсениде галлия // Письма в ЖЭТФ **31**, 581 (1980).
- [124] S.A. Crooker, J.J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth, and D.D. Awschalom, Terahertz spin precession and coherent transfer of angular momenta in magnetic quantum wells // Phys. Rev. Lett. **77**, 2814 (1996).
- [125] R.S. Britton, T. Grevatt, A. Malinowski, R.T. Harley, P. Perozzo, A.R. Cameron, and A. Miller, Room temperature spin relaxation in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells // Appl. Phys. Lett. **73**, 2140 (1998).
- [126] И.А. Меркулов, В.И. Перель, М.Е. Портной, Выстраивание импульсов и ориентация спинов фотовозбужденных электронов в квантовых ямах // ЖЭТФ **99**, 1202 (1990).
- [127] И.А. Акимов, Д.Н. Мирлин, В.И. Перель, В.Ф. Сапега, Выстраивание импульсов и ориентация спинов фотовозбужденных электронов в GaAs при переходе от двумерных к трехмерным структурам // ФТП **35**, 758 (2001).

- [128] А.М. Данишевский, Е.Л. Ивченко, С.Ф. Кочегаров, В.К. Субашиев, Оптическая ориентация по спину и выстраивание импульсов дырок в  $p$ -InAs // ФТТ **27**, 710 (1985).
- [129] P. Schneider, J. Kainz, S.D. Ganichev, U. Rössler, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl, V.V. Bel'kov, M.M. Glazov, L.E. Golub and D. Schuh, Spin relaxation times of two-dimensional holes from spin sensitive bleaching of intersubband absorption // J. Appl. Phys. **96**, 420 (2004).
- [130] V.M. Edelstein, Inverse Faraday effect in conducting crystals caused by a broken mirror symmetry // Phys. Rev. Lett. **80**, 5766 (1998).
- [131] B.N. Murdin, K. Litvinenko, D.G. Clarke, C.R. Pidgeon, P. Murzyn, P.J. Phillips, D. Carder, G. Berden, B. Redlich, A.F.G. van der Meer, S. Clowes, J.J. Harris, L.F. Cohen, T. Ashley, and L. Buckle, Spin relaxation by transient monopolar and bipolar optical orientation // Phys. Rev. Lett. **96**, 096603 (2006).
- [132] G.M.H. Knippels, X. Yan, A.M. MacLeod, W.A. Gillespie, M. Yasumoto, D. Oepts, and A.F.G. van der Meer, Generation and complete electric-field characterization of intense ultrashort tunable far-infrared laser pulses // Phys. Rev. Lett. **83**, 1578 (1999).
- [133] S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, W. Prettl, Spin-galvanic effect // Nature **417**, 153 (2002).
- [134] 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 tran-

- sitions in QWs // *J. Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism* **16**, 419 (2003).
- [135] Г.Г. Зегря, В.Е. Перлин, Внутризонное поглощение света в квантовых ямах за счет электрон-электронных столкновений // *ФТП* **32**, 466 (1998).
- [136] E.O. Kane, Band structure of indium antimonide // *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 249 (1957).
- [137] Р.А. Сурис, Пограничные состояния в гетеропереходах // *ФТП* **20**, 2008 (1986).
- [138] S.A. Tarasenko, Spin orientation by linearly polarized light in quantum wells // *physica status solidi (c)* **3**, 4275 (2006).
- [139] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Физматлит, М., 2001.
- [140] М.И. Дьяконов, В.И. Перель, Спиновая релаксация электронов проводимости в полупроводниках без центра инверсии // *ФТТ* **13**, 3581 (1971).
- [141] V.K. Kalevich, V.L. Korenev and I.A. Merkulov, Nonequilibrium spin and spin flux in quantum films of GaAs-type semiconductors // *Solid State Commun.* **91**, 559 (1994).
- [142] W.A.J.A. van der Poel, A.L.G.J. Severens, and C.T. Foxon, Quantum beats in the excitation emission of type II GaAs/AlAs quantum wells // *Opt. Commun.* **76**, 116 (1990).
- [143] E.L. Ivchenko, V.P. Kochereshko, A.Yu. Naumov, I.N. Uraltsev, Magnetic-field-effects on photoluminescence polarization in type II GaAs/AlAs superlattices // *Superlattices and Microstructures* **10**, 497 (1991).



- [144] R.I. Dzhioev, H.M. Gibbs, E.L. Ivchenko, G. Khitrova, V.L. Korenev, M.N. Tkachuk, and B.P. Zakharchenya, Determination of interface preference by observation of linear-to-circular polarization conversion under optical orientation of excitons in type-II GaAs/AlAs superlattices // *Phys. Rev. B* **56**, 13405 (1997).
- [145] Л.И. Магарилл, А.В. Чаплик, Фотоиндуцированный магнетизм баллистических наноструктур // *Письма в ЖЭТФ* **70**, 607 (1999).
- [146] A.D. Wieck, H. Sigg, and K. Ploog, Observation of resonant photon drag in a two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. Lett.* **64**, 463 (1990).
- [147] 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 (2006).
- [148] S.A. Tarasenko, Thermal orientation of electron spins // *ФТП* **42**, 982 (2008).
- [149] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, Новый фотогальванический эффект в гиротропных кристаллах // *Письма в ЖЭТФ* **27**, 640 (1978).
- [150] А.Г. Аронов, Ю.Б. Лянда-Геллер, Ядерный электрический резонанс и ориентация спинов носителей электрическим полем // *Письма в ЖЭТФ* **50**, 398 (1989).
- [151] А.Г. Аронов, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус, Спиновая поляризация электронов электрическим током // *ЖЭТФ* **100**, 973 (1991).

- [152] V.M. Edelstein, Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems // *Solid State Commun.* **73**, 233 (1990).
- [153] A.V. Chaplik, M.V. Entin, and L.I. Magarill, Spin orientation of electrons by lateral electric field in 2D system without inversion symmetry // *Physica E* **13**, 744 (2002).
- [154] O.E. Raichev, Frequency dependence of induced spin polarization and spin current in quantum wells // *Phys. Rev. B* **75**, 205340 (2007).
- [155] Л.Е. Воробьев, Л.Е. 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).
- [156] Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, and D.D. Awschalom, Current-induced spin polarization in strained semiconductors // *Phys. Rev. Lett.* **93**, 176601 (2004).
- [157] A.Yu. Silov, P.A. Blajnov, J.H. Wolter, R. Hey, K.H. Ploog, and N.S. Averkiev, Current-induced spin polarization at a single heterojunction // *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5929 (2004).
- [158] S.D. Ganichev, S.N. Danilov, Petra Schneider, V.V. Bel'kov, L.E. Golub, W. Wegscheider, D. Weiss, and W. Prettl, Electric current-induced spin orientation in quantum well structures // *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, 127 (2006).
- [159] S.A. Tarasenko, Scattering induced spin orientation and spin currents in gyrotropic structures // *Письма в ЖЭТФ* **84**, 233 (2006).

- [160] S.A. Tarasenko, Spin orientation of free carriers by dc and high-frequency electric field in quantum wells // *Physica E* **40**, 1614 (2008).
- [161] Л.Е. Голуб, Новый механизм спин-гальванического эффекта // *Письма в ЖЭТФ* **85**, 479 (2007).
- [162] С.М. Рывкин, *Фотоэлектрические явления в полупроводниках*, Физматгиз, М., 1963.
- [163] С. Зи, *Физика полупроводниковых приборов. В 2-х книгах*. Мир, М., 1984.
- [164] И.Д. Ярошецкий, С.М. Рывкин, Увлечение электронов фотонами в полупроводниках, в сб. *Проблемы современной физики*, под ред. В.М. Тучкевича, В.Я. Френкеля, Наука, Л., 1980.
- [165] A.F. Gibson and M.F. Kimmitt, in *Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 3, Detection of Radiation, eds. K.J. Button, Academic Press, N.Y., 1980.
- [166] А.М. Данишевский, А.А. Кастальский, С.М. Рывкин, И.Д. Ярошецкий, Увлечение свободных носителей фотонами при прямых межзонных переходах в полупроводниках // *ЖЭТФ* **58**, 544 (1970).
- [167] A.F. Gibson, M.F. Kimmitt, and A.C. Walker, Photon drag in germanium // *Appl. Phys. Lett.* **17**, 75 (1970).
- [168] А.П. Дмитриев, С.А. Емельянов, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Я.В. Терентьев, И.Д. Ярошецкий, Фототок увлечения в двумерном электронном газе в области циклотронного резонанса и его первой субгармоники // *Письма в ЖЭТФ* **54**, 460 (1991).
- [169] S. Luryi, Photon-drag effect in intersubband absorption by a two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2263 (1987).

- [170] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, Фотогальванические эффекты в полупроводниках, в сб. *Проблемы современной физики*, под ред. В.М. Тучкевича, В.Я. Френкеля, Наука, Л., 1980.
- [171] В.И. Белиничер, Б.И. Стурман, Фотогальванический эффект в средах без центра инверсии // УФН **130**, 415 (1980).
- [172] A.M. Glass, D. von der Linde, and T.J. Negran, High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in  $\text{LiNbO}_3$  // Appl. Phys. Lett. **25**, 233 (1974).
- [173] Э.М. Баскин, Л.И. Магарилл, М.В. Энтин, Фотогальванический эффект в кристаллах без центра инверсии // ФТТ **20**, 2432 (1978).
- [174] V.I. Belinicher, Space-oscillating photocurrent in crystals without symmetry center // Phys. Lett. A **66**, 213 (1978).
- [175] В.М. Аснин, 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).
- [176] Н.С. Аверкиев, В.М. Аснин, А.А. Бакун, А.М. Данишевский, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, А.А. Рогачев, Циркулярный фотогальванический эффект в теллуре. I. Теория // ФТП **18**, 639 (1984).
- [177] Н.С. Аверкиев, В.М. Аснин, А.А. Бакун, А.М. Данишевский, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, А.А. Рогачев, Циркулярный фотогальванический эффект в теллуре. II. Эксперимент // ФТП **18**, 648 (1984).
- [178] V.V. Bel'kov, S.D. Ganichev, Petra Schneider, C. Back, M. Oestreich, J. Rudolph, D. Hägele, L.E. Golub, W. Wegscheider, and W. Prettl, Circular photogalvanic

- effect at inter-band excitation in semiconductor quantum wells // *Solid State Commun.* **128**, 283 (2003).
- [179] M. Bieler, N. Laman, H.M. van Driel, and A.L. Smirl, Ultrafast spin-polarized electric currents injected in a strained zinc blende semiconductor by single color pulses // *Appl. Phys. Lett.* **86**, 061102 (2005).
- [180] C.L. Yang, H.T. He, L. Ding, L.J. Cui, Y.P. Zeng, J.N. Wang, and W.K. Ge, Spin photocurrent and converse spin polarization induced in a InGaAs/InAlAs two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. Lett.* **96**, 186605 (2006).
- [181] H. Diehl, V.A. Shalygin, V.V. Bel'kov, Ch. Hoffmann, S.N. Danilov, T. Herle, 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 (2007).
- [182] S.A. Tarasenko, Orbital mechanism of the circular photogalvanic effect in quantum wells // *Письма в ЖЭТФ* **85**, 216 (2007).
- [183] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин, Фотогальванический эффект в размерно-квантованных системах // *Поверхность* **1**, 74 (1982).
- [184] Е.Л. Ивченко, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус, Ток термализованных носителей, ориентированных по спину // *ЖЭТФ* **98**, 989 (1990).
- [185] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин, Фотогальванический эффект в инверсионном канале на вицинальной грани // *ФТТ* **31**(8), 37 (1989).
- [186] P. Olbrich, D. Plohmann, C. Reitmaier, J. Karch, V. Lechner, S.A. Tarasenko, Z.D. Kvon, S.D. Ganichev, Observation of the circular and linear photogalvanic

- effects in Si-MOSFETs // 29th Int. Conf. Phys. Semicond. (Rio de Janeiro, 2008), Abstracts, p. 369.
- [187] 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).
- [188] В.И. Белиничер, О механизмах циркулярного эффекта увлечения // ФТТ **23**, 3461 (1981).
- [189] S.D. Ganichev and W. Prettl, *Intense Terahertz Excitation of Semiconductors*, Oxford University Press, Oxford, 2006.
- [190] А.В. Андрианов, И.Д. Ярошецкий, Индуцированный магнитным полем циркулярный фотогальванический эффект в полупроводниках // Письма в ЖЭТФ **40**, 131 (1984).
- [191] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, Оптическая ориентация спинов свободных носителей и фотогальванические эффекты в гиротропных кристаллах // Изв. Акад. наук СССР, физ. сер. **47**, 2369 (1983).
- [192] А.А. Горбацевич, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, Асимметричные наноструктуры в магнитном поле // Письма в ЖЭТФ **57**, 565 (1993).
- [193] О.В. Кибис, Новые эффекты электрон-фононного взаимодействия в квазидвумерных структурах в магнитном поле // ЖЭТФ **115**, 959 (1999).
- [194] Ю.А. Алещенко, И.Д. Воронова, С.П. Гришечкина, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, И.В. Кучеренко, В.И. Кадушхин, С.И. Фомичев, Индуцированный магнитным полем фотогальванический эффект в

- асимметричной системе квантовых ям // Письма в ЖЭТФ **58**, 377 (1993).
- [195] И.В. Кучеренко, Л.К. Водопьянов, В.И. Кадушкин, Фотогальванический эффект в асимметричной наноструктуре GaAs/AlGaAs при лазерном возбуждении // ФТП **31**, 872 (1997).
- [196] Л.И. Магарилл, Фотогальванический эффект в двумерных системах в параллельном магнитном поле // ФТТ **32**, 3558 (1990).
- [197] А.П. Дмитриев, С.А. Емельянов, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Я.В. Терентьев, И.Д. Ярошецкий, Гигантский фототок в двумерных структурах в магнитном поле параллельном 2D-слою // Письма в ЖЭТФ **54**, 279 (1991).
- [198] H. Diehl, V.A. Shalygin, S.N. Danilov, S.A. Tarasenko, V.V. Bel'kov, D. Schuh, W. Wegscheider, W. Prettl, S.D. Ganichev, Magneto-gyrotropic photogalvanic effects due to inter-subband absorption in quantum wells // J. Phys.: Condens. Matter **19**, 436232 (2007).
- [199] L.V. Kulik, I.V. Kukushkin, V.E. Kirpichev, K. v. Klitzing, and K. Eberl, Magnetic-field-induced dispersion anisotropy of intersubband excitations in an asymmetrical quasi-two-dimensional electron system // Phys. Rev. B **61**, 1712 (2000).
- [200] B.M. Ashkinadze, E. Linder, E. Cohen, and L.N. Pfeiffer, Effect of an in-plane magnetic field on the photoluminescence spectrum of modulation-doped quantum wells and heterojunctions // Phys. Rev. B **71**, 045303 (2005).
- [201] S.A. Tarasenko, Electron scattering in quantum wells subjected to an in-plane magnetic field // Phys. Rev. B **77**, 085328 (2008).

- [202] A.G. Pogosov, M. V. Budantsev, O.V. Kibis, A. Pouydebasque, D.K. Maude, J.C. Portal, Thermomagnetic effect in a two-dimensional electron gas with an asymmetric quantizing potential // *Phys. Rev. B* **61**, 15603 (2000).
- [203] J.K. Furdyna, Diluted magnetic semiconductors // *J. Appl. Phys.* **64**, R29 (1988).
- [204] A.A. Sirenko, T. Ruf, M. Cardona, D.R. Yakovlev, W. Ossau, A. Waag, and G. Landwehr, Electron and hole  $g$  factors measured by spin-flip Raman scattering in CdTe/Cd<sub>1-x</sub>Mg<sub>x</sub>Te single quantum wells // *Phys. Rev. B* **56**, 2114 (1997).
- [205] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.Л. Зерова, Д.А. Фирсов, Разогрев электронов сильным продольным электрическим полем в квантовых ямах // *ФТП* **37**, 604 (2003).
- [206] Y. Ohno, R. Terauchi, T. Adachi, F. Matsukura, and H. Ohno, Spin relaxation in GaAs(110) quantum wells // *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4196 (1999).
- [207] O.Z. Karimov, G.H. John, and R.T. Harley, W.H. Lau, M.E. Flatte, M. Henini, and R. Airey, High temperature gate control of quantum well spin memory // *Phys. Rev. Lett.* **91**, 246601 (2003).
- [208] S. Dohrmann, D. Hagele, J. Rudolph, M. Bichler, D. Schuh, and M. Oestreich, Anomalous spin dephasing in (110) GaAs quantum wells: Anisotropy and inter-subband effects // *Phys. Rev. Lett.* **93**, 147405 (2004).
- [209] K.C. Hall, K. Gundodu, J.L. Hicks, A.N. Kocbay, M.E. Flatte, T.F. Boggess, K. Holabird, A. Hunter, D.H. Chow, and J.J. Zinck, Room-temperature electric-field controlled spin dynamics in (110) InAs quantum wells // *Appl. Phys. Lett.* **86**, 202114 (2005).



- [210] 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 (2008).
- [211] 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).