

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ

Российской академии наук

на правах рукописи

Будкин Григорий Владимирович

**ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ И
НЕЛИНЕЙНЫЙ ТРАНСПОРТ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ
И ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ**

Специальность:

01.04.02 - теоретическая физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

научный руководитель:

доктор физико-математических наук

С. А. Тарасенко

Санкт-Петербург

2017

Оглавление

Введение	3
1 Фотогальванические эффекты в условиях циклотронного резонанса	10
1.1 Введение	10
1.2 Перпендикулярное магнитное поле	13
1.3 Наклонное магнитное поле	20
1.4 Энергетическая релаксация электронов	25
1.5 Краткие итоги	30
2 Поверхностные фототоки в объемных топологических изоляторах	31
2.1 Введение	31
2.2 Спектр и волновые функции поверхностных носителей заряда	33
2.3 Модель генерации поверхностных фототоков	39
2.4 Сравнение с экспериментом	44
2.5 Краткие итоги	47
3 Эффект увлечения двумерных носителей заряда фотонами в условиях циклотронного резонанса	49

3.1	Введение	49
3.2	Симметричный анализ	51
3.3	Микроскопическая теория	53
3.4	Сравнение с экспериментом	57
3.5	Краткие итоги	63
4	Спиновые и электрические фототоки в низкосимметричных квантовых ямах	64
4.1	Введение	64
4.2	Параболический спектр носителей заряда	66
4.3	Фототоки в системе безмассовых дираковских фермионов	71
4.4	Сравнение с экспериментом	77
4.5	Краткие итоги	79
5	Орбитальный эффект магнитного храповика в структурах с латеральной сверхрешеткой	81
5.1	Введение	81
5.2	Храповик Нернста-Эттингсгаузена	83
5.3	Поляризационно зависимые токи	86
5.4	Анализ частотных зависимостей токов	89
5.5	Краткие итоги	94
	Заключение	96
	Список литературы	101

Введение

С развитием технологий и современных методов роста твердотельных структур, таких как молекулярно-пучковая эпитаксия, осаждение металлоорганических соединений из газообразной фазы и литография высокого разрешения, в последнее время стало возможным создавать различные высококачественные полупроводниковые гетероструктуры. Свободные носители заряда в таких системах могут двигаться вдоль ограниченного числа направлений по сравнению с объемными полупроводниками, что приводит к эффектам размерного квантования и существенно видоизменяет энергетический спектр элементарных возбуждений системы. Одна из причин, почему наноструктуры представляют большой интерес, заключается в том, что их электронные, акустические и оптические свойства модифицируются из-за уменьшения размерности и пониженной пространственной симметрии. Таким образом, наноструктуры предоставляют прекрасную возможность для обнаружения и исследования новых фундаментальных физических явлений. Изучение наноструктур занимает важное место в современной теоретической физике. Наряду с математическими методами и физическими концепциями, применяемыми в других областях теоретической физики, в физике полупроводников предложены свои собственные методы и подходы для описания важнейших свойств структур. Эти методы, разрабатываемые, в частности, для описания неравновесных систем, эффектов взаимодействия, топологических свойств, в настоящее время оказывают большое влияние не только на статистическую физику, но и на физику элементарных частиц, и даже на астрофизику и космологию.

Одной из основных задач теоретической физики является исследование от-

клика на внешнее воздействие. При приложении переменного электромагнитного поля к проводящей системе возникает электрический ток, который осциллирует на частоте поля, а его амплитуда пропорциональна амплитуде электрического поля. Помимо линейного отклика, переменное поле может также вызывать генерацию постоянного тока. Такие эффекты выпрямления обычно наблюдаются в макроскопически неоднородных структурах, таких как диоды, полевые транзисторы [1, 2] или асимметричные сверхрешетки [3, 4, 5, 6, 7]. Выпрямление также происходит в системах с искусственно созданными асимметричными рассеивателями [8, 9, 10, 11]. В макроскопически однородных структурах (однородных во всех трех измерениях для объемных материалов или однородных в плоскости для двумерных систем) также возможна генерация постоянного тока при условии, что структура не имеет центра пространственной инверсии [12, 13, 14, 15, 16]. В литературе такие эффекты в однородных системах часто называют фотогальваническими эффектами, а в неоднородных — эффектами храповика. Кроме того, постоянный фототок может быть индуцирован в полупроводниковой структуре за счет эффекта увлечения электронов фотонами, возникающего из-за того, что при поглощении излучения свободными носителями им также передается импульс электромагнитной волны [17, 18]. Перечисленные выше эффекты составляют область нелинейного высокочастотного транспорта в полупроводниках и наноструктурах. Изучение нелинейного высокочастотного транспорта открывает новые возможности для исследования электронных, оптических и кинетических свойств наноструктур и позволяет получать информацию о симметрии полупроводниковых систем, деталях энергетического спектра и механизмах рассеяния носителей заряда.

Сказанное выше определяет актуальность темы диссертации.

Целью работы является теоретическое исследование фотогальванических и нелинейных высокочастотных явлений в низкоразмерных полупроводниковых структурах и топологических изоляторах и определение механизмов генерации

фототоков.

Научная новизна работы заключается в решении следующих задач:

1. Разработать микроскопическую теорию фотогальванических эффектов и эффекта увлечения электронов фотонами в квантовых ямах во внешнем магнитном поле. Проанализировать усиление фототока в условиях циклотронного резонанса.
2. Исследовать магнитоиндуцированные фотогальванические эффекты в квантовых ямах теллурида ртути критической толщины, обусловленные асимметричным спин-зависимым электрон-фононным взаимодействием.
3. Построить теорию магнитного храповика в структурах с пространственно осциллирующим магнитным полем, разработать теорию генерации фототоков, вызванных как неоднородным нагревом носителей заряда электрическим полем излучения, так и периодическим распределением электронов, линейным по электрическому полю световой волны и статическому магнитному полю.
4. Рассчитать энергетическую дисперсию, циклотронные массы и волновые функции поверхностных состояний в напряженных пленках HgTe со встроенными электрическими полями.

Практическая значимость работы состоит в том, что в ней впервые построена теория фотогальванических явлений в асимметричных квантовых ямах в условиях циклотронного резонанса; впервые детально изучены резонансные фототоки в двумерных системах во внешнем магнитном поле, обусловленные эффектом увлечения; впервые предложена модель магнитного орбитального храповика в двумерных структурах; впервые исследованы механизмы генерации фототоков в поверхностных состояниях объемных топологических изоляторов на основе HgTe.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Фототоки, обусловленные фотогальваническим эффектом или эффектом увлечения электронов фотонами, значительно усиливаются в условиях циклотронного резонанса. В системах, в которых время релаксации носителей заряда по импульсу зависит от энергии, резонансный фототок возникает также на первой субгармонике циклотронного резонанса.
2. Смешивание электронных и дырочных состояний в квантовых ямах HgTe толщины, близкой к критической, приводит к сильной спин-зависимой асимметрии электрон-фононного взаимодействия. Энергетическая релаксация носителей заряда в таких структурах вызывает генерацию спиновых и электрических токов.
3. Возбуждение объемных топологических изоляторов на основе напряженных пленок теллурида ртути электромагнитным полем приводит к возникновению поляризационно-зависимых поверхностных фототоков.
4. В двумерных структурах с латеральной магнитной сверхрешеткой возможен чисто орбитальный механизм генерации фототока. Величина и направление фототока зависят от дисперсии и механизма рассеяния носителей заряда.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на научных семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе и университета г. Регенсбурга, на международных конференциях “International Conference on the Physics of Semiconductors” (Пекин, Китай, 2016), “Nanostructures: Physics and Technology” (Санкт-Петербург, 2014; 2015; 2016), “Jaszowiec” International School and Conference on the Physics of Semiconductors (Висла, Польша 2013; 2014), на XIX и XX Международных симпозиумах “Нанопизика и наноэлектроника” (Нижний Новгород, 2015; 2016) и на XI и XII Российских конференциях по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2013; Ершово, 2015).

Публикации. По результатам представленных в диссертации исследований опубликовано 7 работ, в том числе 6 статей в реферируемых журналах. Список

работ приведен в Заключении.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, пяти глав, Заключения и списка литературы. Она содержит 114 страниц текста, включая 22 рисунка и 1 таблицу. Список цитируемой литературы содержит 116 наименований.

Во Введении представлено обоснование актуальности работы, сформулированы цель и научная новизна проведенных исследований, обоснована практическая значимость, приведены выносимые на защиту положения, а также кратко изложено содержание диссертации.

В каждой главе представлен раздел Введение, который содержит обзор современного состояния исследований по тематике соответствующей главы.

В первой главе проведено исследование фотогальванических эффектов в асимметричных квантовых ямах в условиях циклотронного резонанса. Представлен обзор литературы по современному состоянию исследований в области фотогальванических эффектов. Разработана микроскопическая теория генерации фототоков, обусловленных анизотропным рассеянием в процессе поглощения излучения, а также асимметричной в импульсном пространстве энергетической релаксацией разогретых электронов. Показано, что когда частота излучения совпадает с циклотронной частотой, амплитуда тока многократно увеличивается, а для магнитоиндуцированных циркулярных фототоков усиление может также наблюдаться на первой субгармонике циклотронного резонанса.

Вторая глава посвящена исследованию фототоков поверхностных носителей заряда в объемных топологических изоляторах на основе напряженных пленок HgTe. Проведен численный расчет энергетических спектров и волновых функций поверхностных состояний в рамках 6-зонной $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -модели в пленках с ориентацией $(0lm)$, где l и m — целые числа. Развита в Главе 1 теория фотогальванических эффектов обобщена для дираковских фермионов на поверхности топологических изоляторов. Проведено сопоставление полученных теоретических результатов с экспериментальными данными.

В третьей главе диссертации изучен эффект увлечения в двумерных структурах, возникающий за счет передачи импульса фотонов свободным носителям заряда. Разработана микроскопическая теория эффекта в статическом магнитном поле, направленном по нормали к плоскости структуры, которая учитывает вклад в фототок, обусловленный динамическим эффектом Холла, и вклад, возникающий вследствие пространственных осцилляций электрического поля излучения. Продемонстрировано, что электрический ток, вызванный эффектом увлечения, также усиливается в условиях циклотронного резонанса. Показано, что разработанная микроскопическая теория качественно и количественно описывает эксперименты, выполненные в квантовых ямах InSb, без подгоночных параметров.

Четвертая глава диссертации посвящена изучению эффектов генерации спиновых и электрических фототоков в низкосимметричных квантовых ямах с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Рассчитаны спиновые и электрические токи, обусловленные асимметричным спин-зависимым рассеянием на фононах в процессе энергетической релаксации нагретых излучением электронов. Получены аналитические выражения для фототоков в системах с параболическим спектром и с линейным спектром, который реализуется в квантовых ямах HgTe критической толщины. Проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными, полученными для квантовых ям HgTe.

В пятой главе диссертации разработана теория эффекта магнитного орбитального халовика в двумерных структурах с пространственно-осциллирующим магнитным полем. Получены выражения для фототока Нернста—Эттингсгаузена, вызванного неоднородным нагревом носителей заряда, и поляризационно-зависимых фототоков, обусловленных периодическим распределением носителей заряда в неоднородном электрическом и магнитных полях. Продемонстрировано, что частотные зависимости фототоков определяются доминирующим механизмом упругого рассеяния электронов.

В Заключении приведен список основных результатов работы.

Формулы и рисунки в диссертации пронумерованы по главам, нумерация литературы единая для всего текста.

Глава 1

Фотогальванические эффекты в условиях циклотронного резонанса

1.1 Введение

Постоянный электрический ток в среде обычно возникает либо из-за приложенного градиента электрического потенциала, либо из-за пространственной неоднородности (градиента температуры или освещенности). В термодинамических неравновесных условиях могут возникать токи при равномерном освещении, обусловленные отсутствием центра инверсии в структуре. Переменное электрическое поле излучения, проходящего через полупроводниковые структуры и воздействующее на свободные носители заряда, может приводить к генерации постоянного тока [19, 20, 21]. Такой эффект генерации фототока в однородной трехмерной или двумерной (однородной в плоскости) структуре, связанный с отсутствием центра пространственной инверсии, принято называть фотогальваническим эффектом.

Фотогальванические явления впервые были классифицированы как новый самостоятельный физический эффект в работах [22, 23], где были обнаружены фототоки, чувствительные к частоте и поляризации, в пьезоэлектриках LiNbO_3 , BaTiO_3 и LiTaO_3 . Авторы впервые связали фотоиндуцированные токи с низкой симметрией кристаллов и предположили, что свет может вызывать направленный ток электронов вдоль полярной оси пьезоэлектрического кристалла. Эта идея стимулировала дальнейшее развитие теоретических и экспериментальных исследова-

ний в области фотогальванических эффектов.

Изучение отклика проводящей системы на переменное электрическое поле является одной из центральных тем исследований в области физики твердого тела. Эффекты генерации фототоков в настоящее время активно исследуются в различных двумерных полупроводниковых структурах. Циркулярный и линейный фотогальванические эффекты были исследованы в квантовых ямах n -типа и p -типа с различной точечной группой симметрии. В работах [24, 25] показано, что как межзонное, так и внутризонное поглощение излучения в квантовых ямах могут приводить к генерации фототока. Продемонстрировано, что величина и направление фототоков изменяются в зависимости от поляризации излучения и кристаллографической ориентации образцов. В работах [26, 27] показано, что фотогальванический эффект может наблюдаться не только в нецентросимметричных объемных полупроводниках и основанных на них низкоразмерных структурах, но и в двумерных структурах, изготовленных из центросимметричных кристаллов, из-за структурно-инверсионной асимметрии (Structure Inversion Asymmetry). Например, фотогальванические явления, вызванные поглощением свободными носителями терагерцового излучения, были теоретически и экспериментально исследованы в электронных каналах на поверхности кремния, ориентированной в плоскости (001), и поверхностях с небольшими углами отклонения от плоскости (001) [28]. Генерация фототоков также изучена в графене, при этом симметрия системы (графен обладает центром пространственной инверсии) была нарушена из-за наличия подложки или адатомов [16]. Авторами из расчетов из первых принципов показано, что рассеяние двумерных дираковских фермионов с учетом подложки или адатомов при наличии магнитного поля в плоскости структуры асимметрично в пространстве импульсов, что приводит к генерации фототока при поглощении терагерцового излучения. Фотогальванические явления также интенсивно изучаются в топологических изоляторах, в ряде работ показано, что освещение топологического изолятора циркулярно поляризованным излучением при-

водит к генерации фототока, возникающего в поверхностных состояниях дираковских фермионов, который меняет свое направление при смене спиральности света [29, 30, 31]. Циркулярно поляризованный свет в таких системах индуцирует межзонные переходы с вероятностью, чувствительной к спиновой ориентации поверхностного состояния, которая, в свою очередь, связана с волновым вектором в топологических изоляторах, что приводит к неравновесному распределению электронов в k -пространстве и генерации фототока. Фотогальванические эффекты активно используются для изучения пространственной симметрии полупроводниковых структур [32], деталей энергетического спектра электронов [33], а также лежат в основе работы быстрых детекторов терагерцового излучения [34]. Анализ фототоков также позволяет детально исследовать микроскопические механизмы рассеяния электронов в полупроводниковых структурах, которые играют важную роль в физике твердого тела и определяют различные транспортные и оптические свойства низкоразмерных структур.

Эффективность генерации фототока может быть значительно усилена во внешнем магнитном поле, если частота переменного электрического поля излучения близка к частоте циклотронного резонанса. В представленной главе диссертации рассматриваются фотогальванические эффекты в двумерных структурах в условиях циклотронного резонанса. Разработана микроскопическая модель фотогальванических эффектов в геометриях нормального и наклонного статических магнитных полей. Рассмотрены два независимых механизма возникновения фототоков в квантовой яме (КЯ): механизм генерации тока в процессе поглощения излучения и механизм генерации тока при энергетической релаксации нагретых излучением свободных носителей заряда. Получены аналитические зависимости фототока от частоты и поляризации излучения. Продемонстрировано, что возникающий фототок многократно усиливается в условиях циклотронного резонанса, а его направление чувствительно к отстройке частоты возбуждающего излучения от циклотронной частоты.

1.2 Перпендикулярное магнитное поле

Начнем рассмотрение с геометрии нормального к плоскости квантовой ямы магнитного поля \mathbf{B} , направленного по оси z (см. рис. 1.1), и механизма генерации фототока в процессе поглощения излучения. Фототок возникает при приложении к системе электрического поля

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}e^{-i\omega t} + \mathbf{E}^*e^{i\omega t}, \quad (1.1)$$

где \mathbf{E} и ω — амплитуда и частота поля соответственно. В данной главе пренебрегается пространственной неоднородностью электромагнитного поля. Учет волнового вектора электромагнитной волны может приводить к эффекту увлечения электронов фотонами, этот эффект будет подробно рассмотрен в Главе 3.

В квантовой яме фотогальванический ток может возникать, только если центр инверсии в системе отсутствует. Симметричный анализ показывает, что для генерации фототока достаточно, чтобы направления z и $-z$ не были эквивалентны. Эта асимметрия направлений вдоль и против оси z в квантовой яме может быть вызвана асимметрией квантующего потенциала или профиля легирования, или индуцированным напряжением на затворе. В этой геометрии постоянный электрический ток \mathbf{j} возникает, если электрическое поле $\mathbf{E}(t)$ обладает как компонентой в плоскости двумерной структуры \mathbf{E}_{\parallel} , так и нормальной компонентой E_z .

На рис. 1.1 проиллюстрирован микроскопический механизм генерации фототока. Совместное воздействие компоненты $\mathbf{E}_{\parallel}(t)$ электрического поля в плоскости КЯ и постоянного магнитного поля \mathbf{B} на свободные носители заряда вызывает макроскопическое циклотронное движение ансамбля электронов с частотой ω . Синхронно с движением электронов в плоскости нормальная компонента электрического поля сдвигает электронную плотность к верхнему или нижнему интерфейсу асимметричной квантовой ямы. Соответствующие распределения электронной плотности в поперечном сечении КЯ для положительного и отрицательного значений eE_z , где e — заряд электрона, схематически изображены на вставках. Сме-

щение электронной плотности вдоль оси z в асимметричных КЯ приводит, в свою очередь, к модуляции подвижности электронов на частоте поля ω . На вставках на рис. 1.1 асимметрия КЯ представлена с помощью δ -легирования, когда слой примесей, которые вызывают рассеяние электронов и контролируют подвижность электронов, расположен ближе к одному из интерфейсов КЯ. Переменное движение электронов в плоскости квантовой ямы, вызванное $\mathbf{E}_{\parallel}(t)$, и модуляция подвижности, обусловленная $E_z(t)$, на одной и той же частоте вызывают дрейф носителей заряда в плоскости КЯ и, как следствие, генерацию фототока. В условиях циклотронного резонанса, амплитуда циклотронного движения электрона в плоскости КЯ возрастает, что, в свою очередь, приводит к увеличению постоянного электрического тока.

Квазиклассическая теория данного эффекта может быть развита в рамках кинетического уравнения Больцмана. В этом подходе переменное электрическое поле и статическое магнитное поле рассматриваются как силы, действующие на электроны. Эта модель применима, если энергия $\hbar\omega$ много меньше средней кинетической энергии электронов, а магнитное поле находится в рамках классического диапазона. Функция распределения электронов в пространстве импульсов описывается функцией $f_{\mathbf{p}}(t)$, которая удовлетворяет уравнению Больцмана

$$\frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial t} + e \left(\mathbf{E}_{\parallel}(t) + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \right) \frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial \mathbf{p}} = \text{St} f_{\mathbf{p}}, \quad (1.2)$$

где \mathbf{p} , $\mathbf{v} = d\varepsilon_p/d\mathbf{p}$ и ε_p — импульс, скорость и энергия электрона соответственно, $\text{St} f_{\mathbf{p}}$ — интеграл столкновений. При низких температурах электронное рассеяние определяется, в основном, упругими процессами рассеяния на статических дефектах, таких как примеси, дефекты интерфейса квантовой ямы и т.д. Для таких процессов интеграл столкновений имеет вид

$$\text{St} f_{\mathbf{p}} = \sum_{\mathbf{p}'} (W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} f_{\mathbf{p}'} - W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}} f_{\mathbf{p}}), \quad (1.3)$$

где $W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}$ — вероятность рассеяния.

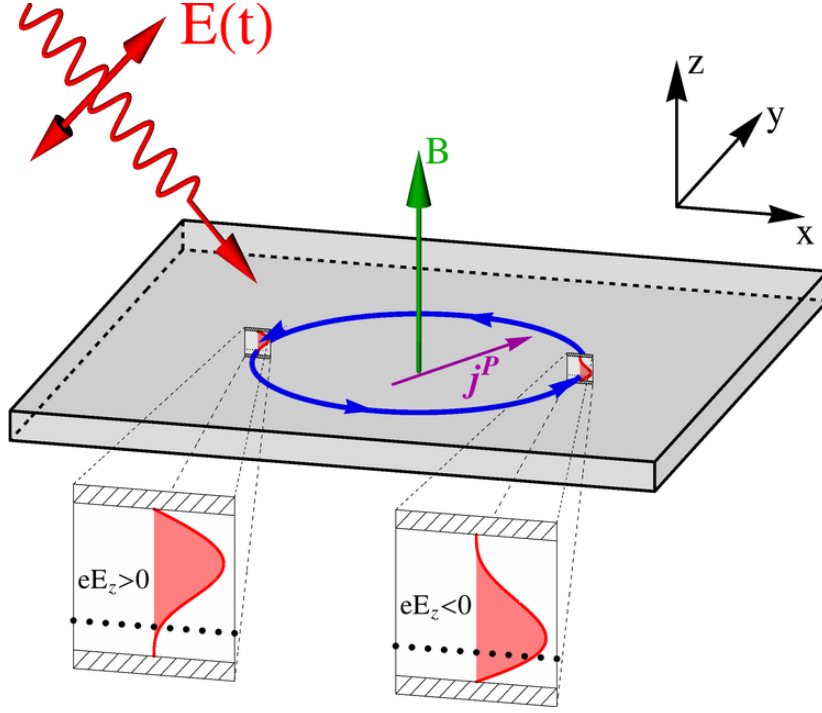


Рис. 1.1: Микроскопическая модель генерации постоянного тока j^P , индуцированного переменным полем $\mathbf{E}(t)$ излучения в асимметричной КЯ при приложении статического магнитного поля \mathbf{B} в условиях циклотронного резонанса. Постоянный ток вызван совместным действием компоненты электрического поля в плоскости, которое вызывает циклотронное движение электронов (синий эллипс), и перпендикулярной компоненты E_z , которая вызывает модуляцию подвижности электронов на той же частоте. На вставках показано, что электрическая сила eE_z смещает электронную плотность к верхнему (или нижнему) интерфейсу, уменьшая (или увеличивая) вероятность рассеяния электронов на примесях (черные точки).

Вероятность рассеяния электронов в асимметричной КЯ в первом порядке по E_z можно представить в виде

$$W_{pp'} = W_{pp'}^{(0)} + eE_z(t) W_{pp'}^{(1)}, \quad (1.4)$$

где $W_{pp'}^{(0)}$ — вероятность рассеяния в отсутствии поля $E_z(t)$, $W_{pp'}^{(1)}$ — поправка, вызванная перпендикулярной компонентой электрического поля E_z . В борновском приближении $W_{pp'}^{(0)}$ имеет вид

$$W_{pp'}^{(0)} = \frac{2\pi}{\hbar} \langle |V_{11}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')|^2 \rangle \delta(\varepsilon_p - \varepsilon_{p'}), \quad (1.5)$$

где $V_{11}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ — матричный элемент внутриподзонного рассеяния между состояниями с импульсами \mathbf{p} и \mathbf{p}' , угловые скобки означают усреднение по положениям рассеивающих центров.

Второе слагаемое в правой части уравнения (1.4) обусловлено подмешиванием возбужденных состояний размерного квантования к основному состоянию и определяется выражением [14]

$$W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(1)} = \frac{8\pi}{\hbar} \sum_{\nu \neq 1} \frac{z_{\nu 1}}{\varepsilon_{\nu 1}} \langle \text{Re } V_{11}^*(\mathbf{p}, \mathbf{p}') V_{1\nu}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \rangle \delta(\varepsilon_p - \varepsilon_{p'}), \quad (1.6)$$

где ν — индекс электронной подзоны, $z_{\nu 1}$ — межподзонный матричный элемент оператора координаты, $\varepsilon_{\nu 1}$ — разница энергий между подзонами размерного квантования, $V_{1\nu}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ — матричный элемент межподзонного рассеяния. Отметим также, что рассмотрение интеграла столкновений в виде (1.3) с вероятностью рассеяния, зависящей от времени (1.4), допустимо в адиабатическом приближении, когда $\hbar\omega$ гораздо меньше, чем разница энергий между возбужденными и основной электронными подзонами.

Кинетическое уравнение Больцмана (1.2) можно значительно упростить, переведя его в систему линейных уравнений. Это можно сделать, если разложить функцию распределения электронов $f_{\mathbf{p}}(t)$ в ряд Фурье по временным частотам и угловым гармоникам

$$f_{\mathbf{p}}(t) = \sum_{n,m} f^{n,m}(p) \exp(im\varphi_{\mathbf{p}} - in\omega t). \quad (1.7)$$

Тогда интеграл столкновений для вероятности рассеяния $W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}$, зависящей от $|\varphi_{\mathbf{p}} - \varphi_{\mathbf{p}}'|$, преобразуется в

$$\text{St } f_{\mathbf{p}} = - \sum_n \sum_{m \neq 0} \left[\frac{f^{n,m}}{\tau_m} + e\zeta_m (E_z f^{n-1,m} + E_z^* f^{n+1,m}) \right] \exp(im\varphi_{\mathbf{p}} - in\omega t), \quad (1.8)$$

где τ_m — время релаксации m -ой угловой гармоники функции распределения свободных носителей заряда,

$$\tau_m^{-1} = \sum_{\mathbf{p}'} W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(0)} [1 - \cos m(\varphi_{\mathbf{p}} - \varphi_{\mathbf{p}'})] \quad (1.9)$$

и

$$\zeta_m = \sum_{\mathbf{p}'} W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(1)} [1 - \cos m(\varphi_{\mathbf{p}} - \varphi_{\mathbf{p}'})] . \quad (1.10)$$

Таким образом, в Фурье-представлении уравнение Больцмана (1.2) переходит в систему линейных уравнений

$$\begin{aligned} \Gamma^{n,m} f^{n,m} + e\zeta_m (E_z f^{n-1,m} + E_z^* f^{n+1,m}) (1 - \delta_{m,0}) \\ + \frac{e\mathbf{E}_{\parallel}}{2} \cdot (\mathbf{o}_- \hat{K}_-^m f^{n-1,m-1} + \mathbf{o}_+ \hat{K}_+^m f^{n-1,m+1}) \\ + \frac{e\mathbf{E}_{\parallel}^*}{2} \cdot (\mathbf{o}_- \hat{K}_-^m f^{n+1,m-1} + \mathbf{o}_+ \hat{K}_+^m f^{n+1,m+1}) = 0 , \end{aligned} \quad (1.11)$$

где $\Gamma^{n,m} = 1/\tau_m - in\omega - im\omega_c$, $\omega_c = eB_z/(m_c c)$ — циклотронная частота, $m_c = p/v$ — циклотронная масса, $\mathbf{o}_{\pm} = \mathbf{o}_x \pm i\mathbf{o}_y$, \mathbf{o}_x и \mathbf{o}_y — единичные вектора вдоль осей x и y , $\hat{K}_{\pm}^m = d/dp \pm (m \pm 1)/p$.

В состоянии термодинамического равновесия, когда переменное электрическое поле отсутствует, функция распределения электронов описывается распределением Ферми-Дирака и содержит только одну гармонику $f^{(0,0)}$.

В первом порядке по электрическому полю решение системы линейных уравнений (1.11) имеет вид

$$\begin{aligned} f^{1,1} &= -\frac{e\tau_1 \mathbf{E}_{\parallel} \cdot \mathbf{o}_-}{2[1 - i(\omega + \omega_c)\tau_1]} \frac{df_0(\varepsilon_p)}{dp} , \\ f^{1,-1} &= -\frac{e\tau_1 \mathbf{E}_{\parallel} \cdot \mathbf{o}_+}{2[1 - i(\omega - \omega_c)\tau_1]} \frac{df_0(\varepsilon_p)}{dp} , \end{aligned} \quad (1.12)$$

$f^{-1,1} = (f^{1,-1})^*$ и $f^{-1,-1} = (f^{1,1})^*$. Фототок определяется независимой от времени асимметричной частью функции распределения, описываемой гармониками $f^{0,\pm 1}$, которые определяются соотношениями

$$f^{0,1} = -\frac{e\tau_1 \zeta_1}{1 - i\omega_c \tau_1} (E_z f^{-1,1} + E_z^* f^{1,1}) \quad (1.13)$$

и $f^{0,-1} = (f^{0,1})^*$.

Плотность постоянного тока \mathbf{j} можно найти из выражения

$$\mathbf{j}^P = 2e \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v} [f^{0,1} \exp(i\varphi_{\mathbf{p}}) + f^{0,-1} \exp(-i\varphi_{\mathbf{p}})] , \quad (1.14)$$

где множитель 2 учитывает спиновое вырождение.

Расчеты показывают, что плотность фототока пропорциональна как продольной компоненте переменного электрического поля $\mathbf{E}_{\parallel}(t)$, так и нормальной компоненте $E_z(t)$, и имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{j}^P = & L_1(\mathbf{E}_{\parallel}E_z^* + \mathbf{E}_{\parallel}^*E_z) + L_2 \mathbf{o}_z \times (\mathbf{E}_{\parallel}E_z^* + \mathbf{E}_{\parallel}^*E_z) \\ & + C_1 i(\mathbf{E}_{\parallel}E_z^* - \mathbf{E}_{\parallel}^*E_z) + C_2 \mathbf{o}_z \times i(\mathbf{E}_{\parallel}E_z^* - \mathbf{E}_{\parallel}^*E_z), \end{aligned} \quad (1.15)$$

где L_1 , L_2 , C_1 и C_2 — коэффициенты, определяющие частотную зависимость фототока, \mathbf{o}_z — единичный вектор вдоль оси z . Для вырожденного электронного газа коэффициенты даются выражениями

$$\begin{aligned} L_1 = & -\frac{e^3 n}{2m_c} \frac{\zeta_1 \tau_1^2}{1 + \omega_c^2 \tau_1^2} \sum_{s=\pm 1} \frac{1 - s\omega_c(\omega + s\omega_c)\tau_1^2}{1 + (\omega + s\omega_c)^2 \tau_1^2}, \\ L_2 = & -\frac{e^3 n}{2m_c} \frac{\zeta_1 \tau_1^2}{1 + \omega_c^2 \tau_1^2} \sum_{s=\pm 1} \frac{(s\omega - 2\omega_c)\tau_1}{1 + (\omega - s\omega_c)^2 \tau_1^2}, \\ C_1 = & -\frac{e^3 n}{2m_c} \frac{\zeta_1 \tau_1^2}{1 + \omega_c^2 \tau_1^2} \sum_{s=\pm 1} \frac{(\omega + 2s\omega_c)\tau_1}{1 + (\omega + s\omega_c)^2 \tau_1^2}, \\ C_2 = & -\frac{e^3 n}{2m_c} \frac{\zeta_1 \tau_1^2}{1 + \omega_c^2 \tau_1^2} \sum_{s=\pm 1} \frac{s - \omega_c(\omega + s\omega_c)\tau_1^2}{1 + (\omega + s\omega_c)^2 \tau_1^2}, \end{aligned} \quad (1.16)$$

где $n = p_F^2/(2\pi\hbar^2)$ — плотность носителей заряда, p_F — импульс Ферми, ω_c , τ_1 и ζ_1 также берутся на уровне Ферми. Выражения (1.15) и (1.16) для нулевого магнитного поля совпадают с результатами, полученными ранее в работе [14].

Коэффициенты L_1 и L_2 описывают линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ) — генерацию электрического тока, индуцированного линейно поляризованным излучением, в то время как C_1 и C_2 описывают циркулярный фотогальванический эффект (ЦФГЭ) — возникновение фототока, обусловленного взаимодействием свободных носителей заряда с эллиптически или циркулярно поляризованным электрическим полем, который течет в противоположные стороны для право- и лево- поляризованного излучения. В соответствии с симметричными соотношениями коэффициенты C_1 и L_1 соответствуют компоненте тока вдоль \mathbf{E}_{\parallel} и

являются четными функциями постоянного магнитного поля B_z , C_2 и L_2 , напротив, нечетны по магнитному полю и описывают вклад в ток, перпендикулярный \mathbf{E}_{\parallel} .

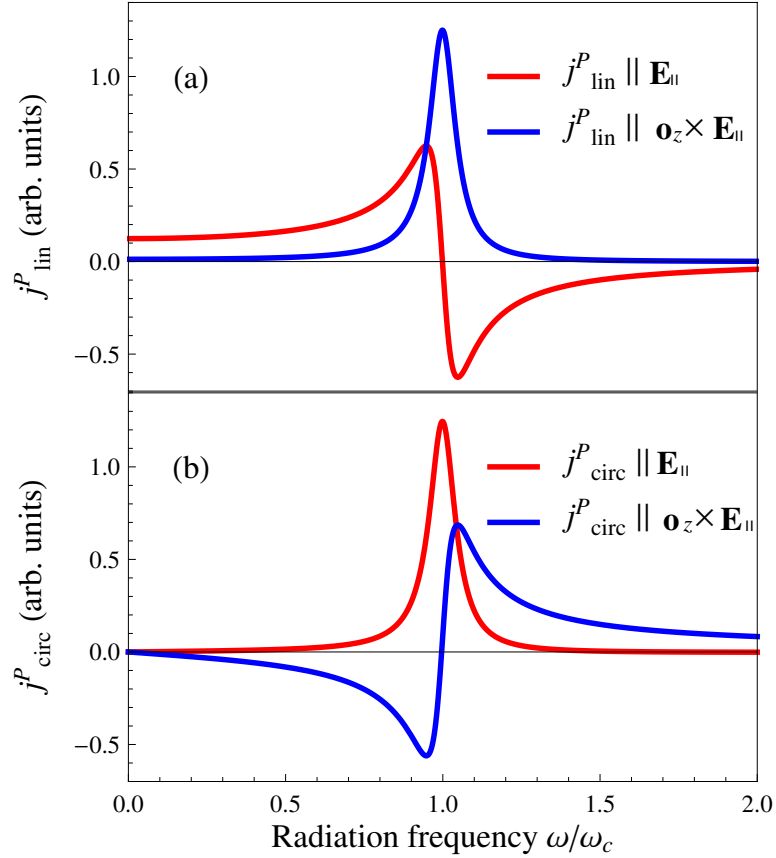


Рис. 1.2: Зависимости компонент линейного фототока (a) и циркулярного фототока (b) от частоты излучения ω . Кривые построены по формулам (1.15) и (1.16) для $\omega_c \tau_1 = 20$.

Частотные зависимости фототоков, обусловленных линейным и циркулярным фотогальваническими эффектами, показаны на рис. 1.2a и 1.2b соответственно. При малых частотах фототок индуцируется только линейно поляризованным излучением. Отклонение направления тока от вектора \mathbf{E}_{\parallel} определяется отношением $(L_2/L_1)_{\omega=0} = -2\omega_c \tau_1 / [1 - (\omega_c \tau_1)^2]$ и обусловлено силой Лоренца, действу-

ющей на свободные носители заряда. Циркулярный фототок возникает только при конечных частотах переменного электрического поля, его амплитуда пропорциональна ω при малых ω , а направление тока определяется отношением $C_2/C_1 = -\omega_c\tau_1[3 - (\omega_c\tau_1)^2]/[1 - 3(\omega_c\tau_1)^2]$.

В условиях циклотронного резонанса как линейный, так и циркулярный токи многократно увеличиваются, а их направления в плоскости КЯ очень чувствительны к частоте отстройки $\omega - \omega_c$, см. рис. 1.2а и 1.2б. Вдали от циклотронного резонанса высокочастотная асимптотика фототоков описывается $L_1 \propto 1/\omega^2$, $L_2 \propto 1/\omega^4$ и $C_1, C_2 \propto 1/\omega$.

Величину фототока можно оценить из (1.15) и (1.16) для амплитуды электрического поля $E = 10$ кВ/см, статического магнитного поля $B = 4$ Т, времени релаксации импульса $\tau_1 = 10^{-12}$ с, эффективной массы электрона $m_c = 0.07m_0$ (соответствующей КЯ на основе GaAs), плотности носителей заряда $n = 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, толщины КЯ $d = 10$ нм и степени асимметрии рассеяния КЯ $\langle \text{Re } V_{11}^*(\mathbf{p}, \mathbf{p}')V_{12}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \rangle / \langle |V_{11}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')|^2 \rangle = 0.1$. Оценка дает $j^P \sim 2$ мкА/см для фототока вблизи циклотронного резонанса.

1.3 Наклонное магнитное поле

Теперь перейдем к рассмотрению геометрии, когда электрическое поле $\mathbf{E}(t)$ поляризовано в плоскости КЯ. В такой геометрии постоянный ток в КЯ со структурной асимметрией возникает, если постоянное магнитное поле \mathbf{B} содержит компоненты в плоскости ямы. Асимметрия распределения электронов в импульсном пространстве и, следовательно, электрический ток могут возникнуть из-за асимметрии рассеяния электронов, индуцированной компонентой магнитного поля в плоскости КЯ. Эффект генерации магнитоиндуцированного фототока для поля, лежащего только в плоскости КЯ, был изучен в работах [13, 14] и экспериментально обнаружен в графене [16]. В этом разделе развита микроскопическая теория фотогальванических эффектов в наклонном магнитном поле, где \mathbf{B}_{\parallel} индуцирует

асимметрию рассеяния, а перпендикулярная компонента B_z вызывает циклотронное движение электронов и приводит к резонансному усилению фототоков.

В первом порядке по B_{\parallel} вероятность упругих столкновений может быть представлена в виде

$$W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} = W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(0)} + eB_{\parallel} W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(1)}, \quad (1.17)$$

где $W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(0)}$ — рассеяние в нулевом магнитном поле и $W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(1)}$ — поправка, вызванная полем; $W_{\mathbf{p},\mathbf{p}'}^{(0)} = W_{-\mathbf{p}',-\mathbf{p}}^{(0)}$ и $W_{\mathbf{p},\mathbf{p}'}^{(1)} = -W_{-\mathbf{p}',-\mathbf{p}}^{(1)}$ из-за симметрии к инверсии времени. Микроскопически, асимметрия рассеяния вызвана квантовым аналогом силы Лоренца, который сдвигает распределение плотности движущихся носителей заряда к нижнему или верхнему интерфейсу. Для КЯ с простым параболическим энергетическим спектром $W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(1)}$ имеет вид [35]

$$W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(1)} = -\frac{4\pi}{\hbar m_e c} \left[\frac{B_x}{B_{\parallel}} (p_y + p'_y) - \frac{B_y}{B_{\parallel}} (p_x + p'_x) \right] \times \sum_{\nu \neq 1} \frac{z_{\nu 1}}{\varepsilon_{\nu 1}} \langle \text{Re } V_{11}^*(\mathbf{p}, \mathbf{p}') V_{1\nu}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \rangle \delta(\varepsilon_p - \varepsilon_{p'}), \quad (1.18)$$

где m_e — эффективная масса. Отметим также, что магнитное поле в плоскости может модифицировать дисперсию электронов. В первом порядке по B_{\parallel} магнитное поле приводит к диамагнитному сдвигу между электронными подзонами в \mathbf{k} -пространстве [36]. Сдвиг каждой электронной подзоны зависит от используемой калибровки и может быть исключен путем выбора надлежащей калибровки, и не нарушает симметрию распределения носителей заряда в пределах подзоны.

Для расчета фототока необходимо решить уравнение (1.2), где вероятность рассеяния описывается выражением (1.17). В Фурье-представлении кинетическое уравнение Больцмана переходит в систему линейных уравнений

$$\Gamma^{n,m} f^{n,m} + eB_{\parallel} \sum_l (u_{0,l} f^{n,m-l} - u_{m,l} f^{n,-l}) + \frac{e\mathbf{E}_{\parallel}}{2} \cdot \left(\mathbf{o}_- \hat{K}_-^m f^{n-1,m-1} + \mathbf{o}_+ \hat{K}_+^m f^{n-1,m+1} \right) + \frac{e\mathbf{E}_{\parallel}^*}{2} \cdot \left(\mathbf{o}_- \hat{K}_-^m f^{n+1,m-1} + \mathbf{o}_+ \hat{K}_+^m f^{n+1,m+1} \right) = 0, \quad (1.19)$$

где $u_{n,m}$ определены как

$$u_{n,m} = \int \frac{d\varphi_p}{2\pi} \sum_{p'} W_{pp'}^{(1)} e^{-in\varphi_p - im\varphi_{p'}}. \quad (1.20)$$

Гармоники $u_{n,m}$ удовлетворяют условиям $u_{n,m} = u_{-n,-m}^*$ и $u_{n,m} = (-1)^{n+m+1} u_{m,n}$ из-за того, что вероятность рассеяния — вещественная величина, а также в силу симметрии к обращению времени. Из уравнения (1.18) следует, что для центрального рассеяния отличными от нуля являются только $u_{n,n\pm 1}$.

Для того, чтобы получить выражение для магнитоиндуцированного фототока в условиях циклотронного резонанса, необходимо найти решение уравнения (1.19) в виде ряда возмущений по \mathbf{E}_{\parallel} и \mathbf{B}_{\parallel} . В первом порядке по электрическому полю возникают гармоники $f^{\pm 1, \pm 1}$, которые получены в (1.12). Вторая итерация по \mathbf{E}_{\parallel} и \mathbf{B}_{\parallel} дает

$$\begin{aligned} f^{1,2} &= \frac{\tau_2 e B_{\parallel} (u_{2,-1} - u_{0,1}) f^{1,1}}{1 - i(\omega + 2\omega_c)\tau_2}, \\ f^{1,-2} &= \frac{\tau_2 e B_{\parallel} (u_{-2,1} - u_{0,-1}) f^{1,-1}}{1 - i(\omega - 2\omega_c)\tau_2}, \\ f^{0,2} &= -\frac{e\tau_2 [(\mathbf{E}_{\parallel} \cdot \mathbf{o}_-) \hat{K}_-^2 f^{-1,1} + (\mathbf{E}_{\parallel}^* \cdot \mathbf{o}_-) \hat{K}_-^2 f^{1,1}]}{2(1 - 2i\omega_c\tau_2)} \end{aligned} \quad (1.21)$$

и $f^{-n,-m} = (f^{n,m})^*$. Постоянный электрический ток определяется гармониками $f^{0,\pm 1} \propto E^2 B_{\parallel}$, которые имеют вид

$$\begin{aligned} f^{0,1} &= -\frac{e\tau_1 [(\mathbf{E}_{\parallel} \mathbf{o}_+) \hat{K}_+^1 f^{-1,2} + (\mathbf{E}_{\parallel}^* \mathbf{o}_+) \hat{K}_+^1 f^{1,2}]}{2(1 - i\omega_c\tau_1)} \\ &\quad + \frac{\tau_1 e B_{\parallel} (u_{1,-2} - u_{0,-1}) f^{0,2}}{1 - i\omega_c\tau_1} \end{aligned} \quad (1.22)$$

и $f^{0,-1} = (f^{0,1})^*$.

Окончательный ответ можно получить, вычислив фототок \mathbf{j} по формуле (1.14):

$$\begin{aligned} j_x^P &= (\text{Re } M_0 + \xi_1 \text{Re } M_L + \xi_2 \text{Im } M_L + \xi_3 \text{Re } M_C) E^2 B_{\parallel}, \\ j_y^P &= -(\text{Im } M_0 + \xi_1 \text{Im } M_L - \xi_2 \text{Re } M_L + \xi_3 \text{Im } M_C) E^2 B_{\parallel}, \end{aligned} \quad (1.23)$$

где $\xi_1 = (|E_x|^2 - |E_y|^2)/|E|^2$, $\xi_2 = (E_x E_y^* + E_x^* E_y)/|E|^2$ и $\xi_3 = i(E_x E_y^* - E_x^* E_y)/|E|^2$ — параметры Стокса, определяющие поляризацию излучения. Коэффициенты M_0 , M_L и M_C описывают амплитуды поляризационно независимого линейного и циркулярного магнитоиндуцированных фотогальванических токов соответственно. Для вырожденного электронного газа коэффициенты M_0 , M_L и M_C имеют вид

$$\begin{aligned} M_0 &= \frac{e^4 n \gamma^* p_F}{4m_e^2} \left(\frac{\partial}{\partial \varepsilon_p} \frac{1}{\Gamma^{0,1}} \right) \left(\frac{1}{\Gamma^{1,2} \Gamma^{1,1}} + \frac{1}{\Gamma^{-1,2} \Gamma^{-1,1}} \right), \\ M_L &= -\frac{e^4 n}{4m_e^2 p_F^2} \left(\frac{\partial}{\partial \varepsilon_p} \frac{\gamma p^3}{\Gamma^{0,1} \Gamma^{0,2}} \right) \left(\frac{1}{\Gamma^{1,1}} + \frac{1}{\Gamma^{-1,1}} \right), \\ M_C &= \frac{e^4 n \gamma^* p_F}{4m_e^2} \left(\frac{\partial}{\partial \varepsilon_p} \frac{1}{\Gamma^{0,1}} \right) \left(\frac{1}{\Gamma^{1,2} \Gamma^{1,1}} - \frac{1}{\Gamma^{-1,2} \Gamma^{-1,1}} \right), \end{aligned} \quad (1.24)$$

где $\gamma = u_{-2,1} - u_{0,-1}$ — коэффициент, описывающий анизотропию электронного рассеяния, вызванную магнитным полем в плоскости КЯ. Все значения в уравнениях (1.24) берутся для энергии Ферми.

В случае, когда подвижность определяется рассеянием на кулоновских примесях, выполняется соотношение $\tau_1(\varepsilon_p) = 2\tau_2(\varepsilon_p) \propto \varepsilon_p$. Матричный элемент упругого рассеяния на кулоновском центре имеет вид

$$\begin{aligned} V_{1\nu}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') &= \sum_{\mathbf{R}_0} \int d\mathbf{R} \frac{e^{i(\mathbf{p}-\mathbf{p}')\rho/\hbar}}{S} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}_0|} \mathcal{U}_1(z) \mathcal{U}_\nu(z) = \\ &= \frac{2}{S} \sum_{\mathbf{R}_0} \frac{e^{-\mathbf{q}_\parallel \rho_0}}{q_\parallel} \int dz \mathcal{U}_1(z) \mathcal{U}_\nu(z) e^{-q_\parallel |z-z_0|}, \end{aligned} \quad (1.25)$$

где $\mathbf{q}_\parallel = (\mathbf{p} - \mathbf{p}')/\hbar$, $\mathcal{U}_\nu(z)$ — огибающая волновой функции ν -ого уровня размерного квантования вдоль оси z , S — нормировочная площадь. Учитывая, что $1/q_\parallel$ меньше характерной длины размерного квантования в матричном элементе $V_{1\nu}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$, оставляем только старшие ненулевые члены в разложении по \mathbf{q}_\parallel . Не умаляя общности, можно рассмотреть случай $\mathbf{B}_\parallel \parallel y$, что соответствует вещественному пара-

метру γ . Тогда параметр γ принимает вид

$$\gamma = - \int \frac{d\varphi_p}{2\pi} \int \frac{d\varphi'_p}{2\pi} \frac{8\mathcal{N}}{\hbar^3 c \sqrt{2 - 2 \cos(\varphi_p - \varphi')}} \times \frac{B_y}{B_{\parallel}} [\cos(\varphi_p) + \cos(\varphi'_p)] \sum_{\nu \neq 1} \frac{z_{\nu 1}}{\varepsilon_{\nu 1}} \varkappa_{\nu 1} [e^{-i2\varphi_p + i\varphi_{p'}} - e^{-i\varphi_{p'}}] \quad (1.26)$$

и не зависит от энергии электрона. Здесь \mathcal{N} — двумерная концентрация примесей, $\varkappa_{\nu 1}$ — усреднение величины $\int dz \mathcal{U}_1(z) \mathcal{U}_{\nu}(z) |z - z_0|$ по положениям всех примесей. На рис. 1.3 показаны частотные зависимости линейного и циркулярного вкладов в фототок, вычисленные для рассеяния на кулоновских центрах, которые определяются коэффициентами $M_L(\omega)$ и $M_C(\omega)$ соответственно. Можно видеть, что линейный и циркулярный фототоки многократно увеличиваются при циклотронном резонансе. Однако, резонансный вклад линейного фотогальванического эффекта в ток превышает резонансный вклад циркулярного в $\omega_c \tau_1$ раз. Более того, циркулярный ток появляется только в меру зависимости времени релаксации импульса τ_1 от энергии. Циркулярный фототок имеет также дополнительный резонанс на частоте $\omega = 2\omega_c$. В данной частотной области коэффициент поглощения не имеет особенностей.

Уравнения (1.23) и (1.24) получены в первом порядке по \mathbf{B}_{\parallel} и во втором по \mathbf{E}_{\parallel} . Анализ кинетического уравнения (1.2) во втором порядке по \mathbf{E}_{\parallel} показывает, что гармоники $f^{0, \pm 1}$ и, следовательно, фототок могут содержать резонансные вклады только при $\omega = \pm\omega_c$ и $\omega = \pm 2\omega_c$ при условии, что асимметрия рассеяния достаточно слаба (при этом дополнительных ограничений на величину магнитного поля \mathbf{B}_{\parallel} в плоскости КЯ не накладывается). Более высокие субгармоники циклотронного резонанса могут возникнуть в фототоке в более высоких порядках по \mathbf{E}_{\parallel} . Рассмотрение отклика высокого порядка по электрическому полю выходит за рамки данной диссертации.

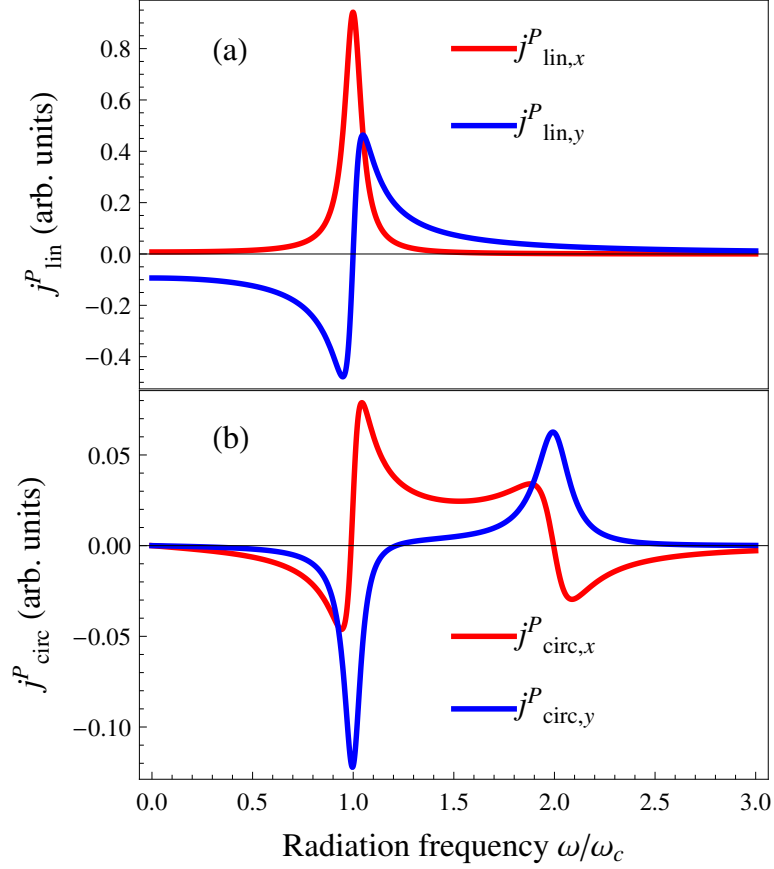


Рис. 1.3: Зависимости проекций линейного магнитоиндуцированного фототока (панель a) и циркулярного магнитоиндуцированного тока (панель b) от частоты излучения ω . Зависимости вычислены согласно (1.23) и (1.24) для $\omega_c \tau_1(E_F) = 20$, $\tau_1(\varepsilon_p) = 2\tau_2(\varepsilon_p) \propto \varepsilon_p$ и для вещественного параметра γ , который не зависит от энергии электрона ε_p .

1.4 Энергетическая релаксация электронов

При поглощении излучения электронный газ нагревается и выходит из теплового равновесия с кристаллической решеткой. В процессе последующей энергетической релаксации разогретые носители заряда испускают фононы, что, в свою очередь, за счет асимметрии электрон-фононного взаимодействия в \mathbf{k} -пространстве также приводит к генерации электрического тока [37, 35, 38]. Величина и направление та-

кого тока зависят от симметрии структуры, а также деталей электрон-фононного взаимодействия. В представленном разделе будет рассмотрен механизм генерации тока в квантовых ямах без центра инверсии за счет релаксации на акустических фононах.

Предполагается, что за счет эффективного электрон-электронного взаимодействия у нагретых свободных носителей заряда устанавливается квазиравновесное распределение $\bar{f}_{\mathbf{p}}$, которое можно описывать эффективной температурой T_e , отличающейся от температуры фононного газа T , $T_e = T + \delta T$ из-за нагрева электронов излучением. Поправка к температуре δT определяется балансом энергии и пропорциональна интенсивности в линейном режиме по интенсивности излучения.

В стационарном случае кинетическое уравнение Больцмана для неравновесной части функции распределения $\delta f_{\mathbf{p}}$ электронов принимает вид

$$\frac{e}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \frac{\partial \delta f_{\mathbf{p}}}{\partial \mathbf{p}} = \text{St} f_{\mathbf{p}}, \quad (1.27)$$

где $f_{\mathbf{p}} = \bar{f}_{\mathbf{p}} + \delta f_{\mathbf{p}}$ — функция распределения, $\text{St} f_{\mathbf{p}} = \text{St}^{\text{el}} f_{\mathbf{p}} + \text{St}^{\text{ph}} f_{\mathbf{p}}$, $\text{St}^{\text{el}} f_{\mathbf{p}} = \sum_m (1/\tau_m - im\omega_c) \delta f^m e^{i\varphi}$ — интеграл упругих столкновений, а $\text{St}^{\text{ph}} f_{\mathbf{p}}$ — вклад электрон-фононного рассеяния в интеграл столкновений. Тогда из (1.14) получаем выражение для плотности тока, индуцированного релаксацией разогретых электронов

$$\mathbf{j}^{\text{T}} = 2e \sum_{\mathbf{p}} \frac{\mathbf{v}}{p} \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau_1^2} (\mathbf{p} + \omega_c \tau_1 [\mathbf{p} \times \mathbf{o}_z]) \text{St}^{\text{ph}} f_{\mathbf{p}}. \quad (1.28)$$

Для вычисления тока \mathbf{j}^{T} в первом порядке по интенсивности в интеграле столкновений электронов с фононами в функции распределения нужно оставить только $\bar{f}_{\mathbf{p}}$, тогда $\text{St}^{\text{ph}} f_{\mathbf{p}}$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \text{St}^{\text{ph}} f_{\mathbf{p}} = & \sum_{\mathbf{p}'} W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{ph}),+} \bar{f}_{\mathbf{p}'} (1 - \bar{f}_{\mathbf{p}}) + W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{ph}),-} \bar{f}_{\mathbf{p}'} (1 - \bar{f}_{\mathbf{p}}) \\ & - W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}^{(\text{ph}),+} \bar{f}_{\mathbf{p}} (1 - \bar{f}_{\mathbf{p}'}) - W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}^{(\text{ph}),-} \bar{f}_{\mathbf{p}} (1 - \bar{f}_{\mathbf{p}'}), \quad (1.29) \end{aligned}$$

где

$$W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{ph}),\pm} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{q}} |V_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}(\mathbf{q})|^2 N_q^{\pm} \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}'} - \varepsilon_{\mathbf{p}} \mp \hbar\Omega_q) \quad (1.30)$$

— вероятность электрон-фононного рассеяния, $\Omega_q = c_s q$ — частота акустического фонона, c_s — скорость звука, $V_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}(\mathbf{q})$ — матричный элемент электрон-фононного рассеяния, $N_q^{\pm} = N_q + 1/2 \pm 1/2$,

$$N_q = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\Omega_q}{T}} - 1}$$

— число заполнения фононов,

$$\bar{f}_{\mathbf{p}} = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_{\mathbf{p}} - E_F}{T_e}} + 1}$$

— квазиравновесная функция распределения электронов, E_F — энергия Ферми, T — температура решетки, T_e — эффективная температура электронного газа.

Предполагая, что изменение температуры небольшое и

$$f(\varepsilon_{\mathbf{p} + \hbar\Omega_q})[1 - f(\varepsilon_{\mathbf{p}})](N_q + 1) - f(\varepsilon_{\mathbf{p}})[1 - f(\varepsilon_{\mathbf{p} + \hbar\Omega_q})]N_q \approx \frac{\delta T}{T} N_q \frac{\hbar\Omega_q}{T} f(\varepsilon_{\mathbf{p}})[1 - f(\varepsilon_{\mathbf{p} + \hbar\Omega_q})], \quad (1.31)$$

можно получить окончательное выражение для плотности электрического тока

$$\mathbf{j}^T = -e \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{p}, \mathbf{p}', \mathbf{q}} \frac{v}{p} \frac{\tau_1}{1 + \omega_c^2 \tau_1^2} (\mathbf{p} + \omega_c \tau_1 [\mathbf{p} \times \mathbf{o}_z]) |V_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'}(\mathbf{q})|^2 \frac{\delta T}{T} \frac{\hbar\Omega_q}{T} \times f(\varepsilon_{\mathbf{p}})[1 - f(\varepsilon_{\mathbf{p}})][1 - 2f(\varepsilon_{\mathbf{p}})]\delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}'}). \quad (1.32)$$

В геометрии нормального магнитного поля неэквивалентности направлений z и $-z$ в квантовой яме недостаточно для генерации тока. Скалярная величина δT , которая приводит к возникновению тока, должна быть связана с векторной величиной $\mathbf{j}^{(T)}$, что может реализовываться только в системе, где направления в плоскости КЯ не эквивалентны. Генерация токов, обусловленная энергетической релаксацией, в таких структурах будет рассмотрена в Главе 4.

В геометрии наклонного магнитного поля компонента магнитного поля в плоскости \mathbf{B}_{\parallel} приводит к асимметрии рассеяния электронов в \mathbf{k} -пространстве. Симметричный анализ показывает, что генерация тока в таких системах возможна,

если направления z и $-z$ неэквивалентны, поскольку помимо скалярной величины δT величина тока $\mathbf{j}^{(T)}$ также связана с псевдовектором \mathbf{B}_{\parallel} . В этой геометрии магнитное поле в плоскости \mathbf{B}_{\parallel} модифицирует функцию размерного квантования электрона в зависимости от его волнового вектора, в результате чего вероятность рассеяния на фононе становится анизотропной в импульсном пространстве [35]. Эта асимметрия приводит к возникновению тока в процессе релаксации энергии свободных носителей заряда, разогретых излучением. Таким образом, эффект генерации тока является чисто орбитальным эффектом и не требует учета спин-орбитального взаимодействия. Для описания эффекта генерации фототока в наклонном магнитном поле достаточно ограничиться рассмотрением только зоны проводимости, влияние компоненты магнитного поля в плоскости \mathbf{B}_{\parallel} на функцию размерного квантования можно рассматривать как примесь возбужденных электронных состояний к волновой функции основного состояния КЯ. В первом порядке теории возмущений волновая функция электрона имеет вид

$$\Psi_{1,\mathbf{p}} = \Psi_{1,\mathbf{p}}^{(0)} + \sum_{\nu \neq 1} \frac{e}{cm^*} \frac{z_{\nu 1}}{\varepsilon_{\nu,1}} (B_y p_x - B_x p_y) \Psi_{m,\mathbf{p}}^{(0)}, \quad (1.33)$$

где $\Psi_{\nu,\mathbf{p}}^{(0)} = \mathcal{U}_{\nu}(z) e^{i\mathbf{k}\rho} / \sqrt{S}$ — невозмущенная волновая функция, $\mathbf{k} = \mathbf{p}/\hbar$ — волновой вектор электрона. Соответственно, матричный элемент рассеяния электронов на фононах по деформационному механизму взаимодействия можно представить в форме

$$V_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}(\mathbf{q}) = i\Xi_c \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho\Omega_q V}} q \delta_{\mathbf{p}+\hbar\mathbf{q}_{\parallel},\mathbf{p}'} \left\{ \int dz \mathcal{U}_0^2(z) e^{iq_z z} + \sum_{\nu \neq 1} \frac{e}{cm^*} \frac{z_{m,0}}{\varepsilon_{\nu 1}} [B_y(p_x + p'_x) - B_x(p_y + p'_y)] \int dz \mathcal{U}_{\nu}(z) \mathcal{U}_0(z) e^{iq_z z} \right\}. \quad (1.34)$$

Не умаляя общности, можно положить $B_y = 0$. Расчет показывает, что в этой геометрии асимметричный вклад в вероятность рассеяния электронов, который приводит к генерации тока, имеет вид

$$|V_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}|^2 (\text{asym}) = \Xi_c^2 \frac{\hbar}{2\rho\Omega_q V} q^2 \delta_{\mathbf{p}+\hbar\mathbf{q}_{\parallel},\mathbf{p}'} \tilde{Z}(q_z) B_x(p_y + p'_y), \quad (1.35)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{Z}(q_z) = & - \sum_{\nu \neq 1} \frac{e}{cm^*} \frac{z_{\nu 1}}{\varepsilon_{\nu 1}} \left(\int dz \mathcal{U}_\nu(z) \mathcal{U}_0(z) e^{iq_z z} \int dz \mathcal{U}_0(z) \mathcal{U}_0(z) e^{-iq_z z} \right. \\ & \left. + \int dz \mathcal{U}_\nu(z) \mathcal{U}_0(z) e^{-iq_z z} \int dz \mathcal{U}_0(z) \mathcal{U}_0(z) e^{iq_z z} \right). \end{aligned}$$

Подставляя выражение для вероятности рассеяния в (1.32), а также выражая δT для линейно поляризованного излучения через интенсивность излучения и параметры электронного газа, получаем окончательный ответ

$$\begin{aligned} \mathbf{j}^T = & e^3 \frac{2\pi n}{cn_\omega m^*} \frac{e}{cm^*} B_x \left[\frac{\tau_1}{[1 + (\omega + \omega_c)^2 \tau_1^2]} + \frac{\tau_1}{[1 + (\omega - \omega_c)^2 \tau_1^2]} \right] \\ & \times \left\{ \mathbf{o}_y \left[\frac{\tau_1}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} + E_F \frac{d}{dE_F} \left(\frac{\tau_1}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \right) \right] \right. \\ & \left. + \mathbf{o}_x \left[\frac{\omega_c \tau_1^2}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} + E_F \frac{d}{dE_F} \left(\frac{\omega_c \tau_1^2}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \right) \right] \right\} \\ & \times \sum_{\nu \neq 1} \frac{z_{\nu 1}}{\varepsilon_{\nu 1}} \frac{\int dz \mathcal{U}_0^2(z) [\mathcal{U}_\nu(z) \mathcal{U}_0(z)]''}{\int dz \mathcal{U}_0^2(z) \mathcal{U}_0'^2(z)} I. \quad (1.36) \end{aligned}$$

На рис. 1.4 показаны зависимости компонент фототока, индуцированного релаксацией нагретых излучением электронов в наклонном магнитном поле, от магнитного поля в единицах $\omega_c = eB \cos \theta / (cm^*)$, построенные по формуле (1.36). Угол наклона магнитного поля θ считается фиксированной величиной. Зависимости построены для систем, в которых подвижность носителей заряда определяется рассеянием на короткодействующих дефектах, для которых время релаксации импульса τ_1 не зависит от E_F , а энергетическая релаксация определяется рассеянием на акустических фоновых. Обе компоненты тока j_x и j_y резонансно увеличиваются в условиях циклотронного резонанса $\omega_c \approx \omega$. Однако, компонента вдоль магнитного поля в плоскости j_x четна по магнитному полю, в то время как компонента, перпендикулярная статическому магнитному полю, j_y — нечетна. Амплитуда j_x в $\omega \tau_1$ раз больше амплитуды j_y , поэтому в высокоподвижных структурах в условиях циклотронного резонанса направление тока будет близко к проекции магнитного поля на плоскость КЯ.

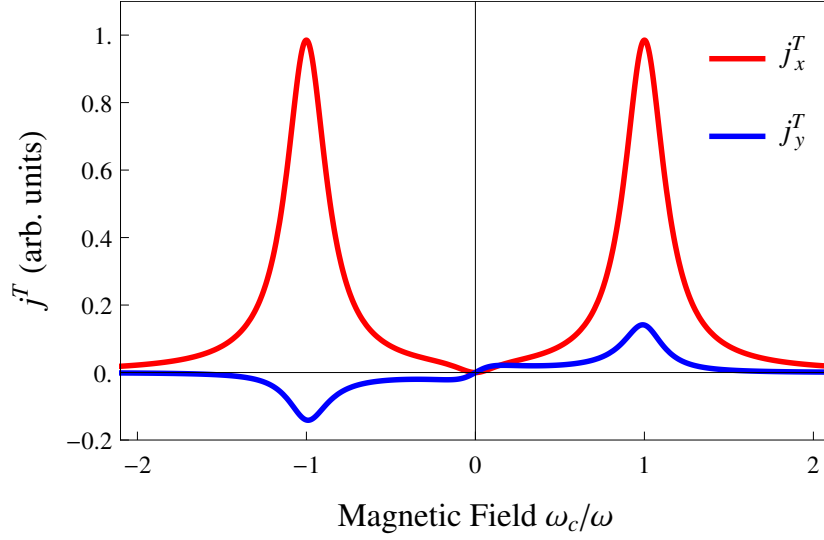


Рис. 1.4: Зависимости магнитоиндуцированных фототоков j_x^T и j_y^T , вызванных энергетической релаксацией носителей заряда на акустических фонах, для параметра $\omega\tau_1 = 7$.

1.5 Краткие итоги

- Разработана микроскопическая теория фотогальванических эффектов для двумерных носителей заряда в асимметричных квантовых ямах во внешнем магнитном поле.
- Показано, что амплитуда фототока многократно увеличивается в условиях циклотронного резонанса, когда частота падающего излучения совпадает с циклотронной частотой.
- Продемонстрировано, что циркулярный фототок, индуцированный в наклонном магнитном поле, обладает дополнительным резонансом на частоте первой субгармоники циклотронного резонанса при $\omega = 2\omega_c$.
- Показано, что асимметрия рассеяния электронов на фонах приводит к генерации фототока в процессе релаксации разогретых излучением двумерных носителей заряда. В условиях циклотронного резонанса разогрев и величина тока увеличиваются.

Глава 2

Поверхностные фототоки в объемных топологических изоляторах

2.1 Введение

Недавнее открытие топологических изоляторов — новых систем, которые обладают бесщелевыми дираковскими состояниями на поверхности [39, 40], привлекает много внимания к данным структурам из-за их уникальных физических свойств, а также возможного применения для создания новых устройств спинтроники и магнитоэлектрических приборов. В объеме топологические изоляторы ведут себя как изоляторы, но обладают поверхностными проводящими состояниями на границе. Они обладают топологически нетривиальной зонной структурой, которая может быть описана топологическим инвариантом — дискретной характеристикой, которая не может измениться, пока энергетическая щель остается открытой. Поскольку такие величины постоянны по всему объему одного и того же материала, топологические инварианты могут служить в качестве параметров, характеризующих тот или иной материал. На границе топологических изоляторов с “обычным” изолятором или вакуумом возникает бесщелевое состояние, поскольку топология зонной структуры должна измениться на тривиальную, а это возможно, только если на интерфейсе щель закрывается [41, 42].

Среди разнообразных систем, изучаемых в настоящее время, структуры на основе HgTe являются одними из наиболее перспективных. Они позволяют реализовывать двухмерные и трехмерные топологические изоляторы и исследовать краевые и поверхностные состояния [43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56]. Двумерные поверхностные топологически защищенные состояния реализуются в напряженных пленках HgTe. Деформация открывает щель в бесщелевом HgTe, переводя систему из полуметалла в трехмерный топологический изолятор. При этом в определенном диапазоне энергий Ферми в объеме теллурид ртути ведет себя как диэлектрик, но обладает проводящими поверхностными состояниями, что позволяет изучать транспорт только поверхностных электронов [53, 57]. Это существенно отличается от всех других известных объемных топологических изоляторов (например, Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3), где изучение транспорта в поверхностных состояниях (почти всегда) затруднено высокой остаточной концентрацией объемных носителей заряда [58, 59, 60]. Уникальное свойство напряженных пленок HgTe позволяет наблюдать квантовый эффект Холла [53] и осцилляции Шубникова-де-Гааза [57] и, таким образом, анализировать свойства исключительно топологически защищенных поверхностных состояний. Более того, пренебрежимо малый вклад от объемных носителей позволяет исследовать поверхностные дираковские фермионы в трехмерных топологических изоляторах с помощью циклотронного резонанса, измеренного посредством пропускания излучения через структуру, эффекта Фарадея или фототоков, индуцированных терагерцовым излучением [61, 62, 63].

В представленной главе рассматривается генерация фототоков, возникающих в поверхностных каналах напряженных пленок HgTe в условиях циклотронного резонанса. Показано, что фототок обусловлен асимметричным рассеянием поверхностных носителей заряда в импульсном пространстве, которое индуцировано магнитным полем. Анализ механизма формирования фототока показывает, что ток полностью поляризован по спину, что приводит к появлению макроскопической поверхностной спиновой поляризации. В рамках 6-зонной $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -модели выполнен

расчет спектра поверхностных состояний в напряженных пленках теллурида ртути, выращенных вдоль направления $[0lh]$. Продемонстрировано, что изучение фототоков позволяет измерять циклотронные массы поверхностных носителей заряда. Разработанная теория хорошо описывает зависимость фототоков от магнитного поля, обнаруженную в экспериментах, а результаты расчетов спектра поверхностных носителей согласуются с полученными из эксперимента циклотронными массами.

2.2 Спектр и волновые функции поверхностных носителей заряда

Для анализа механизмов возникновения фототока и его частотных и поляризационных зависимостей в текущем разделе представлены расчеты спектра и волновых функций топологически защищенных поверхностных состояний в пленках HgTe. В типичных структурах пленка HgTe зажата между тонкими слоями CdHgTe, выполняющими роль покрывающего слоя (верхний) и буфера (нижний слой). Вся гетероструктура, в свою очередь, выращена на толстом $(0lh)$ -ориентированном слое CdTe. При этом в слое CdTe происходит полная релаксация напряжений из-за его большой толщины.

Расчет зонной структуры в низкосимметричных напряженных структурах на основе CdHgTe/HgTe/CdHgTe, выращенных на CdTe, проводится в рамках 6 -зонной $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -модели, которая хорошо применима к узкощелевым полупроводникам. Рассматривается класс структур, выращенных вдоль направления $[0lh]$ (l и h — целые числа), что включает в себя (011) -, (012) - и (013) -ориентированные структуры. В базисе блоховских амплитуд зон Γ_6 и Γ_8 волновая функция электронов

имеет вид

$$\Psi(\boldsymbol{\rho}, z) = \begin{pmatrix} \psi_{\Gamma_6, +1/2} \\ \psi_{\Gamma_6, -1/2} \\ \psi_{\Gamma_8, +3/2} \\ \psi_{\Gamma_8, +1/2} \\ \psi_{\Gamma_8, -1/2} \\ \psi_{\Gamma_8, -3/2} \end{pmatrix} \exp(i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \boldsymbol{\rho}), \quad (2.1)$$

где $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$ — координаты в плоскости, z — направление роста, ψ_j — огибающие функции, $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y)$ — волновой вектор в плоскости структуры.

Эффективный 6-зонный гамильтониан определяется выражением

$$H = \begin{pmatrix} H_{cc} & H_{cv} \\ H_{cv}^\dagger & H_{vv} \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

где блоки H_{cc} и H_{vv} описывают зону проводимости (Γ_6) и валентную зону (Γ_8), блок H_{cv} описывает межзонное взаимодействие. Блок H_{cc} имеет вид

$$H_{cc} = I_{2 \times 2} \left[E_c(z) + \frac{\hbar^2 \mathbf{k} [2F(z) + 1] \mathbf{k}}{2m_0} + \Xi_c \text{Tr} \epsilon \right], \quad (2.3)$$

где $E_c(z)$ — профиль зоны проводимости вдоль оси роста, $\mathbf{k} = (k_x, k_y, -i\partial/\partial z)$, $F(z)$ — параметр, учитывающий вклад от удаленных зон, Ξ_c — константа деформационного потенциала зоны Γ_6 и ϵ — тензор напряжений. Блок H_{cv} определяется выражением

$$H_{cv} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}} P k_+ & \sqrt{\frac{2}{3}} P k_z & \frac{1}{\sqrt{6}} P k_- & 0 \\ 0 & -\frac{1}{\sqrt{6}} P k_+ & \sqrt{\frac{2}{3}} P k_z & \frac{1}{\sqrt{2}} P k_+ \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

Таблица 2.1: Параметры материалов HgTe и CdTe, взятые из работ ^(α) [64], ^(β) [65], ^(γ) [66], ^(δ) [67], ^(ε) [68], ^(ζ) [69].

	E_g (eV)	γ_1	γ_2	γ_3	$2m_0(P/\hbar)^2$ (eV)	F	a (eV)
HgTe	-0.303 ^(α)	4.1 ^(α)	0.5 ^(α)	1.3 ^(α)	18.8 ^(α)	0 ^(α)	-0.13 ^(β)
CdTe	1.606 ^(α)	1.47 ^(α)	-0.28 ^(α)	0.03 ^(α)	18.8 ^(α)	-0.09 ^(α)	0.756 ^(γ)
	b (eV)	d (eV)	Ξ_c (eV)	a_0 (Å)	c_{11} (Mbar)	c_{12} (Mbar)	c_{44} (Mbar)
HgTe	-1.5 ^(δ)	-8.0 ^(δ)	-3.82 ^(ζ)	6.46 ^(ε)	0.597 ^(β)	0.415 ⁽²⁾	0.226 ^(β)
CdTe	-1.0 ^(ε)	-4.4 ^(ε)	-2.687 ^(γ)	6.48 ^(ε)	0.562 ^(β)	0.394 ^(β)	0.206 ^(β)

где $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$.

Блок гамильтониана H_{vv} имеет вид

$$H_{vv} = E_v(\mathbf{r}) + H_L^{(i)} + H_L^{(a)} + H_{BP}^{(i)} + H_{BP}^{(a)}, \quad (2.5)$$

где $E_v(\mathbf{r})$ — профиль валентной зоны, $H_L^{(i)}$, $H_L^{(a)}$, $H_{BP}^{(i)}$ и $H_{BP}^{(a)}$ — изотропные и анизотропные части гамильтонианов Латтинджера и Бира-Пикуса:

$$H_L^{(i)} = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[-\mathbf{k} \left(\gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma_2 \right) \mathbf{k} + 2(\mathbf{J} \cdot \mathbf{k})\gamma_2(\mathbf{J} \cdot \mathbf{k}) \right], \quad (2.6)$$

$$H_{BP}^{(i)} = \left(a + \frac{5}{4}b \right) \text{Tr}\epsilon - b \sum_{\alpha} J_{\alpha}^2 \epsilon_{\alpha\alpha} - b \sum_{\alpha \neq \beta} \{J_{\alpha}, J_{\beta}\}_s \epsilon_{\alpha\beta}, \quad (2.7)$$

γ_1 , γ_2 и γ_3 — вклады в параметры Латтинджера от далеких зон, \mathbf{J} — вектор, составленный из матриц углового момента $3/2$, $\{J_{\alpha}, J_{\beta}\}_s = (J_{\alpha}J_{\beta} + J_{\beta}J_{\alpha})/2$, a , b и d — константы деформационного потенциала зоны Γ_8 . Явный вид выражений $H_L^{(a)}$ и $H_{BP}^{(a)}$ с учетом кубической анизотропии кристалла зависит от используемой системы координат.

В системе координат структуры, выращенной вдоль направления $[0lh]$: $x \parallel [100]$, $y \parallel [0h\bar{l}]$ и $z \parallel [0lh]$, блоки $H_L^{(a)}$ и $H_{BP}^{(a)}$ принимают вид

$$H_L^{(a)} = \frac{2\hbar^2}{m_0} \left\{ \{J_x J_y\}_s (\gamma_3 - \gamma_2) k_x k_y + \{J_x J_z\}_s \{ \gamma_3 - \gamma_2, k_z \}_s k_x \right. \\ \left. + \left[\{J_y J_z\}_s \cos 2\theta + \frac{J_z^2 - J_y^2}{2} \sin 2\theta \right] \right. \\ \left. \times \left[\{(\gamma_3 - \gamma_2), k_z\}_s k_y \cos 2\theta + \frac{k_z(\gamma_3 - \gamma_2)k_z - (\gamma_3 - \gamma_2)k_y^2}{2} \sin 2\theta \right] \right\}, \quad (2.8)$$

$$H_{BP}^{(a)} = -2 \left(\frac{d}{\sqrt{3}} - b \right) \left\{ \{J_x J_y\}_s \epsilon_{xy} + \{J_x J_z\}_s \epsilon_{xz} \right. \\ \left. + \left[\{J_y J_z\}_s \cos 2\theta + \frac{J_z^2 - J_y^2}{2} \sin 2\theta \right] \left[\epsilon_{yz} \cos 2\theta + \frac{\epsilon_{zz} - \epsilon_{yy}}{2} \sin 2\theta \right] \right\}, \quad (2.9)$$

где $\theta = \arctan(l/h)$ — угол между направлением роста структуры $[0lh]$ и осью $z' \parallel [001]$, $\theta \approx 18.4^\circ$ для (013)-ориентированных структур.

Постоянная решетки слоев HgTe и $\text{Cd}_{0.65}\text{Hg}_{0.35}\text{Te}$ в плоскости принимает вид постоянной решетки буфера CdTe , что приводит к деформации в плоскости слоев, описываемой компонентами тензора деформаций $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = a_{\text{CdTe}}/a_0 - 1$, где a_{CdTe} — постоянная решетки CdTe , а a_0 — равновесная постоянная решетки рассматриваемого слоя. Некомпланарные компоненты тензора деформации в каждом слое можно найти, минимизируя энергию упругой деформации

$$F = \frac{1}{2}c_{11}(\epsilon_{x'x'}^2 + \epsilon_{y'y'}^2 + \epsilon_{z'z'}^2) + \frac{1}{2}c_{12}(2\epsilon_{x'x'}\epsilon_{y'y'} + 2\epsilon_{y'y'}\epsilon_{z'z'} + 2\epsilon_{x'x'}\epsilon_{z'z'}) + \frac{1}{2}c_{44}(4\epsilon_{x'y'}^2 + 4\epsilon_{y'z'}^2 + 4\epsilon_{z'x'}^2), \quad (2.10)$$

где c_{11} , c_{12} и c_{44} — упругие постоянные. Такие расчеты для $(0lh)$ -ориентированной структуры дают

$$\begin{aligned} \epsilon_{zz} &= \frac{c_{11}^2 + 2c_{11}(c_{12} - c_{44}) + c_{12}(-3c_{12} + 10c_{44}) - (c_{11} + 3c_{12})(c_{11} - c_{12} - 2c_{44}) \cos 4\theta}{-c_{11}^2 - 6c_{11}c_{44} + c_{12}(c_{12} + 2c_{44}) + (c_{11} + c_{12})(c_{11} - c_{12} - 2c_{44}) \cos 4\theta} \epsilon_{\parallel}, \\ \epsilon_{zy} &= \frac{(c_{11} + 2c_{12})(c_{11} - c_{12} - 2c_{44}) \sin 4\theta}{-c_{11}^2 - 6c_{11}c_{44} + c_{12}(c_{12} + 2c_{44}) + (c_{11} + c_{12})(c_{11} - c_{12} - 2c_{44}) \cos 4\theta} \epsilon_{\parallel}, \\ \epsilon_{xz} &= 0. \end{aligned} \quad (2.11)$$

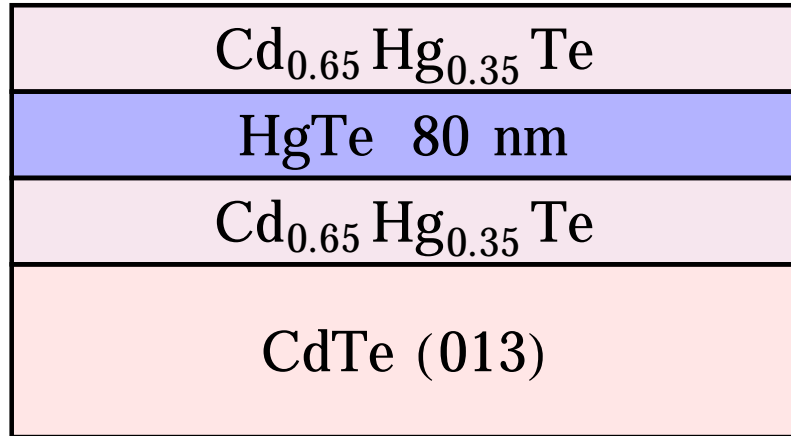


Рис. 2.1: Поперечное сечение рассматриваемой структуры.

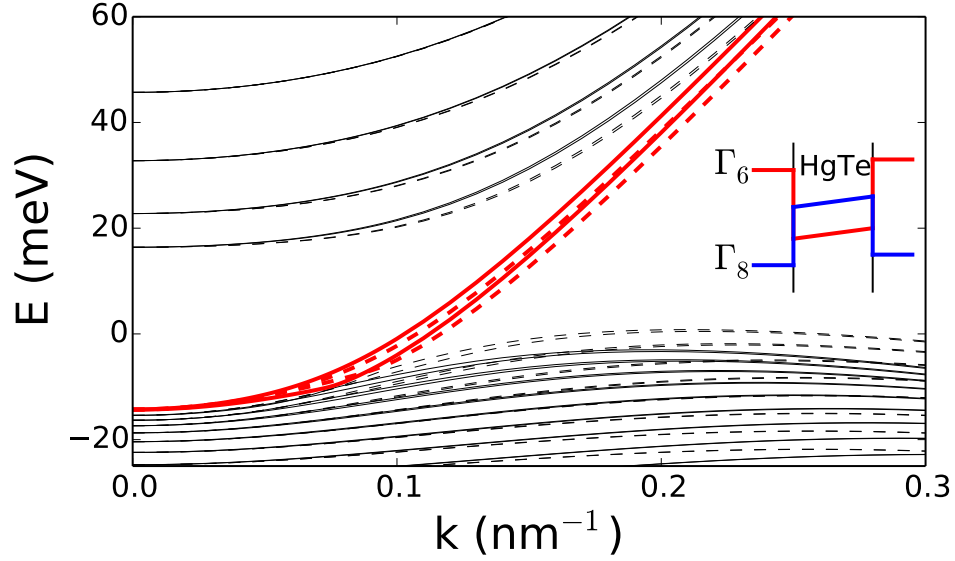


Рис. 2.2: Зонная структура (013)-ориентированных напряженных пленок HgTe толщины 80 нм, рассчитанная в рамках $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -модели. Сплошные и пунктирные кривые показывают дисперсии для двух перпендикулярных кристаллографических направлений: $\mathbf{k} \parallel [100]$ (сплошные кривые) и $\mathbf{k} \parallel [03\bar{1}]$ (пунктирные кривые). Расчеты выполнены для встроенного нормального к плоскости квантовой ямы электрического поля $E_z = 0.5$ кВ/см, которое приводит к расщеплению энергии спектра поверхностных состояний, локализованных у двух интерфейсов пленки, показанных жирными сплошными и пунктирными красными кривыми. Вставка иллюстрирует зависимость энергии зоны проводимости E_c и валентной зоны E_v от координаты вдоль оси роста структуры.

Расчеты электронного спектра и волновых функций проведены для параметров, перечисленных в таблице 2.2, и структуры, изображенной на рис. 2.1. Уравнение Шредингера с гамильтонианом (2.2) решалось численно путем разложения огибающих функций $\psi_j(z)$ в ряд по функциям гармонического осциллятора, следуя процедуре, описанной для (001)-ориентированных структур в работе [64].

Спектр, рассчитанный для (013)-ориентированных структур, показан на рис. 2.2. Расчеты показывают наличие поверхностных состояний в запрещенной зоне объемного напряженного HgTe. Дираковские точки поверхностных состояний для обоих интерфейсов находятся глубоко в валентной зоне, что аналогично результатам для (001)-ориентированных структур [53] и приводит к смешиванию

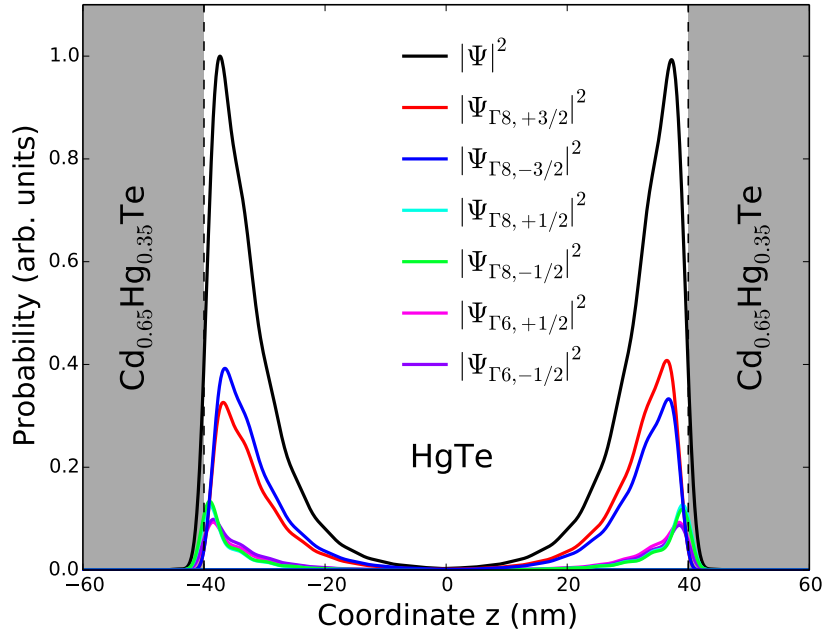


Рис. 2.3: Волновые функции поверхностных состояний в (013)-ориентированных напряженных пленках теллурида ртути толщины 80 нм. Расчеты выполнены для энергии электрона $E = 11$ мэВ, компоненты волнового вектора $k_x > 0$ и $k_y = 0$, встроенное электрическое поле $E_z = 0.5$ кВ/см.

подзон и отклонению дисперсии поверхностных состояний от линейной. В (013)-ориентированных структурах энергетический спектр является анизотропным в плоскости интерфейса. Для иллюстрации анизотропии на рис. 2.2 построена дисперсия для двух взаимно перпендикулярных направлений в плоскости (сплошные и пунктирные линии).

Волновые функции состояний, возникающих в запрещенной зоне объемного напряженного HgTe, показаны на рис. 2.3. Эти состояния локализованы на границах раздела пленки и преимущественно формируются из состояний тяжелых дырок. Спин поверхностных состояний жестко связан с их волновым вектором \mathbf{k} и меняет направление при смене \mathbf{k} на $-\mathbf{k}$. В симметричных (001)-ориентированных структурах вектор спина поверхностных носителей заряда лежит в плоскости структуры. Несмотря на то, что 6-зонная $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -модель, использованная в расчетах, не учиты-

вает отсутствие центра инверсии HgTe и, соответственно, спин-орбитальное взаимодействие Дрессельхауза, обнаружено, что спин для поверхностных электронов с $k_x \neq 0$ имеет компоненту вне плоскости в (013)-ориентированных структурах. Компонента поляризации, перпендикулярная плоскости структуры, определяется выражением

$$P_z = \frac{\int (|\psi_{\Gamma_8,+3/2}|^2 - |\psi_{\Gamma_8,-3/2}|^2) dz}{\int (|\psi_{\Gamma_8,+3/2}|^2 + |\psi_{\Gamma_8,-3/2}|^2) dz}. \quad (2.12)$$

$P_z \approx 0.1$ для поверхностных состояний, показанных на рис. 2.3.

Появление спиновой компоненты вне плоскости связано с кубической анизотропией гамильтониана (2.2) и нарушением симметрии по отношению к инверсии на границе пленки. Действительно, 6-зонный $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -гамильтониан объемного кристалла соответствует O_h точечной группе, содержащей пространственную инверсию. На границе симметрия $z \leftrightarrow -z$ нарушается, что для (013)-ориентированных структур приводит к снижению симметрии системы до точечной группы C_S , которая содержит единственный нетривиальный элемент $x \leftrightarrow -x$. Такое понижение симметрии приводит к возникновению поперечной компоненты спиновой поляризации для поверхностных состояний с $k_x \neq 0$. Заметим, что спин-орбитальное взаимодействие Дрессельхауза, вызванное отсутствием центра инверсии для кристаллических структур цинковой обманки, которое не включено в гамильтониан (2.2), приведет также к спиновой поляризации, перпендикулярной плоскости структуры, для поверхностных состояний с $k_y \neq 0$.

2.3 Модель генерации поверхностных фототоков

В настоящем разделе разработана модель генерации поверхностных фототоков в рамках асимметричного фотовозбуждения и релаксации энергии носителей заряда. Начнем рассмотрение с процессов генерации фототока, обусловленных асимметрией рассеяния носителей заряда в процессе поглощения излучения. В присутствии магнитного поля вероятность рассеяния между состояниями \mathbf{p} и \mathbf{p}' содержит асимметричный (нечетный по волновому вектору), зависящий от магнитного поля,

вклад, который может быть представлен в виде

$$W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}} = W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}^{(0)} + W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}^{(1)} B_z, \quad (2.13)$$

где B_z — величина магнитного поля, направленного по нормали к плоскости структуры, $W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}^{(0)}$ — вероятность рассеяния в нулевом магнитном поле, а $W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}^{(1)}$ — асимметричная поправка, вызванная смешиванием электронных состояний магнитным полем [35]. Вклады $W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}^{(0)}$ и $W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}^{(1)}$ в уравнение (2.13) удовлетворяют соотношениям $W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}^{(0)} = W_{-\mathbf{p}'-\mathbf{p}}^{(0)}$ и $W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}^{(1)} = -W_{-\mathbf{p}'-\mathbf{p}}^{(1)}$ из-за симметрии к инверсии времени. Как и в Главе 1, для описания генерации фототока в процессе поглощения излучения ограничимся рассмотрением упругих столкновений, которые определяют вероятность рассеяния электронов в области низких температур. Кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения $f_{\mathbf{p}}$ имеет вид:

$$\frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial t} + e \left(\mathbf{E}(t) + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{o}_z] B_z \frac{\partial f_{\mathbf{p}}}{\partial \mathbf{p}} \right) = \sum_{\mathbf{p}'} (W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} f_{\mathbf{p}'} - W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}} f_{\mathbf{p}}). \quad (2.14)$$

Аналогично процедуре, изложенной в первой главе, раскладываем функцию распределения электронов $f_{\mathbf{p}}(t)$ и интеграл столкновений в ряд Фурье по временным частотам и угловым гармоникам и получаем

$$St[f] = \sum_m \left(-\frac{1}{\tau_m} f^{n,m} + \sum_l u_{m,l} f^{n,-l} - u_{0,l} f^{n,m-l} \right) \exp(im\varphi - in\omega t), \quad (2.15)$$

где τ_m — время релаксации m -ой угловой гармоники, а

$$u_{m,l} = \int \frac{d\varphi}{2\pi} \sum_{\mathbf{p}'} W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(1)} e^{-im\varphi - il\varphi'}$$

описывает вклад анизотропной части в вероятность рассеяния. В результате получаем систему уравнений, похожую на (1.11), но с отличающейся правой частью

$$\begin{aligned} \Gamma^{n,m} f^{n,m} + \frac{e\mathbf{E}_{\parallel}}{2} \left(\mathbf{o}_- \hat{K}_-^m f^{n-1,m-1} + \mathbf{o}_+ \hat{K}_+^m f^{n-1,m+1} \right) \\ + \frac{e\mathbf{E}_{\parallel}^*}{2} \left(\mathbf{o}_- \hat{K}_-^m f^{n+1,m-1} + \mathbf{o}_+ \hat{K}_+^m f^{n+1,m+1} \right) = \\ B_z \sum_l u_{m,l} f^{n,-l} - u_{0,l} f^{n,m-l}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Плотность электрического тока в каждом из поверхностных каналов определяется выражением $\mathbf{j} = e \sum_{\mathbf{p}} v \delta f_{\mathbf{p}}$. Вычисления показывают, что плотность тока имеет вид

$$j_x = \text{Re } \tilde{j}, \quad j_y = -\text{Im } \tilde{j}, \quad (2.17)$$

где

$$\tilde{j} = \frac{e^3 |E|^2}{8\pi \hbar^2} \tau_1^2 (\chi_0 + \xi_1 \chi_1 + \xi_2 \chi_2 + \xi_3 \chi_3),$$

ξ_1, ξ_2 и ξ_3 — параметры Стокса, параметры χ_0, χ_2 соответствуют поляризованно независимому и циркулярному току, а χ_1 и χ_3 — линейному, эти коэффициенты определяются выражениями

$$\chi_0 = -B_z \frac{p^2 \gamma^{2*}}{\tau_1^2} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \frac{1}{p \Gamma^{0,1}} \right) \left(\frac{1}{\Gamma^{-1,2} \Gamma^{-1,1}} + \frac{1}{\Gamma^{1,2} \Gamma^{1,1}} \right), \quad (2.18)$$

$$\chi_1 = -\frac{B_z}{\tau_1^2} \left[\frac{1}{p} \left(\frac{\partial v p^2 \gamma_1}{\partial p \Gamma^{0,1} \Gamma^{0,2}} \right) \left(\frac{1}{\Gamma^{-1,-1}} + \frac{1}{\Gamma^{1,-1}} \right) - \frac{1}{p} \left(\frac{\partial v p^2 \gamma_2}{\partial p \Gamma^{0,1} \Gamma^{0,2}} \right) \left(\frac{1}{\Gamma^{-1,1}} + \frac{1}{\Gamma^{1,1}} \right) + p^2 \gamma_1 \left(\frac{\partial v}{\partial p} \frac{1}{p \Gamma^{0,1}} \right) \left(\frac{1}{\Gamma^{-1,2} \Gamma^{-1,-1}} + \frac{1}{\Gamma^{1,2} \Gamma^{1,-1}} \right) \right], \quad (2.19)$$

$$\chi_2 = -B_z \frac{p^2 \gamma^{2*}}{\tau_1^2} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \frac{1}{p \Gamma^{0,1}} \right) \left(-\frac{1}{\Gamma^{-1,2} \Gamma^{-1,1}} + \frac{1}{\Gamma^{1,2} \Gamma^{1,1}} \right), \quad (2.20)$$

$$\chi_3 = -\frac{B_z}{\tau_1^2} \left[\frac{1}{p} \left(\frac{\partial v p^2 \gamma_1}{\partial p \Gamma^{0,1} \Gamma^{0,2}} \right) \left(\frac{1}{\Gamma^{-1,-1}} + \frac{1}{\Gamma^{1,-1}} \right) + \frac{1}{p} \left(\frac{\partial v p^2 \gamma_2}{\partial p \Gamma^{0,1} \Gamma^{0,2}} \right) \left(\frac{1}{\Gamma^{-1,1}} + \frac{1}{\Gamma^{1,1}} \right) + p^2 \gamma_1 \left(\frac{\partial v}{\partial p} \frac{1}{p \Gamma^{0,1}} \right) \left(\frac{1}{\Gamma^{-1,2} \Gamma^{-1,-1}} + \frac{1}{\Gamma^{1,2} \Gamma^{1,-1}} \right) \right], \quad (2.21)$$

где $\gamma_2 = u_{-2,1} - u_{0,-1}$ и $\gamma_1 = u_{2,1} - u_{0,3}$, а все значения в уравнениях (2.18)-(2.21) берутся при энергии Ферми. Вблизи циклотронного резонанса ($\omega \approx \omega_c$) выражение для плотности тока существенно упрощается, а основной вклад в фототок вносят коэффициенты χ_1 и χ_3 , связанные с линейной поляризацией излучения

$$\chi_1 \approx -\frac{B_z}{2\tau_1 p} \left[\left(\frac{\partial v p^2}{\partial p \omega_c^2} \right) \left(\frac{\gamma_1}{1 - i(\omega - \omega_c)\tau_1} - \frac{\gamma_2}{1 + i(\omega - \omega_c)\tau_1} \right) + \left(\frac{v p^2}{\omega_c^2} \right) \left(\frac{\partial \gamma_1 / \partial p}{1 - i(\omega - \omega_c)\tau_1} - \frac{\partial \gamma_2 / \partial p}{1 + i(\omega - \omega_c)\tau_1} \right) \right], \quad (2.22)$$

$$\chi_3 \approx -\frac{B_z}{2\tau_1 p} \left[\left(\frac{\partial v p^2}{\partial p \omega_c^2} \right) \left(\frac{\gamma_1}{1 - i(\omega - \omega_c)\tau_1} + \frac{\gamma_2}{1 + i(\omega - \omega_c)\tau_1} \right) + \left(\frac{v p^2}{\omega_c^2} \right) \left(\frac{\partial \gamma_1 / \partial p}{1 - i(\omega - \omega_c)\tau_1} + \frac{\partial \gamma_2 / \partial p}{1 + i(\omega - \omega_c)\tau_1} \right) \right]. \quad (2.23)$$

Вышеприведенные выражения показывают, что фотоотклик резко возрастает в условиях циклотронного резонанса. Направление и амплитуда фототока, напротив, зависят от плоскости поляризации излучения и очень чувствительны к отстройке $\omega - \omega_c$. Стоит также отметить, такая зависимость фототока является нетривиальным фактом. Коэффициент поглощения, например, не зависит от плоскости поляризации света, поскольку линейно поляризованный свет можно разложить на сумму правой и левой круговых поляризаций, и только одна из этих двух круговых поляризаций вносит вклад в поглощение в условиях циклотронного резонанса. Величина же фототока непосредственно определяется всевозможными комбинациями $E_i E_j$, и выделять одну из круговых поляризаций в разложении поля при его описании нельзя.

Перейдем к рассмотрению генерации фототока, связанного с релаксацией нагретых излучением свободных носителей заряда. Постоянный ток возникает за счет анизотропного рассеяния горячих носителей на фононах при релаксации температуры. Как и в Главе 1, анизотропная поправка к функции распределения электронов $\delta f_{\mathbf{p}}$ в пространстве импульсов может быть найдена из уравнения

$$\frac{\delta f_{\mathbf{p}}}{\tau_p} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{o}_z] B_z \frac{\partial \delta f_{\mathbf{p}}}{\partial \mathbf{p}} = \sum_{\mathbf{p}'} (W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \bar{f}_{\mathbf{p}'} (1 - \bar{f}_{\mathbf{p}}) - W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}} \bar{f}_{\mathbf{p}} (1 - \bar{f}_{\mathbf{p}'})) , \quad (2.24)$$

здесь $W_{\mathbf{p}'\mathbf{p}}$ — вероятность рассеяния электрона между состояниями \mathbf{p} и \mathbf{p}' на фононах. Извлекая только первые угловые гармоники из уравнения (2.24), получаем

$$\left(\frac{1}{\tau_p} \mp i\omega_c \right) f^{\pm 1} = B_z \delta T \gamma_{\pm}^T , \quad (2.25)$$

где $\gamma_{+}^T = \gamma_{-}^{T*}$ — анизотропная часть рассеяния на фононах, обусловленная температурным дисбалансом δT между электронной и фононной подсистемами и смешиванием электронных состояний в магнитном поле. Разницу температур можно

найти из условия баланса энергии $\delta T/\tau_T = I\eta(\omega)$, где $\eta(\omega)$ — коэффициент поглощения, а τ_T — время релаксации температуры. Плотность электрического тока в каждом из поверхностных каналов определяется выражением

$$\begin{aligned} j_x^T &= eI\eta(\omega)B_z\tau_T \operatorname{Re} \sum_{\mathbf{p}} v\tau_p \frac{\gamma_+^T}{1 - i\omega_c\tau_p}, \\ j_y^T &= -eI\eta(\omega)B_z\tau_T \operatorname{Im} \sum_{\mathbf{p}} v\tau_p \frac{\gamma_+^T}{1 - i\omega_c\tau_p}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Уравнения (2.26) показывают, что ток обладает резонансом при $\omega = \omega_c$, обусловленным усилением поглощения $\eta(\omega)$.

Асимметрия рассеяния носителей в импульсном пространстве, которая вызывается различными скоростями рассеяния в состоянии с противоположными импульсами, приводит к генерации электрического тока. Отметим также, что для топологически защищенных поверхностных состояний ориентация спина электрона жестко связана с его импульсом [40, 42]. Это говорит о том, что генерируемые фототоки поляризованы по спину, что, в свою очередь, сопровождается появлением макроскопической поверхностной спиновой поляризации. Как уже отмечалось в предыдущем разделе, в (013)-ориентированных структурах спиновая поляризация обладает отличной от нуля компонентой вне плоскости структуры.

Направление и величина тока определяются асимметрией рассеяния поверхностных носителей на статических дефектах и фононах и асимметрией поглощения излучения. В частности, асимметричные члены в уравнениях (2.16) и (2.25) определяются пространственной симметрией структуры. Для двумерных поверхностных электронов в (013)-ориентированной структуре рассеяние обладает асимметричными вкладами даже для магнитного поля, направленного по нормали. Это связано с отсутствием каких-либо нетривиальных элементов симметрии в точечной группе C_1 , описывающей такие структуры. Кроме того, симметричный анализ показывает, что в этой системе асимметрия рассеяния поверхностных состояний не связана с какими-либо кристаллографическими осями структуры. Вблизи циклотронного резонанса направление фототока определяется фазами комплексных

параметров γ_1 и γ_2 для поляризационно зависимых токов и фазой параметра γ_+^T для поляризационно независимых токов. Поскольку фазы этих величин для точечной группы C_1 не привязаны симметрией структуры к кристаллографическим осям, то они могут зависеть от температуры, напряжения на затворе и т.д. Следует отметить, что такая анизотропия (013)-ориентированных структур была продемонстрирована для фотогальванических токов, индуцированных терагерцовым излучением в квантовых ямах HgTe в нулевом магнитном поле [25].

2.4 Сравнение с экспериментом

Развитую выше теорию теперь можно применить для описания экспериментальных данных. Эксперименты были выполнены на выращенных с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии пленках HgTe толщины 80 нм с высокой подвижностью [A2]. Несколько видов образцов с затвором и без затвора были изготовлены из одной и той же пластины HgTe/CdHgTe.

На рис. 2.4 показан резонансный фототок, полученный для различных частот излучения. Для частот $f = 1.62$ и 2.54 ТГц в зависимости фотосигналов наблюдаются два резонанса, для $f = 0.69$ ТГц путем аппроксимации с помощью функций Лоренца можно также различить два пика. Присутствие двух резонансов в зависимости фотосигнала связано с наличием двух интерфейсов (верхнего и нижнего) напряженной пленки HgTe, энергии которых разнесены в силу встроенного электрического поля вдоль направления роста структуры. На вставке на рис. 2.4 показано, что положение обоих резонансов линейно изменяется с частотой излучения. Частотная зависимость циклотронного резонанса соответствует данным, полученным в [61], для прохождения излучения верхнего и нижнего поверхностных состояний (смотри треугольники на вставке на рис. 2.4).

В экспериментах также были получены зависимости для различных полярностей магнитного поля. Зависимость фототока от магнитного поля, измеренная для двух направлений x и y , показана на рис. 2.5. Эта зависимость показывает, что

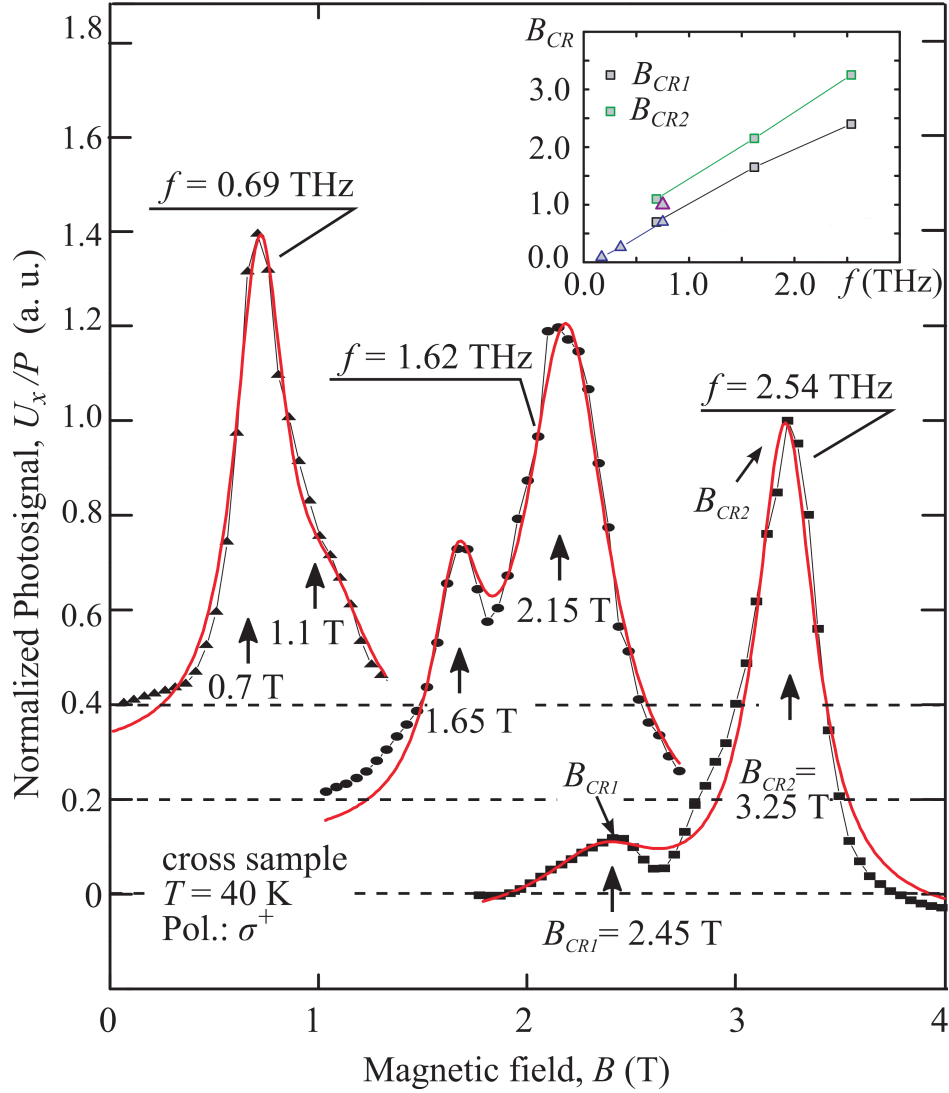


Рис. 2.4: Нормированные величины фотоэдс, измеренные в условиях циклотронного резонанса для различных частот излучения при $T = 40$ К. Данные вертикально сдвинуты на 0.2 и 0.4 для $f = 1.62$ и 0.69 ТГц соответственно. Сплошными линиями показана подгонка функциями Лоренца. Экспериментальные данные взяты из работы [A2]. На вставке приведены положения первого B_{CR1} и второго B_{CR2} (квадраты) резонансов в зависимости от частоты. Треугольники показывают данные работы [61] для верхнего и нижнего поверхностных состояний, измеренных в аналогичных структурах.

оба резонанса ведут себя независимо друг от друга. Действительно, в то время как первый резонанс фотосигнала U_x при B_{CR1} четен по магнитному полю, второй при

B_{CR2} — нечетен. Эти результаты также согласуются с приведенным выше выводом, что фототоки генерируются для двух независимых поверхностных состояний (верхнего и нижнего гетероинтерфейсов HgTe/CdHgTe). Для направления y ситуация противоположная: резонанс при B_{CR1} нечетен по магнитному полю, а при B_{CR2} — четен. Для резонанса при B_{CR2} четность и нечетность компонент противоположная. Следует отметить, что разница в четности фототоков для двух резонансов не является каким-либо правилом. Четность или нечетность сигнала в первую очередь зависит от фаз параметров γ_1 , γ_2 и γ_+^T , которые для различных образцов и даже гетерограниц одного и того же образца может быть разной.

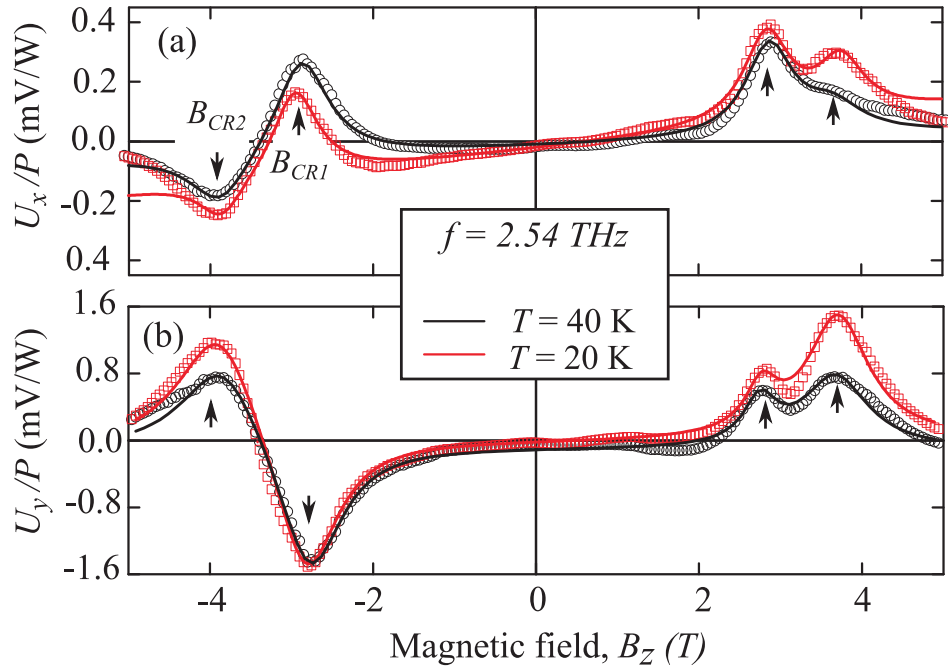


Рис. 2.5: Зависимость фотосигнала от магнитного поля, измеренная для двух направлений в плоскости структуры (x и y).

Положения резонансов фотосигналов, которые линейно меняются с изменением частоты излучения (см. вставку к рис. 2.4), позволяют вычислить циклотронные массы $m_c = 0.028 \cdot m_0$ и $m_c = 0.039 \cdot m_0$, где m_0 — масса электрона в вакууме. Расчет показывает, что массы, теоретически вычисленные для поверхностных состояний, $m_c = 0.027 \cdot m_0$ и $m_c = 0.03 \cdot m_0$ для пленки HgTe толщиной 80 нм

с напряженностью внутреннего электрического поля $E_z = 0.5$ кВ/см и энергией Ферми $E_F = 28$ мэВ очень близки к обнаруженным в эксперименте. Более точное сравнение между расчетными значениями и экспериментальными величинами требуют знания распределения электрического поля и химического профиля состава в реальных структурах. Оценка подвижности поверхностных носителей заряда из полуширин резонансов дает $\mu = 5.5 \times 10^4$ см²/(В·с), которая совпадает со значениями, полученными из измерений магнитотранспорта [57].

2.5 Краткие итоги

- Построена теория генерации поверхностных магнитоиндуцированных фототоков в объемных топологических изоляторах на основе напряженных пленок теллурида ртути. Показано, что в терагерцовом диапазоне возникновение поверхностных фототоков связано с асимметрией рассеяния носителей заряда в магнитном поле.
- Продемонстрировано, что как линейные, так и поляризационно независимые фототоки многократно усиливаются, когда частота переменного поля совпадает с циклотронной частотой поверхностных электронов, что обусловлено усилением электрон-фотонного взаимодействия в условиях циклотронного резонанса. Теория находится в согласии с экспериментальными данными по измерению резонансных магнитоиндуцированных фототоков в топологических изоляторах на основе напряженных пленок HgTe.
- Показано, что для генерации тока в процессе поглощения излучения основной вклад вносит фототок, индуцированный линейно поляризованным излучением. Направление и амплитуда линейного фототока определяются двумя параметрами γ_1 и γ_2 , связанными с угловыми гармониками вероятности рассеяния.
- В рамках 6-зонной $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -модели вычислены энергетические спектры и цик-

лотронные массы поверхностных электронов в пленках HgTe с ориентацией $(0lm)$ с учетом напряжений, возникающих в материале пленки и слоях CdHgTe. Сопоставление экспериментальных зависимостей фототоков от магнитного поля с теорией показывает, что численные расчеты циклотронных масс хорошо описывают положения резонансов, наблюдаемых в экспериментах.

Глава 3

Эффект увлечения двумерных носителей заряда фотонами в условиях циклотронного резонанса

3.1 Введение

Генерация фототока в полупроводниковых структурах может быть обусловлена не только фотогальваническими эффектами, связанными с асимметрией системы, но также и эффектом увлечения электронов фотонами, возникающим за счет передачи импульса фотонами свободным носителям заряда. Впервые предположение о возможности генерации фототока в полупроводниках, вызванного передачей импульса поглощенных фотонов, было выдвинуто в 1935 г. А. В. Иоффе и А. Ф. Иоффе в работе [70]. Эффект увлечения электронов фотонами в объемных полупроводниках в пределе классических частот $\hbar\omega < k_B T$ был впервые обоснован Барлоу в 1954 г. [71], а впоследствии теория эффекта была разработана более подробно [72, 73]. Генерация фототока за счет передачи импульса фотонов свободным носителям заряда возможна также в полупроводниковых гетероструктурах [17, 18]. В квантовых ямах фототок может возникать в геометрии наклонного падения излучения, когда импульс фотона имеет ненулевую компоненту в плоскости квантовой ямы. Это явление широко исследовалось в различных двумерных системах для различных типов оптических переходов [74, 75, 17]. Также в услови-

ях циклотронного резонанса наблюдалось усиление фототока в InAs/GaSb КЯ в работе [76] и связывалось с эффектом увлечения.

Качественно эффект увлечения при низких частотах можно интерпретировать как высокочастотный эффект Холла в скрещенных электрическом и магнитном полях электромагнитной волны. Например, для циркулярно поляризованного света электрическое поле воздействует на электроны, заставляя их двигаться по окружности синхронно с осцилляциями электрического поля. На разных частях траектории электрона магнитное поле направлено в разные стороны, в результате чего в обоих случаях возникает сила Лоренца, направленная в одну и ту же сторону, то есть возникает средняя ненулевая сила, действующая на электроны. Свободные носители дрейфуют в направлении средней силы Лоренца, и в структуре возникает постоянная составляющая электрического тока (рис. 3.1).

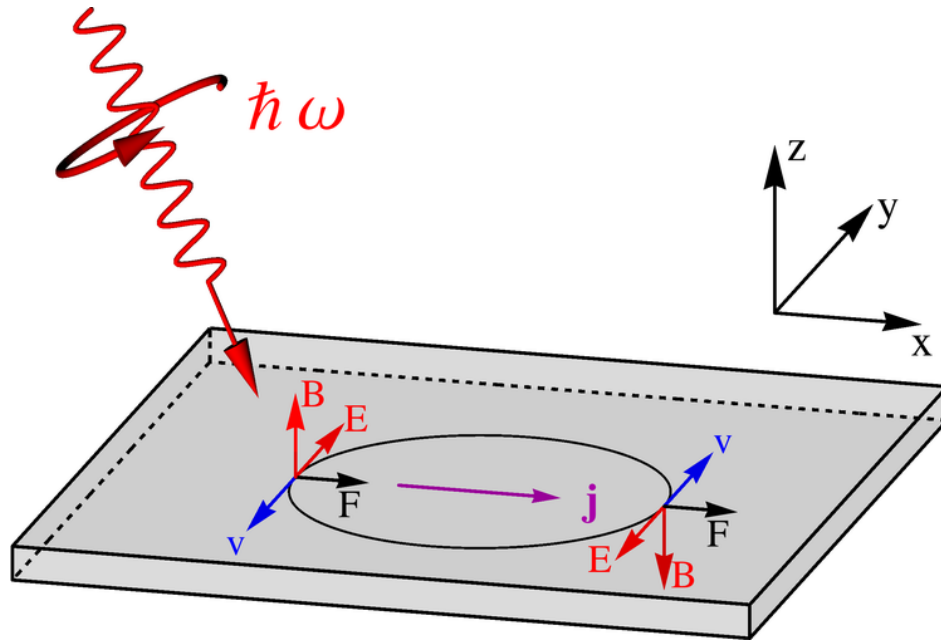


Рис. 3.1: Иллюстрация эффекта увлечения электронов фотонами. Скорости электронов, обозначенные синими стрелками, на противоположных участках траектории направлены в разные стороны. Магнитное поле излучения (красные стрелки) также меняется на противоположное за полпериода колебания поля. Таким образом, сила Лоренца (черные стрелки) направлена в одну и ту же сторону, что приводит к генерации постоянного фототока j .

В представленной главе изучен эффект увлечения электронов фотонами в квантовых ямах во внешнем статическом магнитном поле. Развита квазиклассическая теория, основанная на кинетическом уравнении Больцмана, генерации фототока за счет передачи импульса фотонов двумерным носителям заряда. Показано, что этот процесс резко усиливается в условиях циклотронного резонанса.

3.2 Симметричный анализ

Фототоки, индуцированные однородным возбуждением квантовой ямы, в общем случае могут быть вызваны как фотогальваническими эффектами, вызванными асимметрией рассеяния носителей заряда в \mathbf{k} -пространстве, которые были рассмотрены в Главе 1, так и эффектом увлечения, возникающим в результате передачи импульса фотонов двумерным электронам. Начнем с симметричного анализа этих эффектов в квантовых ямах, что позволит сравнить поляризационные зависимости эффекта увлечения с зависимостями фотогальванического эффекта и различить эти два явления. Фотогальванический эффект и эффект увлечения феноменологически описываются соотношением, которое связывает постоянный электрический ток с амплитудой и волновым вектором электромагнитного поля внутри структуры. Во втором порядке по амплитуде электрического поля излучения (линейный режим по интенсивности) и первом порядке по волновому вектору фотона такое соотношение имеет вид [18, 19]

$$j_\alpha = \sum_{\beta\gamma} \chi_{\alpha\beta\gamma}(B) E_{\omega,\beta} E_{\omega,\gamma}^* + \sum_{\beta\gamma\delta} \phi_{\alpha\beta\gamma\delta}(B) q_\beta E_{\omega,\gamma} E_{\omega,\delta}^*, \quad (3.1)$$

где \mathbf{q} — волновой вектор фотона, индексы α , β , γ и δ нумеруют декартовы компоненты. Тензоры χ и ϕ описывают фотогальванический эффект и эффект увлечения электронов фотонами соответственно и могут зависеть от статического магнитного поля B . В данной главе \mathbf{B} — приложенное внешнее статическое магнитное поле, а \mathbf{E}_ω и \mathbf{B}_ω — переменные электрическое и магнитное поля излучения.

Рассмотрим квантовые ямы, выращенные вдоль направления [001], которые

описываются точечной группой симметрии C_{2v} . Для таких структур, к которым приложено магнитное поле B , параллельное направлению роста z , первое слагаемое в правой части соотношения (3.1) можно представить в виде

$$\begin{aligned} j_x^P &= \chi_{xxz}(B_z)E_{\omega,x}E_{\omega,z}^* + \chi_{xyz}(B_z)E_{\omega,y}E_{\omega,z}^* + \text{c.c.}, \\ j_y^P &= \chi_{yyz}(B_z)E_{\omega,y}E_{\omega,z}^* + \chi_{yxz}(B_z)E_{\omega,x}E_{\omega,z}^* + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где $\chi_{xxz}(B_z)$ и $\chi_{yyz}(B_z)$ — четные функции магнитного поля, а $\chi_{xyz}(B_z)$ и $\chi_{yxz}(B_z)$ — нечетные, здесь $x \parallel [1\bar{1}0]$ и $y \parallel [110]$ — оси в плоскости КЯ. Отметим, что, вообще говоря, при наличии магнитного поля фототок может также генерироваться магнитогиротропным фотогальваническим эффектом [77]. Однако, для точечной группы C_{2v} этот эффект исчезает при $\mathbf{B} \parallel z$ [32]. Соотношения (3.2) показывают, что для генерации тока за счет фотогальванического эффекта требуется ненулевая составляющая электрического поля излучения $E_{\omega,z}$ вдоль направления роста. Таким образом, для s -поляризованного излучения ($E_{\omega,z} = 0$) возникновение фототока за счет фотогальванического эффекта невозможно. Теперь перейдем к рассмотрению эффекта увлечения, описываемого вторым слагаемым в правой части соотношения (3.1). Симметричный анализ показывает, что, в отличие от фотогальванических эффектов, эффект увлечения электронов фотонами может приводить к генерации фототока как для s -, так и для p - поляризации излучения. Для s -поляризованного излучения и в случае плоскости падения (xz), т.е. для $\mathbf{E}_{\omega} \parallel y$, отличного от нуля, плотность фототока имеет вид

$$j_x^D = \phi_{xxyy}(B_z)q_x |E_{\omega,y}|^2, \quad (3.3)$$

$$j_y^D = \phi_{yxxy}(B_z)q_x |E_{\omega,y}|^2, \quad (3.4)$$

где $\phi_{xxyy}(B_z)$ — четная функция магнитного поля и $\phi_{yxxy}(B_z)$ — нечетная. Таким образом, продольная составляющая тока увлечения j_x четная по магнитному полю, а поперечная j_y — нечетная. Аналогичные выражения можно получить для p -поляризованного излучения. В результате, поляризационная зависимость и различная четность от магнитного поля продольной и поперечной компонент фотото-

ка позволяют различать эффект увлечения электронов фотонами и фотогальванический эффект. Если и для s -, и для p -поляризованного излучения в квантовой яме наблюдается отличный от нуля фототок, то такой фототок может быть обусловлен только эффектом увлечения, а фотогальванические эффекты, напротив, можно исключить как причину его возникновения.

3.3 Микроскопическая теория

Перейдем теперь к рассмотрению микроскопических механизмов, ответственных за генерацию фототока. В данном разделе разработана квазиклассическая теория эффекта увлечения электронов фотонами в условиях циклотронного резонанса и показано, что в КЯ возникает постоянный электрический ток, обусловленный воздействием электрических и магнитных полей электромагнитной волны на носители заряда. Квазиклассическое описание хорошо применимо для случаев, когда кинетическая энергия электронов значительно больше энергии фотонов возбуждающего излучения. В этом подходе для функции распределения электронов $f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ в пространстве координат и импульсов вычисляется отклик второго порядка из кинетического уравнения Больцмана

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} + \frac{e}{\hbar} \left(\mathbf{E}(t) + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{k}} = \text{St}[f], \quad (3.5)$$

где полное магнитное поле $B(r, t) = \mathbf{o}_z B_z + \mathbf{B}_\omega e^{i\mathbf{q}\mathbf{r} - i\omega t} + \mathbf{B}_\omega^* e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r} + i\omega t}$ состоит из статического поля и переменного магнитного поля излучения. Плотность электрического тока вычисляется стандартным образом $j^D = 2e \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v} f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$, где коэффициент 2 учитывает вырождение по спину. Постоянный фототок определяется неравновесными поправками к функции распределения, пропорциональными $E_{\omega, \parallel} B_{\omega, z}$ и $q_{\parallel} E_{\omega, \parallel}^2$, где символ “ \parallel ” обозначает компоненты в плоскости. Существуют два вклада в постоянный ток: вклад, обусловленный динамическим эффектом Холла, который возникает в результате совместного действия электрического и магнитного полей излучения [71], и вклад, возникающий вследствие простран-

ственных колебаний электрического поля и, следовательно, электронного распределения [78]. Ранее они были рассмотрены как для объемных материалов [78], так и для двумерных систем с линейной дисперсией в отсутствие магнитного поля [79, 80]. Отметим, что первый вклад можно также переписать через волновой вектор фотона согласно $q_{\parallel} E_{\omega, \parallel}^2$, поскольку амплитуды электрических и магнитных полей в плоской волне связаны соотношением $\mathbf{B}_{\omega} = c[\mathbf{q} \times \mathbf{E}_{\omega}]/\omega$. Помимо отклонения тока в силу эффекта Холла, приложение статического магнитного поля приводит также к резкому усилению эффекта увлечения на частоте циклотронного резонанса, как показано для объемных систем в работе [81].

Уравнение (3.5) можно решить аналогично (1.2), раскладывая функцию распределения $f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ в ряд Фурье, однако для рассмотрения эффекта увлечения необходимо также раскладывать ее по гармоникам в пространстве координат

$$f = \sum_{n,m,l} f^{n,m,l} \exp(-in\omega t + im\varphi + il\mathbf{q}_{\parallel} \cdot \boldsymbol{\rho}), \quad (3.6)$$

где $\varphi = \arctan(p_y/p_x)$ — угол импульса вектора \mathbf{p} . Из вещественности функции распределения следует, что $f^{n,m,l} = f^{-n,-m,-l*}$. Заметим, что в тепловом равновесии функция распределения описывается гармоникой $f^{0,0,0} = \{1 + \exp[(\varepsilon_k - E_F)/k_B T]\}^{-1}$, а все другие гармоники отсутствуют. Для упругого рассеяния электронов на дефектах структуры интеграл столкновений может быть представлен в виде

$$\text{St}[f] = - \sum_{n,l} \sum_{m \neq 0} \frac{f^{n,m,l}(k)}{\tau_m} \exp(-in\omega t + im\varphi + il\mathbf{q}_{\parallel} \cdot \boldsymbol{\rho}). \quad (3.7)$$

В представлении Фурье уравнение (3.5) принимает вид системы линейных урав-

нений на гармоники $f^{n,m,l}(k)$

$$\begin{aligned}
\Gamma^{n,m} f^{n,m,l} - i \frac{m e}{c m^*} (B_\omega f^{n-1,m,l-1} + B_\omega^* f^{n+1,m,l+1}) \\
+ \frac{e \mathbf{E}_\omega}{2} \cdot \left(\mathbf{o}_- \hat{K}_-^m f^{n-1,m-1,l-1} + \mathbf{o}_+ \hat{K}_+^m f^{n-1,m+1,l-1} \right) \\
+ \frac{e \mathbf{E}_\omega^*}{2} \cdot \left(\mathbf{o}_- \hat{K}_-^m f^{n+1,m-1,l+1} + \mathbf{o}_+ \hat{K}_+^m f^{n+1,m+1,l+1} \right) \\
+ i \frac{lv \mathbf{q}_\parallel}{2} (\mathbf{o}_- f^{n,m-1,l} + \mathbf{o}_+ f^{n,m+1,l}) = 0. \quad (3.8)
\end{aligned}$$

Однородный постоянный электрический ток, вызванный эффектом увлечения электронов фотонами, определяется двумя гармониками в функции распределения электронов

$$\mathbf{j}^D = 2e \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{v} [f^{0,1,0} e^{i\varphi} + f^{0,-1,0} e^{-i\varphi}] . \quad (3.9)$$

Для того, чтобы найти $f^{0,1,0}$ и $f^{0,-1,0} = f^{0,1,0*}$ во втором порядке по электрическому полю и в первом по волновому вектору фотонов, систему уравнений (3.8) можно решить методом итераций, начав с гармоник

$$\begin{aligned}
\Gamma^{1,1} f^{1,1,1(E)} &= -\frac{e \mathbf{E}_\omega}{2} \mathbf{o}_- \hat{K}_-^1 f^{0,0,0} , \\
\Gamma^{1,1} f^{-1,1,-1(E)} &= -\frac{e \mathbf{E}_\omega^*}{2} \mathbf{o}_- \hat{K}_-^1 f^{0,0,0} ,
\end{aligned}$$

здесь и далее верхний индекс в скобках у функции распределения обозначает порядок итераций. Следующая итерация по q приводит к выражениям

$$\begin{aligned}
\Gamma^{1,0} f^{1,0,1(qE)} &= -\frac{iv \mathbf{q}_\parallel}{2} (\mathbf{o}_- f^{1,-1,1(E)} + \mathbf{o}_+ f^{1,1,1(E)}) , \\
\Gamma^{1,2} f^{1,2,1(qE)} &= -\frac{iv \mathbf{q}_\parallel}{2} \mathbf{o}_- f^{1,1,1(E)} , \\
\Gamma^{-1,2} f^{-1,2,-1(qE)} &= \frac{iv \mathbf{q}_\parallel}{2} \mathbf{o}_- f^{-1,1,-1(E)} .
\end{aligned}$$

Тогда выражение для гармоники $f^{0,1,0}$, которая приводит к генерации фототока

за счет эффекта увлечения, принимает вид

$$\begin{aligned} \Gamma^{0,1} f^{0,1,0} = & i \frac{e}{cm^*} (B_\omega f^{-1,1,-1(E)} + B_\omega^* f^{1,1,1(E)}) \\ & - \frac{e \mathbf{E}_\omega}{2} \cdot \left(\mathbf{o}_- \hat{K}_-^1 f^{-1,0,-1(qE)} + \mathbf{o}_+ \hat{K}_+^1 f^{-1,2,-1(qE)} \right) \\ & - \frac{e \mathbf{E}_\omega^*}{2} \cdot \left(\mathbf{o}_- \hat{K}_-^1 f^{1,0,1(qE)} + \mathbf{o}_+ \hat{K}_+^1 f^{1,2,1(qE)} \right). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Подставляя (3.10) в (3.9), получаем, что для $\mathbf{q}_\parallel \|x$ и вырожденного электронного газа декартовы компоненты тока имеют вид

$$j_x^D = \text{Re}(\tilde{j}), \quad j_y^D = -\text{Im}(\tilde{j}), \quad (3.11)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{j} = & \frac{e^3 q_\parallel}{2\pi \hbar^2} \frac{1}{2} \sum_{\pm} \left[\frac{v^2}{\omega} \frac{\tau_1^2}{1 - i\omega_c \tau_1} \frac{1 \pm \tilde{\xi}_3 - \tilde{\xi}_1 + i\tilde{\xi}_2}{1 \mp i(\omega \pm \omega_c) \tau_1} + \right. \\ & \left. \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\tau_1 p v}{1 - i\omega_c \tau_1} \right) \frac{v \tau_1}{2\omega} \left(\frac{1 \pm \tilde{\xi}_3}{1 \pm i(\omega \pm \omega_c) \tau_1} + \frac{\tilde{\xi}_1 - i\tilde{\xi}_2}{1 \pm i(\omega \mp \omega_c) \tau_1} \right) - \right. \\ & \left. \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\tau_1 p v}{1 - i\omega_c \tau_1} \frac{1}{p^2} \right) \frac{i p^2 v \tau_1 \tau_2}{2} \frac{1 \pm \tilde{\xi}_3}{(1 \mp i(\omega \pm 2\omega_c) \tau_2)(1 \mp i(\omega \pm \omega_c) \tau_1)} \right] \Bigg|_{p=p_F}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Здесь параметры $\tilde{\xi}_1$, $\tilde{\xi}_2$ и $\tilde{\xi}_3$ определяются поляризацией излучения и связаны с параметрами Стокса. Параметры определяются соотношениями $\tilde{\xi}_1 = (|E_{\omega,x}|^2 - |E_{\omega,y}|^2)/|E_{\omega,\parallel}|^2$, $\tilde{\xi}_2 = (E_{\omega,x} E_{\omega,y}^* + E_{\omega,x}^* E_{\omega,y})/|E_{\omega,\parallel}|^2$ и $\tilde{\xi}_3 = i(E_{\omega,x} E_{\omega,y}^* - E_{\omega,x}^* E_y)/|E_{\omega,\parallel}|^2$, последний из которых отражает степень циркулярной поляризации излучения электромагнитной волны в плоскости КЯ. Уравнение (3.12) показывает, что фототок увлечения электронов фотонами состоит из двух вкладов: первый пропорционален времени релаксации импульса τ_1 , а второй — его производной по импульсу. Примечательно, что, хотя первый вклад проявляет резонанс только на циклотронной частоте $\omega = \omega_c$, второй обладает дополнительным резонансом на двойной частоте $\omega = 2\omega_c$, где поглощение излучения не имеет особенностей. Однако, резонанс на двойной частоте слабее резонанса при $\omega = \omega_c$ в $\omega_c \tau_1$ раз.

Для параболического спектра и времени релаксации импульса τ_1 , не зависящего от энергии, что соответствует рассеянию на короткодействующих примесях,

выражение (3.12) существенно упрощается, и компоненты фототока принимают вид

$$\begin{aligned} j_x^D &= \frac{q_{\parallel} e^3 |E_{\omega, \parallel}|^2 n}{2\omega m^{*2}} \frac{\tau_1^2}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \sum_{\pm} \frac{1 \pm \tilde{\xi}_3}{1 + (\omega \pm \omega_c)^2 \tau_1^2}, \\ j_y^D &= -\omega_c \tau_1 j_x^D, \end{aligned} \quad (3.13)$$

где $n = m^* E_F / (\pi \hbar^2)$ — двумерная концентрация свободных носителей заряда. Таким образом, ток увлечения (3.13) в этом случае пропорционален $q_{\parallel} |E_{\omega, \parallel}|^2$ и зависит от степени циркулярной поляризации. Зависимость тока увлечения от поляризационных параметров $\tilde{\xi}_1$ и $\tilde{\xi}_2$ в двумерных системах с параболическим энергетическим спектром возникает только в меру зависимости времени релаксации импульса от энергии.

3.4 Сравнение с экспериментом

Разработанную микроскопическую теорию, развитую выше, можно применить для описания экспериментальных данных. В [A4] проведено сопоставление теории с экспериментальными результатами по фотоотклику, обусловленному эффектом увлечения в квантовых ямах InSb толщиной 30 нм, выращенных вдоль направления (001). Ток индуцировался непрерывным терагерцовым излучением лазера на частоте $f = 2.54$ ТГц. Концентрация электронов в квантовой яме $n_s = 8.75 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu = 1.05 \times 10^5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при гелиевых температурах. Исследовались квадратные образцы размером 5мм×5мм. Для генерации фототока в КЯ использовался непрерывный CH_3OH лазер с интенсивностью $P \approx 10$ мВт, излучение которого фокусировалось в пятно диаметром около 2 мм. Магнитное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости ямы и изменялось в пределах ± 4 Тл, излучение падало наклонно, угол между волновым вектором света и осью нормали к плоскости ямы — θ . В эксперименте измерялись обе компоненты фотоотклика U_x и U_y .

На рис. 3.2 и 3.3 продемонстрированы полученные в эксперименте зависимо-

сти фотосигналов U_x и U_y от магнитного поля при поглощении линейно поляризованного излучения. Фотосигналы измерялись при $T = 80$ К в конфигурации разомкнутой цепи через сопротивление нагрузки 1 МОм. В эксперименте было показано, что величина сигнала зависит от угла падения θ , и фотоотклик исчезает при нормальном падении, то есть при $\theta = 0$. В зависимости фотоотклика от магнитного поля наблюдаются резонансы для обоих компонент U_x и U_y при $B_c = \pm 2.3$ Тл. Зависимость U_x является четной функцией магнитного поля, в то время как U_y — нечетная функция. Величина сигнала для линейной поляризации света практически не зависит от угла между \mathbf{E} и плоскостью поляризации света, то есть наблюдаются одинаковые зависимости фотооткликов для s -поляризации и p -поляризации света. Это подтверждает тот факт, что наблюдается именно ток увлечения. При освещении образца циркулярно поляризованным излучением резонанс сохраняется только для одной полярности магнитного поля.

Для детального сравнения с экспериментом необходимо вычислить падения напряжения U_x и U_y из фототока (3.13). В эксперименте засвечивается только часть образца, в которой и происходит генерация электрического тока, а измерение происходит между парами противоположных контактов, отстоящими от края образца (рис. 3.4). В конфигурации разомкнутой цепи ток через границу не течет, и в результате генерации фототока в образце возникает электрический потенциал $\Phi(r)$, который создает дрейфовый ток. Этот ток компенсирует генерационный ток увлечения $\mathbf{j}^D(x, y)$ так, что суммарный электрический ток через границу равен нулю. Статическое распределение электрического потенциала $\Phi(r)$ можно найти из решения уравнения неразрывности

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$$

с граничными условиями, устанавливающими нулевой электрический ток через края образца. Полный электрический ток \mathbf{j} имеет вид

$$j_\alpha = j_\alpha^D - \sum_{\beta=x,y} \sigma_{\alpha\beta} \nabla_\beta \Phi, \quad (3.14)$$

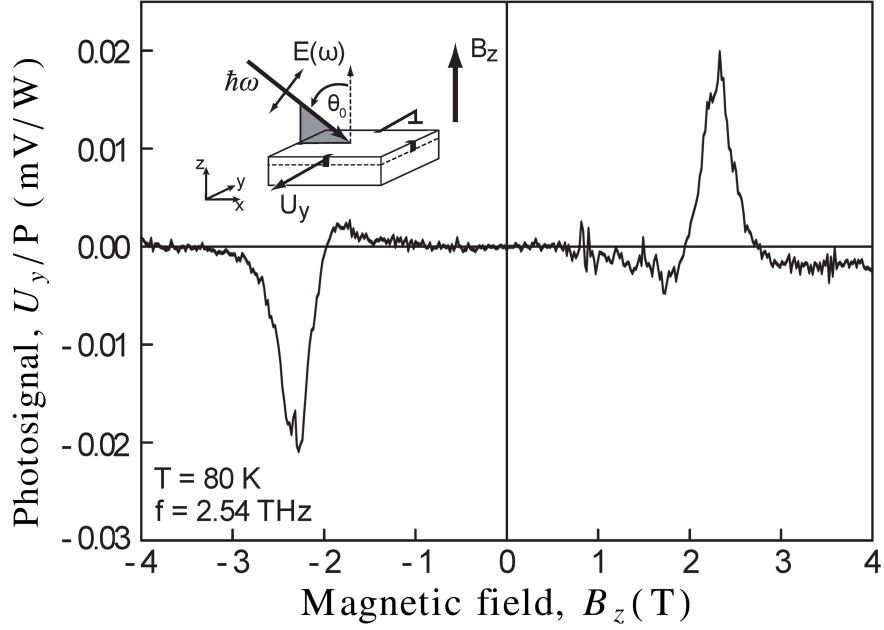


Рис. 3.2: Зависимость фотосигнала U_y , нормированная на мощность излучения P от величины магнитного поля B_z при возбуждении структуры линейно поляризованным излучением с частотой $f = 2.54$ ТГц. Угол падения излучения $\theta_0 = 20^\circ$, измерения проводились при температуре $T = 80$ К. На вставке показана геометрия эксперимента.

где j_α^D — локальная плотность тока увлечения, определяемая уравнением (3.13), а второе слагаемое описывает дрейфовый ток, компоненты тензора проводимости в статическом магнитном поле $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_0/[1 + (\omega_c\tau_p)^2]$ и $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = -\omega_c\tau_p\sigma_0/[1 + (\omega_c\tau_p)^2]$, здесь $\sigma_0 = ne^2\tau_1/m^*$ — проводимость в нулевом магнитном поле.

На рис. 3.5 и 3.6 показаны теоретически рассчитанные зависимости фотооткликов U_x и U_y от магнитного поля. Расчеты проведены с учетом размера образца, положения контактов и профиля лазерного пучка для времени релаксации по импульсу $\tau_p = 1.1 \cdot 10^{-12}$ с и эффективной массы $m^* = 0.023 \cdot m_0$, полученной из измерения пропускания, угла падения излучения $\theta_0 = 20^\circ$. Следует отметить, что, в то время как продольное напряжение U_x практически не зависит от расстояния между контактами и краями образца, поперечное U_y чувствительно к поло-

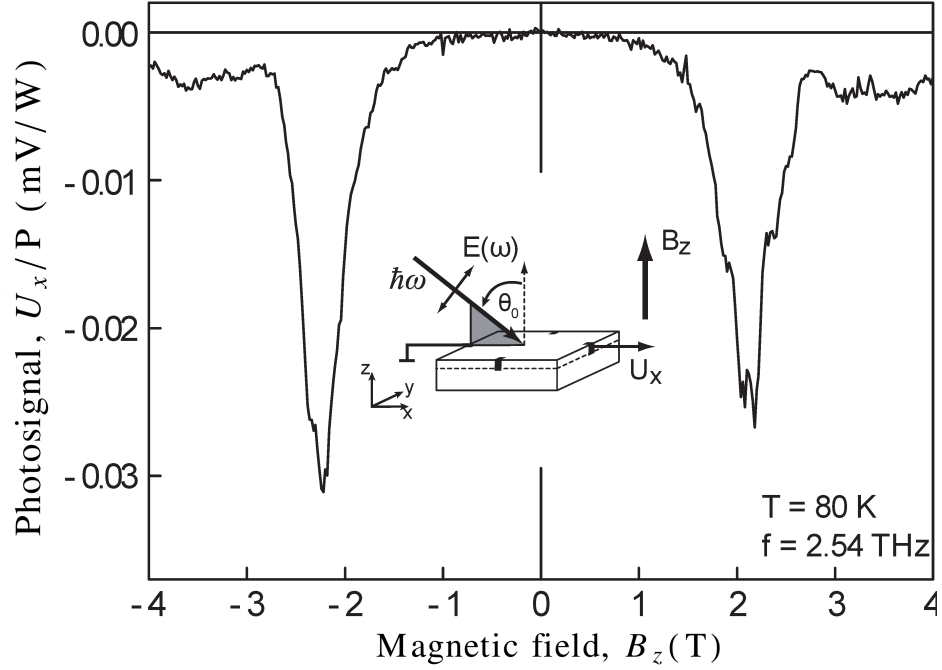


Рис. 3.3: Зависимость фотосигнала U_x , нормированного на мощность излучения P , от величины магнитного поля B_z при возбуждении структуры линейно поляризованным излучением с частотой $f = 2.54$ ТГц. Угол падения излучения $\theta_0 = 20^\circ$, измерения проводились при температуре $T = 80$ К. На вставке показана геометрия эксперимента.

жениям контактов. Сравнивая эти результаты с соответствующими экспериментальными данными, показанными на рис. 3.2 и 3.3, видно, что все существенные качественные и количественные особенности наблюдаемого фототока хорошо описываются микроскопической моделью эффекта увлечения электронов фотонами в условиях циклотронного резонанса. В частности, для линейно поляризованного излучения U_y и U_x описываются нечетной и четной по магнитному полю зависимостями соответственно. Оценивая величины фотоэдс по формулам (3.13) и (3.14), используя параметры, определенные из экспериментов по транспорту и оптическому пропусканию структуры, для вырожденного двумерного электронного газа получаем $U_x/P = 0.05$ мВ/Вт, что находится в хорошем согласии со значением, полученным в экспериментах. Как теория, так и эксперимент показывают, что фототок в резонансе увеличивается примерно в 50 раз по сравнению с током в

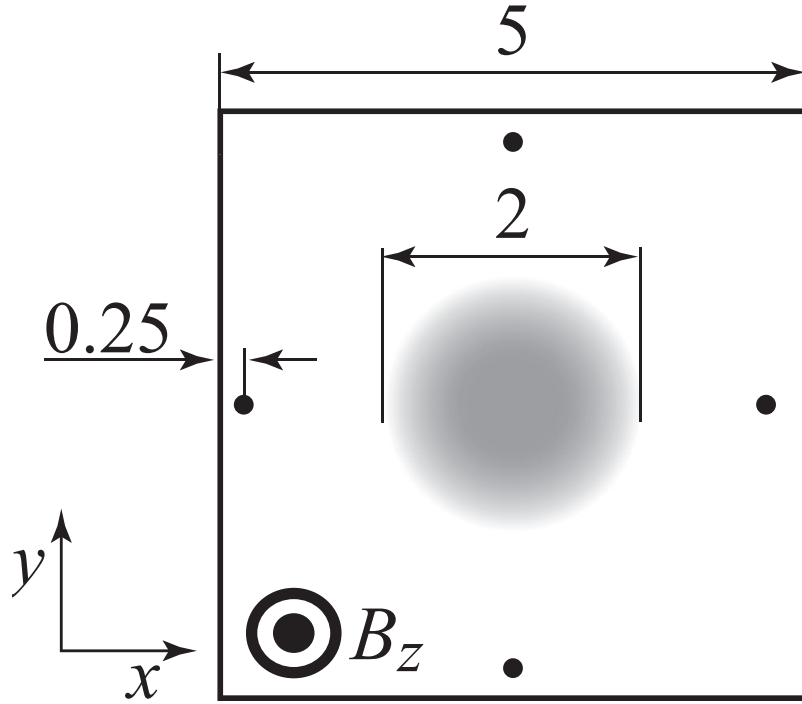


Рис. 3.4: Схематичное изображение образца и расположения контактов, размеры указаны в миллиметрах. Серый круг показывает пятно лазерного излучения, расположенное в центре образца. Лазерный луч в сечении имеет гауссовый профиль около 2 мм в диаметре. Падения напряжения U_x и U_y измеряются между противоположными контактами.

нулевом магнитном поле. Более того, анализ фототоков, индуцированных эффектом увлечения, обеспечивает еще более глубокое понимание механизмов рассеяния. Действительно, экспериментальные данные хорошо описываются расчетами, согласно формулам (3.13) и (3.14), полученным в предположении слабой энергетической зависимости времени релаксации импульса $\tau_1 \ll \tau_1'/E_F$. Справедливость этого предположения также подтверждается тем, что в зависимости фототока от магнитного поля, см. рис. 3.2 и 3.3, не наблюдается никаких особенностей при $B = B_c/2$, которые согласно (3.12) должны были бы проявиться для τ_1 , зависящего от энергии Ферми. Наконец, расчеты показывают, что амплитуды резонанса практически одинаковы для s - и p -поляризованного излучения, что хорошо согла-

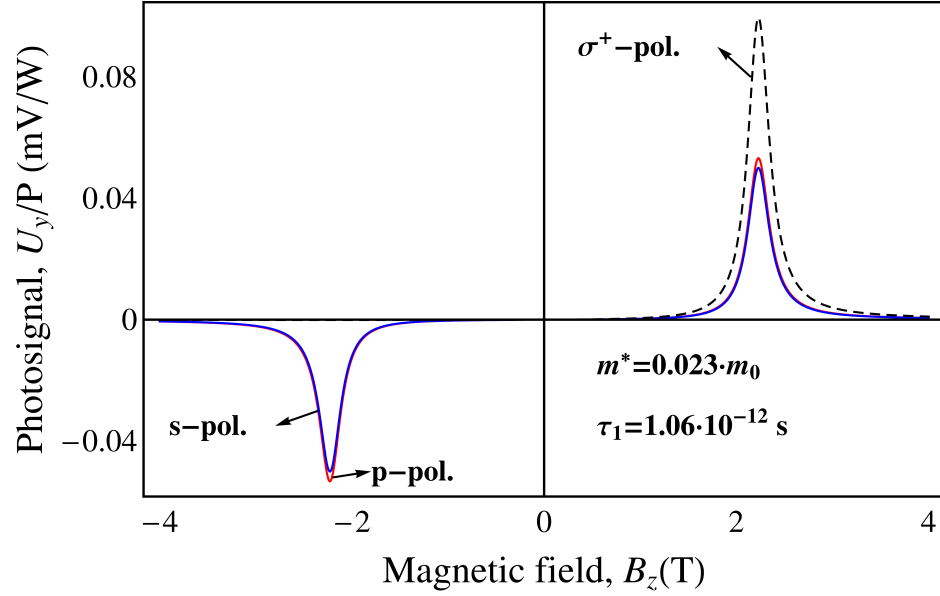


Рис. 3.5: Теоретическая зависимость U_y/P от внешнего магнитного поля B_z для s -, p - и σ^+ -поляризации возбуждающего излучения.

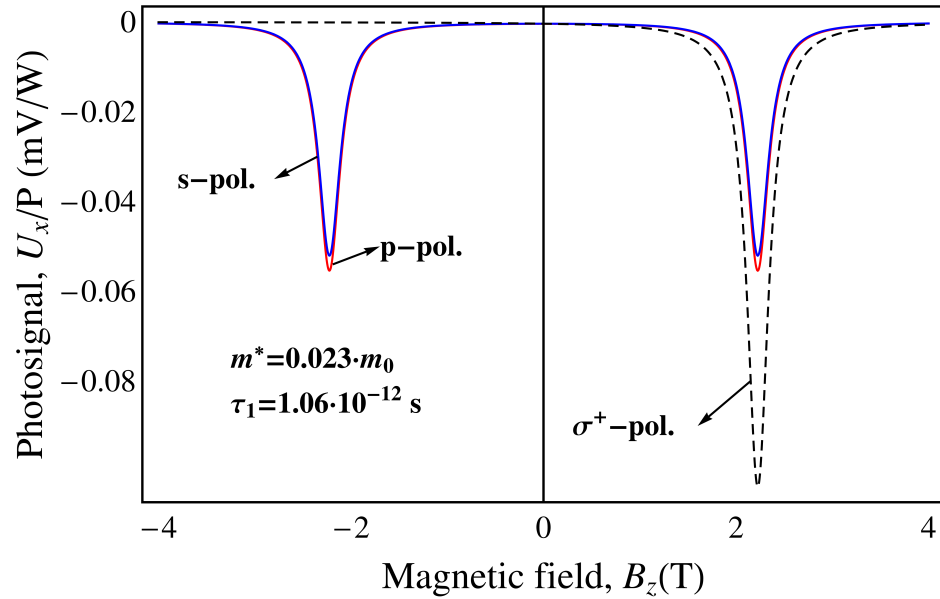


Рис. 3.6: Теоретическая зависимость U_x/P от внешнего магнитного поля B_z для s -, p - и σ^+ -поляризации возбуждающего излучения.

соединяется с экспериментальными данными. Действительно, поляризационная зависимость тока увлечения фотона описывается выражением $|E_{\omega,||}|^2$, которое для s - и

p -поляризаций задается формулами $|E_{\omega,\parallel}|^2 = 2\pi t_s^2 I_0/c$ и $|E_{\omega,\perp}|^2 = 2\pi t_p^2 I_0 \cos^2 \theta/c$ соответственно. Здесь t_s и t_p — амплитудные коэффициенты пропускания (коэффициенты Френеля) для s - и p - волн, I_0 — интенсивность излучения, θ — угол преломления, который связан с углом падения согласно $\sin \theta = \sin \theta_0/n_\omega$ и n_ω — показатель преломления. Следовательно, при малом угле падения имеем $\cos \theta \approx 1$ и $t_p \approx t_s$, а значит поля $|E_{\omega,\parallel}|$ и детектируемые фототоки для рассматриваемых поляризаций близки друг к другу. На рисунках 3.5 и 3.6 также показан фототок, индуцированный циркулярно поляризованным светом σ^+ . Видно, что в условиях циклотронного резонанса резкое увеличение сигнала наблюдается только для одной полярности магнитного поля (положительного B_z), и что его величина в два раза больше по сравнению с величиной фототока, индуцированного линейно поляризованным излучением.

3.5 Краткие итоги

- Разработана квазиклассическая теория эффекта увлечения электронов фотонами в двумерных системах во внешнем статическом магнитном поле.
- Продемонстрировано, что фототок, индуцированный эффектом увлечения, многократно усиливается в условиях циклотронного резонанса. Кроме того, зависимость фототока от магнитного поля содержит дополнительный резонансный вклад на первой субгармонике циклотронного резонанса, если время релаксации импульса зависит от энергии Ферми.
- Теоретические результаты количественно согласуются с экспериментальными данными, полученными для квантовых ям на основе InSb без подгоночных параметров. Показано, что измерение тока увлечения может быть использовано для изучения рассеяния электронов, определения эффективной массы носителей заряда и энергетической зависимости времени релаксации импульса.

Глава 4

Спиновые и электрические фототоки в низкосимметричных квантовых ямах

4.1 Введение

Спиновая степень свободы носителей заряда в полупроводниковых структурах открывает возможность для наблюдения большого количества интересных физических явлений. Генерация, манипулирование и обнаружение спиновой поляризации электронов в низкоразмерных полупроводниках могут послужить основой для создания будущих устройств спинтроники. Одним из наиболее часто используемых и распространенных методов генерации и исследования спиновой поляризации является оптическая ориентация [82]. Однако, помимо чисто оптического проявления, такого как циркулярно поляризованная фотолюминесценция, оптическая генерация несбалансированного спинового распределения в полупроводнике может приводить к появлению спиновых и электрических токов [83]. Спиновый ток формируется, когда потоки электронов с противоположной проекцией спина направлены навстречу друг другу, что приводит к пространственному разделению спиновой поляризации. Как следствие, электроны со спином “вверх” и “вниз” могут накапливаться на противоположных краях образца. Спиновые токи в полупроводниках могут генерироваться электрическими полями, как в спиновом эффекте

Холла [21, 84], или оптически, используя межзонные переходы в нецентросимметричных материалах [85, 86, 87]. Кроме того, спиновые токи могут возникать за счет спин-зависимой энергетической релаксации электронов, разогретых излучением [88].

В данной главе представлена микроскопическая модель генерации спиновых и электрических токов, индуцированных энергетической релаксацией электронов в квантовых ямах во внешнем статическом магнитном поле, направленном по нормали к плоскости ямы. Показано, что приложение внешнего магнитного поля приводит к усилению фотоотклика в условиях циклотронного резонанса, когда разогрев электронного газа становится эффективным. Кроме того, магнитное поле вызывает разбаланс чисто спиновых токов за счет разной заселенности спиновых подзон в меру эффекта Зеемана и также позволяет детектировать спиновые токи посредством электрических. Помимо квантовых ям с параболическим спектром носителей заряда рассмотрены также гетероструктуры с двумерным газом безмассовых дираковских фермионов. Исследование кинетических явлений в полупроводниковых системах с безмассовыми дираковскими фермионами в настоящее время является актуальной задачей и открывает перспективы как для фундаментальных исследований, так и для прикладного использования [40, 41, 89]. Линейный энергетический спектр модифицирует различные квантовые кинетические эффекты, а также позволяет наблюдать явления, отсутствующие в системах с параболической дисперсией. Исследование систем дираковских фермионов в полупроводниковых структурах позволило теоретически предсказать и обнаружить такие фундаментальные физические явления, как квантовый спиновый эффект Холла [44, 90, 43, 46, 91], квантовый эффект Холла при комнатной температуре [53], топологический магнитно-электрический эффект [92, 93]. Одной из систем, где можно реализовать линейный энергетический спектр свободных носителей заряда, являются квантовые ямы HgTe/CdTe критической толщины [43]. Такие системы в настоящее время интенсивно изучаются как экспериментально, так и

теоретически [94, 95, 96, 97, 98]. В представленной главе рассмотрена генерация фототоков в двумерном электронном газе с линейной энергетической дисперсией на основе квантовых ям теллурида ртути критической толщины.

Генерация электрического тока, обусловленная релаксацией электронов по энергии, в случае нормального магнитного поля возможна только в структурах с низкой симметрией. Поскольку скалярная величина δT , которая приводит к возникновению электрического тока, должна быть связана с векторной величиной $\mathbf{j}^{(T)}$, генерация тока возможна только в системах с точечной группой C_s (симметрия стрелки) и ниже. В таких структурах есть предопределенное направление, что позволяет связать скалярную величину с векторной. Такая ситуация реализуется, например, в КЯ с кристаллической структурой цинковой обманки, выращенных вдоль направления $[0lh]$, где l и h отличны от нуля. Данный раздел посвящен изучению спиновых и электрических токов, возникающих за счет релаксации температуры, в таких системах.

4.2 Параболический спектр носителей заряда

Для гетероструктур с параболическим спектром носителей заряда в модели Кейна, с учетом спин-орбитального взаимодействия, волновую функцию электронов можно представить в виде

$$\Psi = \mathcal{U}S + \mathcal{V} \cdot \mathbf{R}, \quad (4.1)$$

где S — блоховская амплитуда состояний зоны проводимости Γ_6 в точке $\mathbf{k} = 0$, $\mathbf{R} = (X, Y, Z)$ — вектор, составленный из блоховских амплитуд состояний валентной зоны Γ_{15} , \mathcal{U} и \mathcal{V} — огибающие функции, при этом \mathcal{U} — спинор, \mathcal{V} — вектор, составленный из спиноров. Тогда вклад валентной зоны в волновые функции электронов проводимости имеет вид

$$\mathcal{V} = \frac{iP\mathbf{k}}{3} \left[\frac{2}{\varepsilon_p + E_g} + \frac{1}{\varepsilon_p + E_g + \Delta} \right] \mathcal{U} - P[\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}] \left[\frac{1}{\varepsilon_p + E_g} - \frac{1}{\varepsilon_p + E_g + \Delta} \right] \mathcal{U}, \quad (4.2)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, Δ — энергия спин-орбитального расщепления, P — параметр Кейна [99].

В рамках простой модели, с учетом межзонного смешивания состояний, гамильтониан электрон-фононного взаимодействия по деформационному механизму можно представить в виде

$$\hat{V} = I_2 \otimes \begin{pmatrix} V_c & V_{cv} \\ V_{cv}^\dagger & V_v \end{pmatrix}, \quad (4.3)$$

где I_n — единичная матрица размера n , знак \otimes обозначает прямое произведение матриц, $V_c = \Xi_c u$ и $V_v = I_3 \Xi_v u$ — вклады, соответствующие внутризонному рассеянию, а

$$V_{cv}^\dagger = \Xi_{cv} \begin{pmatrix} u_{y'z'} \\ u_{x'z'} \\ u_{x'y'} \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

— вклад, описывающий межзонное рассеяние в кубических осях кристалла $x' \parallel [100]$, $y' \parallel [010]$ и $z' \parallel [001]$. Для простоты влияние деформации на валентную зону описывается диагональным гамильтонианом, а не гамильтонианом Бира-Пикуса, поскольку последний не учитывает отсутствие центра пространственной инверсии, и его учет не может привести к генерации тока. Эффект генерации тока связан с межзонной константой деформационного потенциала Ξ_{cv} , которая отлична от нуля только в кристаллах без центра инверсии. В осях ямы $x \parallel [100]$, $y \parallel [0h\bar{l}]$ и $z \parallel [0lh]$, связанных с кристаллическими осями $\mathbf{o}_x = \mathbf{o}'_x$, $\mathbf{o}_y = \mathbf{o}_{y'} \cos \theta - \mathbf{o}_{z'} \sin \theta$, $\mathbf{o}_z = \mathbf{o}_{z'} \cos \theta + \mathbf{o}_{y'} \sin \theta$, гамильтониан межзонного рассеяния на продольных акустических фононах имеет вид

$$V_{cv}^\dagger = \Xi_{cv} \begin{pmatrix} u_{yz} \cos(2\theta) + \frac{u_{yy} + u_{zz}}{2} \sin(2\theta) \\ u_{xz} \cos(2\theta) + u_{xy} \sin(2\theta) \\ u_{xy} \cos(2\theta) + u_{xz} \sin(2\theta) \end{pmatrix}. \quad (4.5)$$

Тогда квадрат модуля матричного элемента с точностью до первого порядка по ε_k/E_g можно представить в форме

$$|V_{s'\mathbf{p}',sp}(\mathbf{q})|^2 \approx |V_{s'\mathbf{p}',sp}^{(0)}(\mathbf{q})|^2 + \underbrace{V_{s'\mathbf{p}',sp}^{(0)*}(\mathbf{q})V_{s'\mathbf{p}',sp}^{(1)}(\mathbf{q}) + V_{s'\mathbf{p}',sp}^{(0)}(\mathbf{q})V_{s'\mathbf{p}',sp}^{(1)*}(\mathbf{q})}_{\text{асимметричный вклад}}, \quad (4.6)$$

где $V_{s'\mathbf{p}',s\mathbf{p}}^{(0)}(\mathbf{q})$ — матричный элемент внутризонного рассеяния для зоны проводимости и $V_{s'\mathbf{p}',s\mathbf{p}}^{(1)}(\mathbf{q})$ — асимметричная в \mathbf{k} -пространстве поправка, индексы s и s' обозначают проекцию спина на ось z .

Основной вклад в рассеяние электронов вносят слагаемые, пропорциональные u_{zz} , потому что нормальная компонента q_z волнового вектора фонона, участвующего в рассеянии, как правило, намного больше, чем компонента q_{\parallel} в плоскости ямы. В этом приближении матричные элементы рассеяния электронов имеют вид

$$V_{s'\mathbf{p}',s\mathbf{p}}^{(0)}(\mathbf{q}) = i\Xi_c \delta_{s',s} \delta_{\mathbf{p}+\hbar\mathbf{q},\mathbf{p}'} q \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho\Omega_q V}} \int dz \mathcal{U}_s(z) \mathcal{U}_{s'}(z) \exp(iq_z z), \quad (4.7)$$

$$V_{s'\mathbf{p}',s\mathbf{p}}^{(1)}(\mathbf{q}) = i\Xi_{cv} \delta_{s',s} \delta_{\mathbf{p}+\hbar\mathbf{q},\mathbf{p}'} \frac{q_z^2 \sin(2\theta)}{2q} \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho\Omega_q V}} \times \int dz [\mathcal{U}_s(z) \mathcal{V}_{s',x}^*(z) + \mathcal{U}_{s'}^*(z) \mathcal{V}_{s,x}(z)] \exp(iq_z z). \quad (4.8)$$

Таким образом, асимметричная часть рассеяния, которая и определяет ток, имеет вид

$$\Xi_c \Xi_{cv} \delta_{\mathbf{p}+\hbar\mathbf{q},\mathbf{p}'} \sin(2\theta) q_z^2 \frac{\hbar}{\rho\Omega_q V} \sigma_{z,s's} \xi \frac{k_y + k'_y}{2} \left| \int dz \mathcal{U}_s(z) \mathcal{U}_{s'}(z) \exp(iq_z z) \right|^2, \quad (4.9)$$

где $\xi = P\Delta/[E_g(E_g + \Delta)]$. Из выражения (4.9) видно, что асимметричная часть спин-зависима и имеет противоположные знаки для электронов с противоположными проекциями спина.

Стационарное распределение неравновесных носителей формируется за счет прироста энергии из-за поглощения излучения, электрон-электронных столкновений, термализующих электронный газ, и потери энергии за счет излучения фононов. Из-за спин-зависимой части электрон-фононного взаимодействия энергетическая релаксация носителей для различных спиновых подзон асимметрична, и вероятность испускания фононов для электронов с отрицательными и положительными волновыми векторами вдоль оси y различна. Асимметрия вызывает дисбаланс в распределении носителей в \mathbf{k} -пространстве, что приводит к генера-

ции потоков электронов в каждой из спиновых подзон, см. рис. 4.1(b). Эти потоки имеют противоположные направления для различных спиновых подзон. Во внешнем магнитном поле за счет эффекта Зеемана одна из подзон заселена больше, чем другая. Следовательно, потоки в спиновых подзонах разбалансированы, и возникает отличный от нуля электрический ток. Процесс генерации спиновых и электрических токов схематически изображен на рис. 4.1. Возможность генерации фототоков, индуцированных данным механизмом, в КЯ с параболической дисперсией продемонстрирована в работах [88, 83].

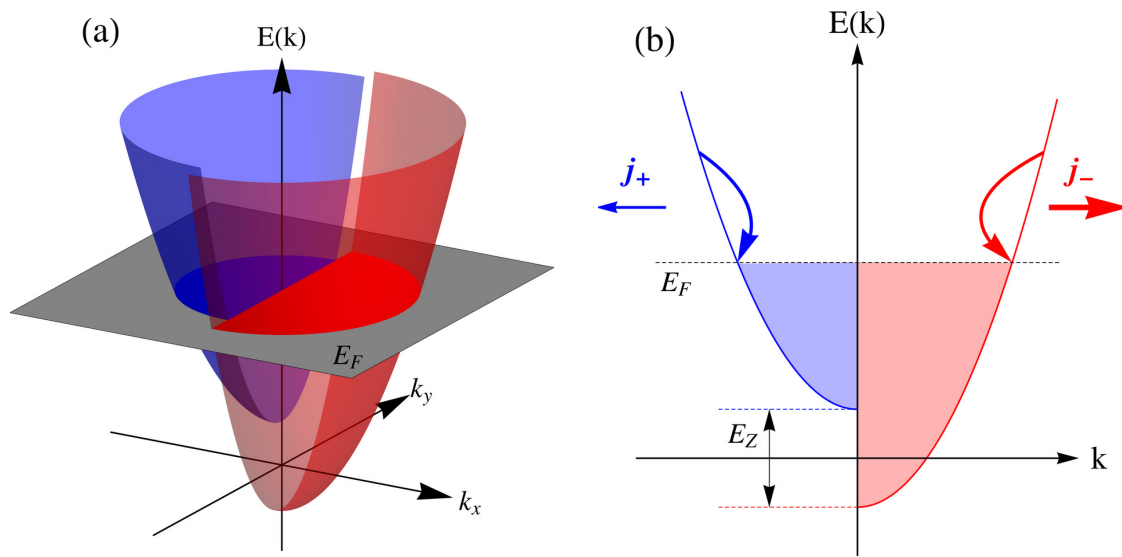


Рис. 4.1: Микроскопическая модель. (а) Энергетические дисперсии подзон “спин-вверх” (синяя слева) и “спин-вниз” (красная справа) сдвинуты вверх и вниз по энергии в силу эффекта Зеемана. (б) Энергетическая релаксация электронного газа, разогретого излучением. Из-за спин-зависимого рассеяния скорости релаксации для электронов с положительными и отрицательными волновыми векторами k различны. Изогнутые стрелки схематически показывают преобладающие каналы релаксации энергии в подзонах “спин-вверх” (слева) и “спин-вниз” (справа). Асимметрия рассеяния внутри каждой из спиновых подзон приводит к возникновению противоположно направленных потоков j_+ и j_- (показано горизонтальными стрелками). Поскольку в силу эффекта Зеемана подзона “спин-вниз” заселена больше, поток j_- больше j_+ , в результате чего возникает электрический ток.

При подстановке (4.9) в (1.32) для каждой из спиновых подзон по отдельности

получаем, что генерация тока в каждой из подзон определяется выражением

$$\mathbf{j}_s = e \Xi_c \Xi_{cv} \frac{4m^*}{\rho \hbar^2} \sin(2\theta) n_s \sigma_{z,ss} \xi \delta T \int dz \mathcal{U}^2(z) \mathcal{U}'^2(z) \times \left\{ \mathbf{o}_y \left[\frac{1}{E} \frac{\tau_1}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} + \frac{d}{dE} \left(\frac{\tau_1}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \right) \right] \Big|_{E=E_F + \tilde{\Delta}_s} + \right. \\ \left. + \mathbf{o}_x \left[\frac{1}{E} \frac{\omega_c \tau_1^2}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} + \frac{d}{dE} \left(\frac{\omega_c \tau_1^2}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \right) \right] \Big|_{E=E_F + \tilde{\Delta}_s} \right\}, \quad (4.10)$$

где \mathbf{j}_s — плотность тока, возникающая в соответствующей спиновой подзоне, $\tilde{\Delta}_s$ и n_s — энергетический сдвиг и концентрация носителей подзоны со спином s , а электронную температуру можно найти из условия баланса энергии

$$\sum_{s,p,p'} W_{sp,sp'}^{(\text{ph})+}(\varepsilon_p - \varepsilon_p') [f_{sp}(1 - f_{sp'}) - f_{sp'}(1 - f_{sp})] = I\eta, \quad (4.11)$$

где η — коэффициент поглощения

$$\eta = \frac{4\pi}{cn_\omega} \frac{ne^2\tau_1}{m^*[1 + (\omega + \omega_c)^2\tau_1^2]},$$

n_ω — коэффициент преломления, n — концентрация носителей заряда. Скорость релаксации энергии на акустических фононах имеет вид

$$\dot{E} = \frac{n}{E_F} \frac{m^* \Xi_c^2}{\hbar \rho} \delta T \int dz \mathcal{U}^2(z) \left(\frac{d}{dz} \mathcal{U}(z) \right)^2. \quad (4.12)$$

С учетом зеемановского расщепления, энергетическое расщепление спиновых подзон определяется выражением $E_Z = g\mu_B B$, где g — g -фактор электрона, а μ_B — магнетон Бора. Окончательное выражение для электрического фототока принимает вид

$$\mathbf{j}^T = e^3 \frac{\Xi_{cv}}{\Xi_c} \frac{8\pi n}{\hbar m^* cn_\omega} \sin(2\theta) \xi \frac{\tau_1}{1 + (\omega_c + \omega)^2 \tau_1^2} \times \left\{ g\mu_B B \left[\mathbf{o}_y \left[2 \frac{d}{dE_F} \left(\frac{\tau_1}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \right) + E_F \frac{d^2}{dE_F^2} \left(\frac{\tau_1}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \right) \right] + \right. \right. \\ \left. \left. + \mathbf{o}_x \left[2 \frac{d}{dE_F} \left(\frac{\omega_c \tau_1^2}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \right) + E_F \frac{d^2}{dE_F^2} \left(\frac{\omega_c \tau_1^2}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \right) \right] \right\} I. \quad (4.13)$$

Токи в каждой из спиновых подзон текут в противоположные стороны, но при этом проекции спинов у электронов направлены также в противоположные стороны, в результате чего в системе также возникает суммарный спиновый ток [100, 101]. Компонента спинового тока, характеризующая поток компоненты z спина электронов, определяется выражением $\mathbf{J}^z = \sum_{\mathbf{p}} \frac{1}{2} \mathbf{v}(f_{+, \mathbf{p}} - f_{-, \mathbf{p}})$, где знаки “+” и “-” соответствуют проекциям спинов вдоль и против статического магнитного поля. Выражение для спинового тока в квантовой яме с параболической дисперсией имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{J}^z = e^2 \frac{\Xi_{cv}}{\Xi_c} \frac{8\pi n}{\hbar m^* c n_\omega} \sin(2\theta) \frac{\tau_1}{1 + (\omega_c + \omega)^2 \tau_1^2} \xi \\ \times \left\{ \mathbf{o}_y \left[\frac{\tau_1}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} + E_F \frac{d}{dE_F} \left(\frac{\tau_1}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \right) \right] + \right. \\ \left. + \mathbf{o}_x \left[\frac{\omega_c \tau_1^2}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} + E_F \frac{d}{dE_F} \left(\frac{\omega_c \tau_1^2}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \right) \right] \right\} I. \quad (4.14) \end{aligned}$$

Стоит отметить, что при $B_z = 0$ полный электрический ток обращается в ноль, в то время как выражение (4.14) отлично от нуля. Таким образом, приложение магнитного поля приводит к различному заселению спиновых подзон, конвертируя тем самым спиновый ток в электрический, и может служить методом детектирования спиновых токов в полупроводниковых структурах.

4.3 Фототоки в системе безмассовых дираковских фермионов

Отдельный интерес представляет рассмотрение генерации спиновых и электрических токов в системе безмассовых дираковских фермионов. В данном разделе рассмотрены квантовые ямы HgTe/CdTe критической толщины, в которых реализуется линейный энергетический спектр свободных носителей заряда.

При обсуждении зонной структуры квантовых ям HgTe удобно работать в k - p -модели [43, 64], где учитываются только зоны Γ_6 и Γ_8 . Особенностью таких квантовых ям является инверсия зон. Материал барьера CdTe имеет нор-

мальный порядок зон, в котором зона Γ_6 находится выше зоны Γ_8 по энергии, в то время как в материале ямы HgTe порядок зон инвертирован, и зона Γ_6 расположена ниже зоны Γ_8 . В результате смешивания зон Γ_6 и Γ_8 и эффектов квантования, в точке Γ двумерной зоны Бриллюэна формируются подзоны размерного квантования, при этом огибающие шести из них (с учетом спина): $E1$, $H1$ и $L1$ четны относительно центра ямы в симметричных ямах. Подзона $E1$ соответствует первой подзоне квантования электронов, а её волновая функция составлена из смеси состояний $|\Gamma_6, \pm 1/2\rangle$ и $|\Gamma_8, \pm 1/2\rangle$, а $H1$ и $L1$ соответствуют первым подзонам квантования тяжелых и легких дырок. Стоит также отметить, что подзона $L1$ отщеплена по энергии от подзон электронов и тяжелых дырок и слабо участвует в формировании спектра носителей заряда в плоскости квантовой ямы. Тонкая квантовая яма HgTe находится в нормальном режиме, в котором энергия подзоны размерного квантования $H1$ ниже энергии подзоны размерного квантования $E1$. Для широкой ямы ситуация противоположна: подзона $H1$ находится выше по энергии подзоны $E1$. При определенной критической толщине ямы d_c подзоны $H1$ и $E1$ обязательно пересекаются. Численный расчет, проведенный в [43], показывает, что это происходит при $d_c \approx 6.3$ нм. При таком пересечении свободные носители заряда можно описывать как двумерные безмассовые дираковские фермионы, спектр которых линеен в плоскости КЯ.

Вблизи точки зарядовой нейтральности электронные состояния в квантовых ямах описываются в изотропной модели согласно модели Берневига-Хьюза-Жанга [43]. В этой модели дираковские конусы в КЯ критической ширины формируются из четырех состояний

$$\begin{aligned}
|E1, +1/2\rangle &= f_1(z)|\Gamma_6, +1/2\rangle + f_4(z)|\Gamma_8, +1/2\rangle, \\
|H1, +3/2\rangle &= f_3(z)|\Gamma_8, +3/2\rangle, \\
|E1, -1/2\rangle &= f_1(z)|\Gamma_6, -1/2\rangle + f_4(z)|\Gamma_8, -1/2\rangle, \\
|H1, -3/2\rangle &= f_3(z)|\Gamma_8, -3/2\rangle,
\end{aligned} \tag{4.15}$$

которые являются вырожденными при $\mathbf{k} = 0$, где \mathbf{k} — волновой вектор в плоскости

КЯ. Здесь $f_1(z)$, $f_3(z)$ и $f_4(z)$ — огибающие функции, которые могут быть выбраны вещественными, z — направление роста, $|\Gamma_6, \pm 1/2\rangle$, $|\Gamma_8, \pm 1/2\rangle$ и $|\Gamma_8, \pm 3/2\rangle$ — базисные функции зон Γ_6 и Γ_8 . При $\mathbf{k} \neq 0$ состояния (4.15) смешиваются, такое смешивание можно описать эффективным гамильтонианом

$$H = \begin{pmatrix} 0 & iAk_+ & 0 & 0 \\ -iAk_- & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -iAk_- \\ 0 & 0 & iAk_+ & 0 \end{pmatrix}, \quad (4.16)$$

где A — вещественная константа, описывающая скорость носителей заряда в плоскости, $A \approx (P/\sqrt{2}) \int f_1(z)f_3(z)dz$, $P = i(\hbar/m_0)\langle S|p_z|Z\rangle$ — параметр Кейна и $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$. Знак A зависит от $f_3(z)$, здесь рассматривается $A > 0$. Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (4.16) для положительных энергий $\varepsilon_{\mathbf{k}} = Ak$ дает две волновые функции

$$\begin{aligned} \psi_{+,\mathbf{k}} &= \frac{\exp(i\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\rho})}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \exp(-i\varphi) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \\ \psi_{-,\mathbf{k}} &= \frac{\exp(i\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\rho})}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ i \exp(i\varphi) \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (4.17)$$

где $\varphi = \arctan(k_y/k_x)$ — полярный угол волнового вектора. В этой модели не учитывается отсутствие центра инверсии КЯ, и дираковские конусы оказываются двукратно вырожденными.

Для квантовой ямы HgTe, выращенной вдоль направления $[01h]$, базисные функции зон Γ_6 и Γ_8 можно представить в форме

$$\begin{aligned} |\Gamma_6, +1/2\rangle &= S \uparrow, \\ |\Gamma_6, -1/2\rangle &= S \downarrow, \end{aligned} \quad (4.18)$$

$$\begin{aligned}
|\Gamma_8, +3/2\rangle &= -\frac{X' + i(Y' \cos \theta - Z' \sin \theta)}{\sqrt{2}} \uparrow, \\
|\Gamma_8, +1/2\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}}(Z' \cos \theta + Y' \sin \theta) \uparrow \\
&\quad - \frac{X' + i(Y' \cos \theta - Z' \sin \theta)}{\sqrt{6}} \downarrow, \\
|\Gamma_8, -1/2\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}}(Z' \cos \theta + Y' \sin \theta) \downarrow \\
&\quad + \frac{X' - i(Y' \cos \theta - Z' \sin \theta)}{\sqrt{6}} \uparrow, \\
|\Gamma_8, -3/2\rangle &= \frac{X' - i(Y' \cos \theta - Z' \sin \theta)}{\sqrt{2}} \downarrow,
\end{aligned} \tag{4.19}$$

где S , X' , Y' и Z' — блоховские амплитуды зон Γ_6 и Γ_8 соответственно, а символы \uparrow и \downarrow обозначают проекцию спина $+1/2$ и $-1/2$ на ось z .

Межзонная часть гамильтониана электрон-фононного взаимодействия (4.5) в базисе функций $|\Gamma_6, \pm 1/2\rangle$, $|\Gamma_8, \pm 3/2\rangle$ и $|\Gamma_8, \pm 1/2\rangle$ имеет вид

$$V_{cv}^\dagger = \Xi_{cv} \begin{pmatrix} -\frac{(u_{yz} - iu_{xz}) \cos 2\theta + (u_{zz}/2 - u_{yy}/2 + iu_{xy}) \sin 2\theta}{\sqrt{2}} & 0 \\ \sqrt{\frac{2}{3}}(u_{xy} \cos 2\theta + u_{xz} \sin 2\theta) & -\frac{(u_{yz} - iu_{xz}) \cos 2\theta + (u_{zz}/2 - u_{yy}/2 + iu_{xy}) \sin 2\theta}{\sqrt{6}} \\ \frac{(u_{yz} + iu_{xz}) \cos 2\theta + (u_{zz}/2 - u_{yy}/2 - iu_{xy}) \sin 2\theta}{\sqrt{6}} & \sqrt{\frac{2}{3}}(u_{xy} \cos 2\theta + u_{xz} \sin 2\theta) \\ 0 & \frac{(u_{yz} + iu_{xz}) \cos 2\theta + (u_{zz}/2 - u_{yy}/2 - iu_{xy}) \sin 2\theta}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}.$$

Матричный элемент рассеяния электронов из состояния (s, \mathbf{k}) в состояние (s, \mathbf{k}') , описываемых волновыми функциями (4.17), с испусканием или поглощением объемного акустического фонона с волновым вектором \mathbf{q} можно представить в форме

$$\begin{aligned}
V_{s\mathbf{k}', s\mathbf{k}}^{(\pm)} &= \mp i \frac{q_z}{2} \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho\Omega_{\mathbf{q}}}} \left[\Xi_c Z_{11} + \Xi_v (Z_{44} + e^{is(\varphi' - \varphi)} Z_{33}) \right. \\
&\quad \left. - \frac{i \sin 2\theta}{2\sqrt{2}} \Xi_{cv} (e^{is\varphi'} - e^{-is\varphi}) Z_{13} \right] \delta_{\mathbf{k}', \mathbf{k} \pm \mathbf{q}}, \tag{4.20}
\end{aligned}$$

где $Z_{ij} = \int_{-\infty}^{+\infty} f_i(z) f_j(z) \exp(iq_z z) dz$, $s = \pm$ — номер дираковского конуса.

Процесс генерации тока в квантовых ямах HgTe критической толщины схематически изображен на рис. 4.2. Механизм возникновения тока аналогичен опи-

санному ранее для гетероструктур с параболическим спектром. В конусе, сформированном из состояний $|E1, +1/2\rangle$ и $|H1, +3/2\rangle$, и конусе, сформированном из $|E1, -1/2\rangle$ и $|H1, -3/2\rangle$, возникают разнонаправленные потоки носителей заряда, обусловленные спин-зависимым электрон-фононным рассеянием. В силу разной заселенности конусов во внешнем магнитном поле (рис. 4.2(a)) потоки не равны, что приводит к генерации суммарного электрического тока. Отличие КЯ с параболическим спектром и линейным спектром состоит в том, что позиция циклотронного резонанса и его поведение при изменении энергии Ферми различны. В частности, при фиксированной частоте излучения магнитное поле, соответствующее циклотронному резонансу, не зависит от концентрации носителей в КЯ с параболическим спектром. В квантовых ямах с линейным спектром, напротив, положение резонанса резко зависит от концентрации носителей заряда, а для циркулярно поляризованного света магнитное поле, соответствующее резонансу, может даже изменить свою полярность при прохождении уровня Ферми через точку зарядовой нейтральности.

Расчет по формуле (1.32) показывает, что электронные потоки, определяемые анизотропной частью рассеяния, имеют вид

$$j_{\pm,x}^T = \mp \frac{ev \sin 2\theta}{2\sqrt{2}} \frac{n_{\pm}}{n} \left(\frac{d}{dE_F} \frac{\omega_c \tau_1^2}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \right) \zeta I \eta, \quad (4.21)$$

$$j_{\pm,y}^T = \mp \frac{ev \sin 2\theta}{2\sqrt{2}} \frac{n_{\pm}}{n} \left(\frac{d}{dE_F} \frac{\tau_1}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \right) \zeta I \eta, \quad (4.22)$$

где n_{\pm} — плотности носителей заряда в каждой из спиновых подзон, $n = n_+ + n_-$ — суммарная плотность носителей заряда, $\omega_c = eB_z v^2 / (cE_F)$ — циклотронная частота и

$$\zeta = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \Xi_{cv} Z_{13} (\Xi_c Z_{11} + \Xi_v Z_{33} + \Xi_v Z_{44}) q^2 dq}{\int_{-\infty}^{+\infty} [(\Xi_c Z_{11} + \Xi_v Z_{44})^2 + (\Xi_v Z_{33})^2] q^2 dq}.$$

Полный электрический ток $\mathbf{j}^T = \mathbf{j}_+^T + \mathbf{j}_-^T$ возникает в меру дисбаланса вкладов \mathbf{j}_+^T и \mathbf{j}_-^T в магнитном поле. С учетом того, что магнитное поле расщепляет электронные состояния за счет эффекта Зеемана, но не влияет на рассеяние, и принимая во

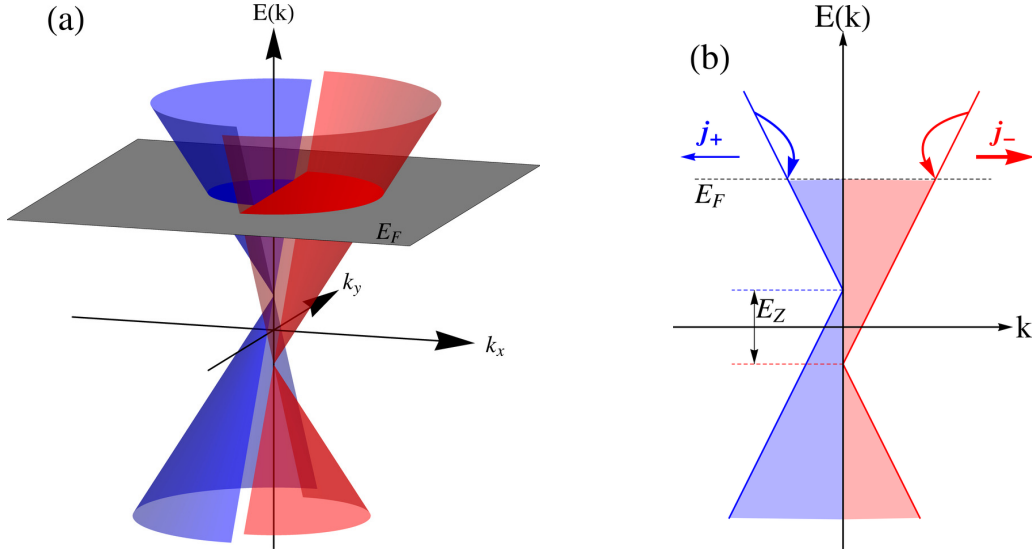


Рис. 4.2: Микроскопическая модель генерации фототока в квантовых ямах HgTe. (a) Дираковские конусы расщеплены по энергии из-за эффекта Зеемана. (b) Энергетическая релаксация дираковских фермионов, разогретых излучением, различна для электронов с положительным и отрицательным k из-за спин-зависимого рассеяния. В каждом из конусов возникают противоположно направленные потоки электронов \mathbf{j}_+ и \mathbf{j}_- (показано горизонтальными стрелками). Различное заселение конусов в магнитном поле приводит к возникновению суммарного электрического тока.

внимание, что $\omega_c \tau_1 \gg 1$, выражение для электрического тока принимает вид

$$j^T = \frac{ev_F \sin 2\theta}{2\sqrt{2}\omega_c E_F} \frac{g\mu_B B_z}{E_F} \zeta I \eta. \quad (4.23)$$

Для циркулярно поляризованного излучения поглощение η для поверхностных носителей заряда в окрестности циклотронного резонанса можно представить в виде

$$\eta = \frac{2e^2 E_F}{c \hbar^2 n_\omega} \frac{\tau_1}{1 + (\omega - \omega_c)^2 \tau_1^2}. \quad (4.24)$$

Величина тока пропорциональна коэффициенту поглощения излучения, силе спин-орбитального взаимодействия и величине расщепления Зеемана, а зависимость j^T от частоты и магнитного поля соответствует поведению поглощения η .

4.4 Сравнение с экспериментом

Полученные выражения для тока позволяют сравнить теорию с экспериментом, проведенным в [A5]. Экспериментальные данные из работы [A5], полученные для КЯ критической толщины, выращенных вдоль направления [013], при температуре $T = 4.2$ К и частоте излучения $f = 2.54$ ТГц представлены на рис. 4.3. На вставке к рис. 4.3 схематично изображена геометрия эксперимента. Напряжения $U_{x,y}$, индуцированные фототоком, измерялись через сопротивление нагрузки 1 МОм. Амплитуда фототока $j = \sqrt{j_x^2 + j_y^2}$ получена путем измерения сигналов вдоль двух ортогональных направлений. В эксперименте была возможность изменять концентрацию и тип носителей заряда путем оптического легирования — метода, который широко применяется для КЯ HgTe [102, 95, 103].

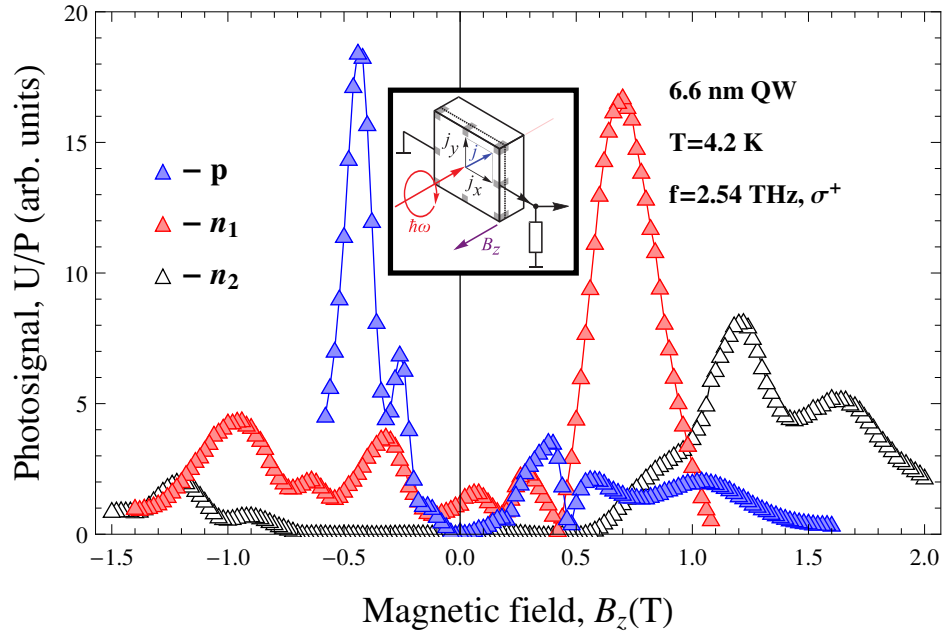


Рис. 4.3: Зависимость фотоотклика U , нормированная на мощность излучения, от величины магнитного поля B_z для поляризации σ^+ . На вставке показана геометрия эксперимента, фотосигнал измерялся через сопротивление нагрузки 1 МОм.

При воздействии право-поляризованного излучения на образец сильный резонансный фотосигнал наблюдается при магнитном поле $B_c = -0.42$ Тл для кон-

центрации дырок $p = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Максимум сигнала в резонансе более, чем на два порядка превышает сигнал при $B_z = 0$. При изменении типа носителя с дырок на электроны резонанс переходит из области отрицательных B_z в область положительных B_z и смещается в сторону более высоких магнитных полей. Для плотности носителей заряда $n_1 = 3.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ резонанс наблюдается при $B_c = +0.69 \text{ Тл}$. Примечательно, что при дальнейшем увеличении плотности электронов положение резонанса смещается к еще большим магнитным полям таким образом, что $B_c = 1.2 \text{ Тл}$ для $n_2 = 11 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

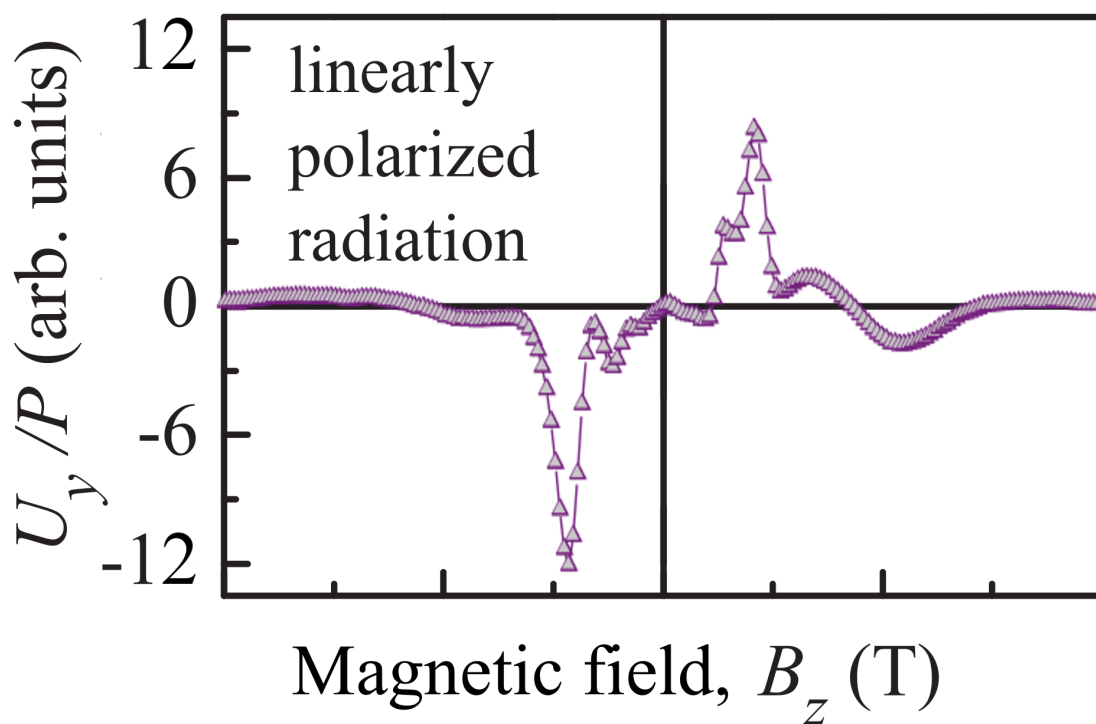


Рис. 4.4: Зависимость U_y/P от магнитного поля B_z для линейно поляризованного излучения при температуре $T = 4.2 \text{ К}$, концентрации дырок $p = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и частоте излучения $f = 2.54 \text{ ТГц}$. Экспериментальные данные взяты из работы [A5].

Для циркулярно поляризованного излучения в зависимости фототока резонанс наблюдается только для одной полярности магнитного поля. Однако, для линейно поляризованного излучения, которое является суперпозицией σ^- и σ^+ фотонов,

резонанс в зависимости фототока наблюдается для обеих полярностей магнитного поля (см. рис. 4.4). Как показано для p -типа проводимости на рис. 4.4, фототок меняет знак при изменении направления магнитного поля. Стоит отметить, что положение контактов образца не было привязано к кристаллографическим осям. Вблизи циклотронного резонанса нечетная компонента фототока (вдоль $[100]$) больше четной (вдоль $[0\bar{3}1]$) в $\omega_c\tau_1$ раз, поэтому в общем случае зависимость фототока вдоль случайно направленной оси должна быть нечетной функцией от магнитного поля.

Из положения резонансов, измеренных для плотностей свободных носителей заряда, можно вычислить скорость Ферми. Значения $v_F = 7.2 \cdot 10^5$ м/с для электронов с концентрациями n_1 и n_2 и $v_F = 7.5 \cdot 10^5$ м/с для дырок с концентрацией p хорошо согласуются со скоростью для двумерных дираковских фермионов в квантовых ямах критической толщины $v_F = 6.3 \cdot 10^5$ м/с, полученной из энергетического спектра, рассчитанного в работе [43].

4.5 Краткие итоги

- Построена микроскопическая теория генерации спиновых и электрических токов в процессе энергетической релаксации разогретых излучением двумерных носителей заряда в низкосимметричных квантовых ямах. Показано, что фототоки многократно усиливаются в условиях циклотронного резонанса за счет усиления поглощения в квантовых ямах.
- Продемонстрировано, что спиновый фототок возникает за счет асимметричного спин-зависимого рассеяния на фононах, а электрический — из-за разницы потоков носителей заряда в двух спиновых подзонах, вызванной разной заселенностью подзон во внешнем магнитном поле. Детальный расчет спиновых и электрических фототоков выполнен для рассеяния на акустических фононах по деформационному механизму в КЯ на основе полупроводников группы III-V с параболическим спектром и в КЯ HgTe с линейным спектром.

- Продемонстрировано, что поглощение излучения в КЯ HgTe/CdHgTe критической толщины приводит к возникновению поляризованного по спину фототока, чья большая амплитуда обусловлена тремя взаимодополняющими факторами: сильное спин-орбитальное взаимодействие, большой g-фактор в квантовых ямах HgTe и эффективное поглощение излучения в условиях циклотронного резонанса.
- Положения циклотронных резонансов в фотоотклике квантовых ям HgTe/CdHgTe позволили определить скорость Ферми двумерных дираковских фермионов, которая близка к полученной из численного расчета спектра.

Глава 5

Орбитальный эффект магнитного храповика в структурах с латеральной сверхрешеткой

5.1 Введение

Храповики — периодические структуры с нарушенной пространственной симметрией. Направленное движение частиц в этих системах возможно, если они выведены из теплового равновесия, даже в отсутствии постоянной силы, действующей на частицы. Достижения в области полупроводниковых нанотехнологий позволяют создавать различные гетероструктуры с латеральными сверхрешетками, в результате чего такие системы демонстрируют эффект храповика из-за отсутствия пространственной инверсии [5, 104, 105, 106]. Храповики могут быть созданы как на основе традиционных гетероструктур, так и на графене [107, 108].

Сверхрешетки часто изготавливают путем осаждения металла поверх двумерной структуры, и в настоящее время полупроводниковые гетероструктуры со сверхрешеткой из ферромагнитных полос активно исследуются [109]. Такие структуры с асимметричной латеральной решеткой получили название магнитных храповиков.

Большинство исследований магнитных храповиков сфокусировано на изучении спиновых и электрических токов, вызванных эффектом Зеемана, который

обусловлен взаимодействием ферромагнитных полосок с двумерными носителями заряда. Наличие эффекта электронного храповика было продемонстрировано в присутствии пространственно-осциллирующих магнитных полей [110, 111]. Генерация токов храповика, обусловленная магнитными эффектами, наблюдалась в сверхпроводящих гибридных наноструктурах [112]. Генерация чисто спиновых токов изучена в системах с неоднородным магнитным полем [113]. Возможность генерации больших токов храповика была продемонстрирована в магнитных сверхрешетках на поверхности топологических изоляторов [114].

В представленной главе исследован орбитальный эффект храповика в структуре с нецентросимметричной магнитной латеральной сверхрешеткой. Магнитное поле \mathbf{B} направлено по нормали к плоскости двумерной структуры и периодически меняется вдоль x — одной из координат в плоскости (см. рис. 5.1). При возбуждении данной структуры электромагнитным излучением амплитуда электрического поля $E_0(x)$, действующего на двумерные носители, также промодулирована в пространстве. Это вызвано прохождением электромагнитной волны через периодическую сверхрешетку. Для эффекта храповика фазовый сдвиг, вызванный асимметрией структуры, между периодическими функциями $B(x)$ и $|E_0(x)|^2$ имеет решающее значение, а параметр, контролирующий амплитуду тока магнитного храповика, имеет вид

$$\Xi = \overline{B(x) \frac{d|E_0(x)|^2}{dx}}, \quad (5.1)$$

где под чертой подразумевается усреднение по x . Следует также отметить, что среднее нормальное магнитное поле и однородное возбуждение сами по себе не приводят к возникновению постоянного тока.

Рассматриваемая структура имеет точечную симметрию C_s с одной плоскостью отражения (zx). При операции отражения в этой плоскости нормальная компонента магнитного поля B_z меняет знак. Симметричный анализ показывает, что двумерную плотность тока, индуцированного эффектом магнитного храповика,

можно представить в виде

$$\begin{aligned} j_x &= \Xi(\chi_L \xi_2 + \chi_C \xi_3), \\ j_y &= \Xi(\chi_0 - \tilde{\chi}_L \xi_1), \end{aligned} \quad (5.2)$$

где ξ_1 , ξ_2 и ξ_3 — параметры Стокса, электрическое поле излучения определяется выражением $\mathbf{E} = E_0(x)\mathbf{e} \exp(-i\omega t) + c.c.$, а \mathbf{e} — единичный вектор поляризации. Из выражения (5.2) видно, что неполяризованное излучение индуцирует ток, перпендикулярный направлению модуляции ($j_y \propto \chi_0$), в то время как ток, чувствительный к знаку циркулярной поляризации, возникает в перпендикулярном направлении ($j_x \propto \chi_C$). Линейно поляризованное излучение может вызывать как $j_x \propto \chi_L$, так и $j_y \propto \tilde{\chi}_L$, в зависимости от ориентации плоскости поляризации по отношению к латеральной сверхрешетке.

В настоящей главе проанализированы два независимых механизма генерации тока: (i) генерация фототока, индуцированная неоднородным нагревом носителей заряда (эффект Нернста-Эттингсгаузена); (ii) генерация поляризационно зависимых токов, вызванных периодическим распределением электронов, которое линейно по электрическому полю излучения и магнитному полю сверхрешетки.

5.2 Храповик Нернста-Эттингсгаузена

В данном разделе рассмотрен эффект магнитного орбитального храповика, обусловленный нагревным механизмом. Неоднородное распределение температуры двумерного газа свободных носителей заряда создается поглощенным излучением с промодулированной интенсивностью. Вдоль оси x возникает периодический градиент температур, при этом $\partial T/\partial x$ принимает как положительные, так и отрицательные значения на периоде структуры. В присутствии магнитного поля за счет эффекта Нернста-Эттингсгаузена создается локальная плотность электрического тока j_y , пропорциональная $\partial T/\partial x$ в данной точке [115]. Таким образом, ток течет в разные стороны в областях с положительным и отрицательным градиентами температур (см. желтые стрелки на рис. 5.1). Однако, если разность фаз (5.1)

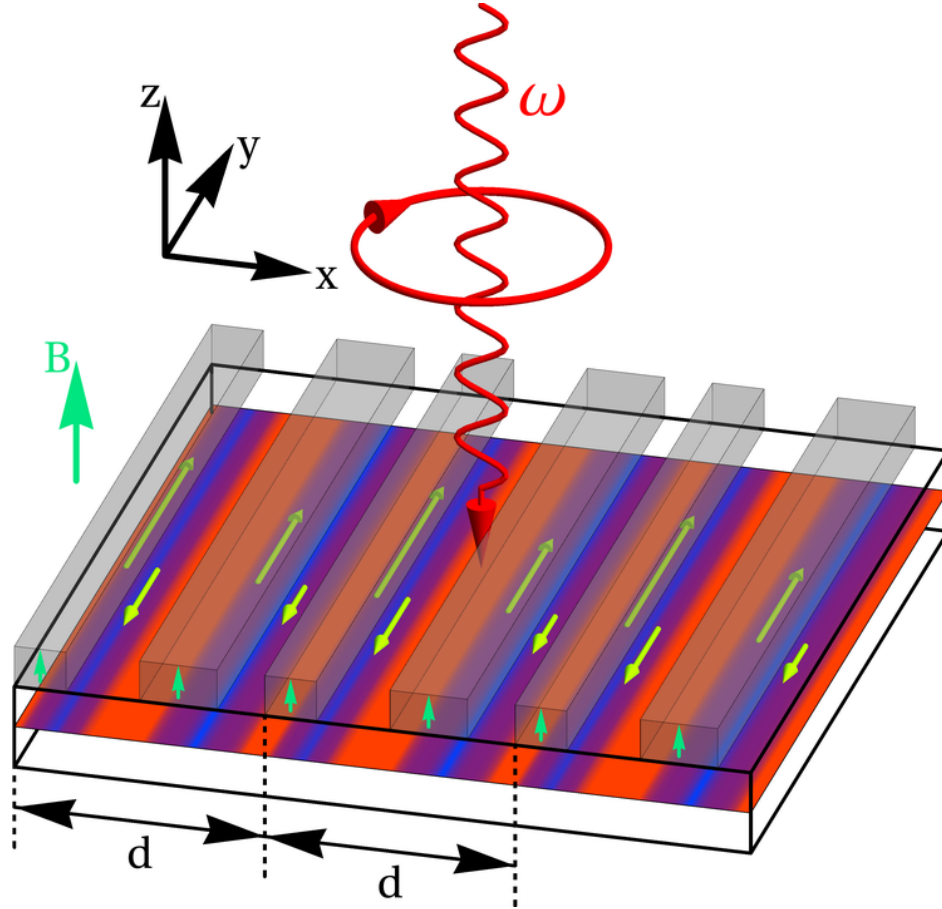


Рис. 5.1: Изучаемая структура. Падающее по нормали излучение с частотой ω проходит через латеральную нецентросимметричную сверхрешетку. Интенсивность излучения становится промодулированной в пространстве, что приводит к модуляции электронной температуры (показано различными цветами). Если между пространственно осциллирующим магнитным полем и градиентом температуры наблюдается отличный от нуля фазовый сдвиг, то в структуре возникает постоянный ток.

между периодическим магнитным полем и $|E_0(x)|^2$ отлична от нуля, то возникает суммарный ненулевой электрический ток по оси y . В этом разделе проведен вывод аналитического выражения для тока, обусловленного этим механизмом, который можно назвать храповиком Нернста-Эттингсгаузена.

Излучение с промодулированной интенсивностью создает периодическое распределение электронной температуры в пространстве. Поправку $\delta T(x)$ к равно-

весной температуре T можно выразить из уравнения баланса энергии [107]

$$\frac{\delta T(x)}{\tau_T} = 2|E_0(x)|^2 \frac{e^2 \tau_1 v_F / p_F}{1 + (\omega \tau_1)^2}, \quad (5.3)$$

где τ_T — время релаксации температуры, связанное со временем $\tilde{\tau}_{T_e}$, определяющим мощность потерь [116], соотношением

$$\tau_T = \left(\frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial T} \right)^{-1} \tilde{\tau}_{T_e},$$

$\bar{\varepsilon}$ — средняя энергия носителя тока, ω — частота излучения, e — заряд электрона, v_F и p_F — скорость и импульс носителя заряда на уровне Ферми соответственно. Тогда выражение для электрического тока, создаваемого фотоиндуцированным эффектом Нернста-Эттингсгаузена, можно представить в виде

$$j_y^{\text{NE}} = \left(\beta_{yx} - \beta_{xx} \frac{\sigma_{yx}}{\sigma_{xx}} \right) \frac{dT}{dx}, \quad (5.4)$$

где $\hat{\sigma}$ — тензор проводимости и $\hat{\beta}$ — термоэлектрический тензор. Для вырожденного электронного газа с энергией Ферми $\varepsilon_F \gg T$ выражения для тензоров имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{ne^2 \tau_1 v_F}{p_F}, & \beta_{xx} &= -\frac{ne^2 \pi^2 T}{3cp_F^2} \frac{d(\tau_1 p_F v_F)}{d\varepsilon_F}, \\ \sigma_{yx} &= -B \frac{ne^3 \tau_1^2 v_F^2}{cp_F^2}, & \beta_{yx} &= B \frac{ne^2 \pi^2 T}{3cp_F^2} \frac{d(\tau_1^2 v_F^2)}{d\varepsilon_F}, \end{aligned} \quad (5.5)$$

где c — скорость света, n — двумерная плотность газа свободных носителей заряда. В представленной главе рассматривается случай слабых магнитных полей $\omega_c \tau_1 \ll 1$, где $\omega_c = eBv_F/(cp_F)$ — циклотронная частота. Это условие означает, что циклотронный радиус значительно превышает среднюю длину свободного пробега электрона $v_F \tau_1$.

Проведя усреднение плотности тока (5.4) по периоду структуры, получаем, что вклад, обусловленный эффектом Нернста-Эттингсгаузена, в ток магнитного

храповика можно представить в виде $j_y = \Xi \chi_0^{\text{NE}}$, где Ξ определяется выражением (5.1), а параметр χ_0^{NE} определяется выражением

$$\chi_0^{\text{NE}} = \frac{2\pi^2 n e^4 T \tau_T v_F^2 \tau_1^2}{3c p_F^2 [1 + (\omega \tau_1)^2]} \frac{d}{d\varepsilon_F} \left(\frac{v_F \tau_1}{p_F} \right). \quad (5.6)$$

Выражение (5.6) показывает, что частотная зависимость χ_0^{NE} имеет вид функции Лоренца, при этом ток магнитного орбитального храповика определяется дисперсией и доминирующим механизмом рассеяния носителей заряда. Для магнитных храповиков на основе топологических изоляторов или графена энергетический спектр носителей заряда линеен $\varepsilon_p = v_0 p$, а время релаксации импульса $\tau_1 \propto 1/\varepsilon_F$ для рассеяния на короткодействующих дефектах, в то время как при рассеянии на кулоновских примесях $\tau \propto \varepsilon_F$. Из выражения (5.6) следует, что ток храповика Нернста-Эттингсгаузена для систем с кулоновскими примесями отсутствует, а для систем, где основным механизмом рассеяния является взаимодействие с короткодействующими дефектами, определяется выражением

$$\chi_0^{\text{NE}} = -\frac{4\pi^2 n e^4 T \tau_T v_0^2 \tau_1^3}{3c p_F^4 [1 + (\omega \tau_1)^2]}. \quad (5.7)$$

Для систем с параболическим законом дисперсии ситуация противоположная. Вклад храповика Нернста-Эттингсгаузена $\chi_0^{\text{NE}} = 0$ при рассеянии на точечных дефектах, когда время релаксации импульса τ_1 не зависит от энергии Ферми. Однако, он отличен от нуля при рассеянии электронов на плавном потенциале кулоновских примесей. В этом случае $\tau_1 \propto \varepsilon_F$, а выражение для тока храповика получается из (5.7) при замене v_0^2 на $-v_F^2$.

5.3 Поляризационно зависимые токи

Для расчета эффекта храповика, вызванного периодическим распределением электронов, линейным по электрическому полю световой волны и неоднородному статическому магнитному полю, решено кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения электронов $f_{\mathbf{p}}(x)$. Изучен квазиклассический случай,

когда энергия фотона $\hbar\omega$ много меньше энергии Ферми ε_F , а воздействие электрического поля излучения и магнитного поля решетки на свободные носители заряда рассматривается в виде силы:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{p}}(x) = e[\mathbf{E}(x)e^{-i\omega t} + c.c.] + \frac{e}{c}[\mathbf{v}_{\mathbf{p}} \times \mathbf{B}(x)], \quad (5.8)$$

где $\mathbf{v}_{\mathbf{p}}$ — скорость носителя заряда с импульсом \mathbf{p} . Тогда кинетическое уравнение Больцмана принимает вид

$$[\partial_t + v_{\mathbf{p},x}\partial_x + \mathbf{F}_{\mathbf{p}}(x) \cdot \nabla_{\mathbf{p}}] f_{\mathbf{p}}(x) = St(f_{\mathbf{p}}), \quad (5.9)$$

где $St(f_{\mathbf{p}})$ — интеграл упругих столкновений. Такой подход справедлив для частот $\omega \gg 1/\tau_{\varepsilon}$, где τ_{ε} — время релаксации энергии. Также рассматривается случай низких температур, для которых основной вклад в рассеяние электронов вносят упругие столкновения.

Предполагается, что длина свободного пробега электронов и диффузная длина $v_F\sqrt{\tau_1\tau_{\varepsilon}}$ малы по сравнению с периодом сверхрешетки d . Магнитное поле учитывается только в первом порядке, поскольку $\omega_c\tau_1 \ll 1$. Однако, никаких ограничений не накладывается на величину $\omega\tau_1$.

В первом порядке по электрическому полю решение уравнения (5.9) имеет вид

$$f_{\mathbf{p}}^{(1)}(x) = \frac{e(-df_0/dp)\tau_1(p)/p}{1 - i\omega\tau_1(p)} \mathbf{p} \cdot \mathbf{E}(x) + c.c., \quad (5.10)$$

где $f_0(p)$ — равновесная функция распределения, соответствующая статистике Ферми-Дирака, при этом под зависимостью транспортного времени τ_1 от импульса p подразумевается зависимость τ_1 от энергии, которая, в свою очередь, зависит от p .

Поправка к функции распределения, соответствующая эффекту электронного храповика, получается в результате еще трех итераций: по магнитному полю $B(x)$, пространственному градиенту ∂_x и еще один раз по электрическому полю излучения $\mathbf{E}(x)$. Порядок итераций произвольный, однако градиент не должен браться

последней поправкой, поскольку вклад такой поправки обнуляется при усреднении по x . Таким образом, после подстановки $f_{\mathbf{p}}^{(1)}(x)$ в кинетическое уравнение (5.9) мы получаем четыре поправки:

$$\delta f_{\mathbf{p}}^{(\partial_x EB)}, \quad \delta f_{\mathbf{p}}^{(B\partial_x E)}, \quad \delta f_{\mathbf{p}}^{(E\partial_x B)}, \quad \delta f_{\mathbf{p}}^{(\partial_x BE)}.$$

Плотность электрического тока в КЯ, графене и топологических изоляторах можно представить в виде

$$\mathbf{j} = \nu e \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v}_{\mathbf{p}} \overline{\delta f_{\mathbf{p}}}, \quad (5.11)$$

здесь ν — степень вырождения по спину и долинам. ν принимает разные значения: 2, 4 и 1 для магнитных хруповиков на основе гетероструктур, графена и топологических изоляторов соответственно.

Существуют четыре вклада в ток хруповика. Расчеты показывают, что

$$\tilde{\chi}_L = \chi_L,$$

т.е. направление тока, индуцированного линейно поляризованным излучением, чувствительно к поляризации, а амплитуда тока хруповика, напротив, остается постоянной при вращении плоскости поляризации.

Вклады в χ_L , в параметр χ_C , определяющий циркулярный ток, а также в параметр χ_0 , характеризующий поляризационно независимый ток, который не связан с нагревом, определяются выражениями

$$\chi_0^{(\partial_x EB)} = \frac{ne^4 v_F \tau_1}{4c[1 + (\omega\tau_1)^2]} \left[\frac{1 - \omega^2 \tau_1 \tau_2}{1 + (\omega\tau_2)^2} \tau_2 \left(\frac{v_F^2 \tau_1^2}{p_F^2} \right)' - \tau_1 \frac{(v_F^2 \tau_1^2)'}{p_F^2} \right], \quad (5.12a)$$

$$\chi_L^{(\partial_x EB)} = \frac{ne^4 v_F \tau_1^2}{4cp_F^2 [1 + (\omega\tau_1)^2]} (v_F^2 \tau_1^2)', \quad (5.12b)$$

$$\chi_C^{(\partial_x EB)} = \frac{ne^4 v_F \tau_1}{4c[1 + (\omega\tau_1)^2]} \left[\frac{\omega\tau_2(\tau_1 + \tau_2)}{1 + (\omega\tau_2)^2} \left(\frac{v_F^2 \tau_1^2}{p_F^2} \right)' - \frac{(v_F^2 \tau_1^2)'}{\omega p_F^2} \right]. \quad (5.12c)$$

Здесь и далее штрих означает дифференцирование по p_F . Второй вклад имеет вид

$$\chi_L^{(B\partial_x E)} = \frac{ne^4 v_F^2 \tau_1^3 (p_F v_F \tau_1)'}{2cp_F^3 [1 + (\omega\tau_1)^2]^2}, \quad (5.13a)$$

$$\chi_0^{(B\partial_x E)} = \chi_L^{(B\partial_x E)} + \frac{ne^4 v_F^2 \tau_1^2}{4cp_F [1 + (\omega\tau_1)^2]^2} \frac{1 - \omega^2 \tau_1 (\tau_1 + 2\tau_2)}{1 + (\omega\tau_1)^2} \tau_2 \left(\frac{v_F \tau_1}{p_F} \right)', \quad (5.13b)$$

$$\chi_C^{(B\partial_x E)} = \frac{ne^4 v_F^2 \tau_1^2}{4cp_F [1 + (\omega\tau_1)^2]^2} \left[\frac{\omega\tau_2 (2\tau_1 + \tau_2 - \omega^2 \tau_1^2 \tau_2)}{1 + (\omega\tau_2)^2} \left(\frac{v_F \tau_1}{p_F} \right)' - \frac{(1 - \omega^2 \tau_1^2) (p_F v_F \tau_1)'}{\omega p_F^2} \right]. \quad (5.13c)$$

Следующий порядок итераций вносит вклад только в фототок, чувствительный к линейной поляризации:

$$\chi_L^{(E\partial_x B)} = -\frac{ne^4 \tau_1}{2cp_F^3 [1 + (\omega\tau_1)^2]} (p_F v_F^3 \tau_1^2 \tau_2)', \quad (5.14)$$

в то время как $\chi_0^{(E\partial_x B)} = \chi_C^{(E\partial_x B)} = 0$. Четвертый вклад в фототок, напротив, не зависит от ориентации плоскости поляризации линейно поляризованного излучения ($\chi_L^{(\partial_x BE)} = 0$), но отличен от нуля для полностью неполяризованного или циркулярно поляризованного излучения:

$$\chi_0^{(\partial_x BE)} = \frac{ne^4 v_F^2 \tau_1 \tau_2^2 [1 - \omega^2 \tau_2 (2\tau_1 + \tau_2)]}{2cp_F [1 + (\omega\tau_1)^2] [1 + (\omega\tau_2)^2]^2} \left(\frac{v_F \tau_1}{p_F} \right)', \quad (5.15a)$$

$$\chi_C^{(\partial_x BE)} = \frac{ne^4 v_F^2 \tau_1 \tau_2^2 \omega (\tau_1 + 2\tau_2 - \omega^2 \tau_1 \tau_2^2)}{2cp_F [1 + (\omega\tau_1)^2] [1 + (\omega\tau_2)^2]^2} \left(\frac{v_F \tau_1}{p_F} \right)'. \quad (5.15b)$$

Время релаксации второй угловой гармоники τ_2 присутствует в ответах для токов, поскольку, как и для эффекта увлечения в условиях циклотронного резонанса, рассмотренного в Главе 2, на промежуточных этапах итераций кинетического уравнения учтены не только первые, но и вторые угловые гармоники в функции распределения электронов. Полученные выражения справедливы для любой энергетической дисперсии двумерных носителей заряда и для произвольных зависимостей времен рассеяния от энергии Ферми.

5.4 Анализ частотных зависимостей токов

В представленном разделе проанализированы полученные результаты для магнитных храловиков на основе различных двумерных систем: с линейной энергетической дисперсией (структуры на основе топологических изоляторов или графена) и на полупроводниковых гетероструктурах с параболическим спектром. В

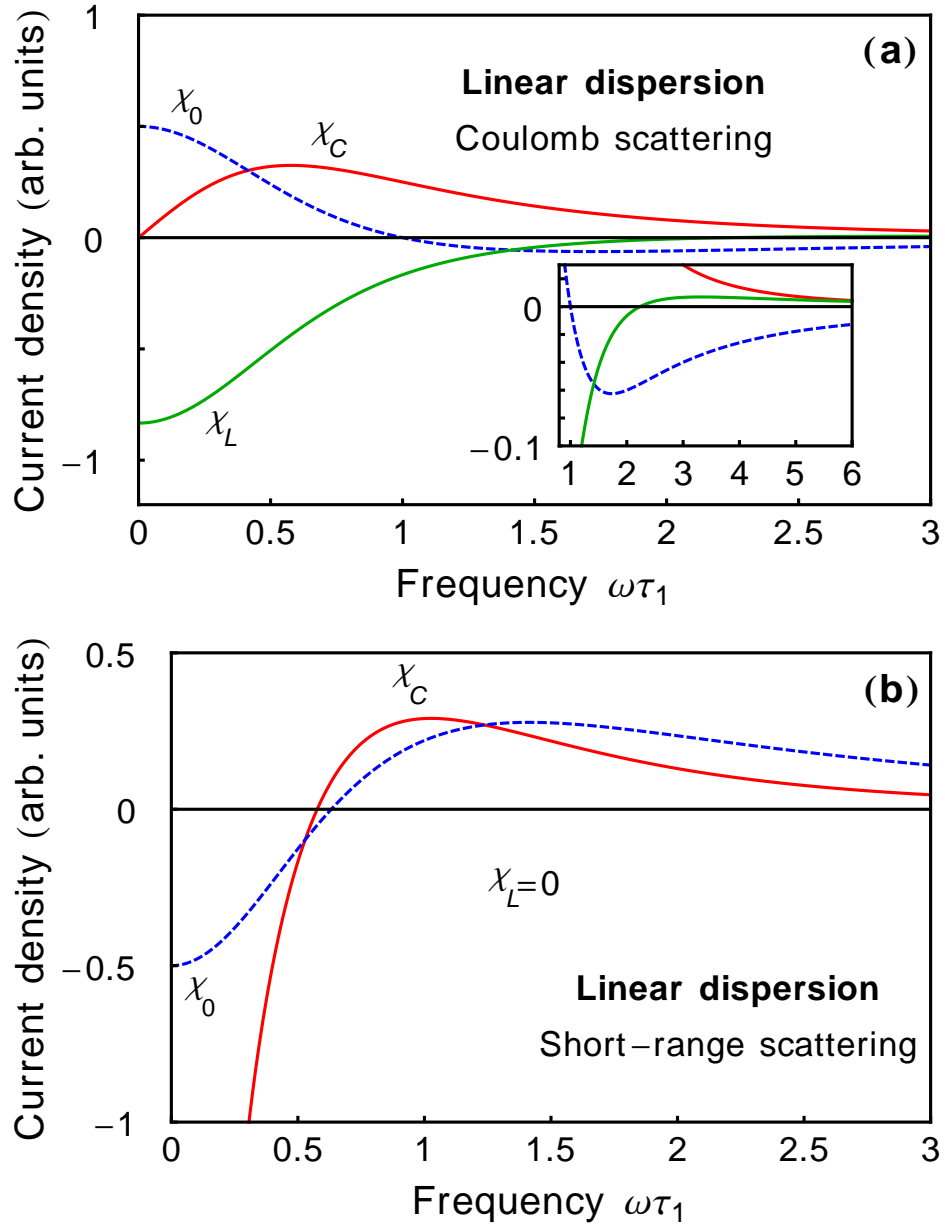


Рис. 5.2: Частотные зависимости $\chi_i/\bar{\chi}$ ($i = 0, L, C$) для систем с линейной дисперсией, рассчитанные для рассеяния на кулоновских примесях (а) и на короткодействующих дефектах (б). На вставке увеличена область, где χ_L меняет знак.

разделах 5.2 и 5.3 показано наличие фототока, не зависящего от поляризации излучения. Отношение двух вкладов в поляризационно независимый ток: за счет эффекта Нернста-Эттинггаузена и за счет периодического распределения носи-

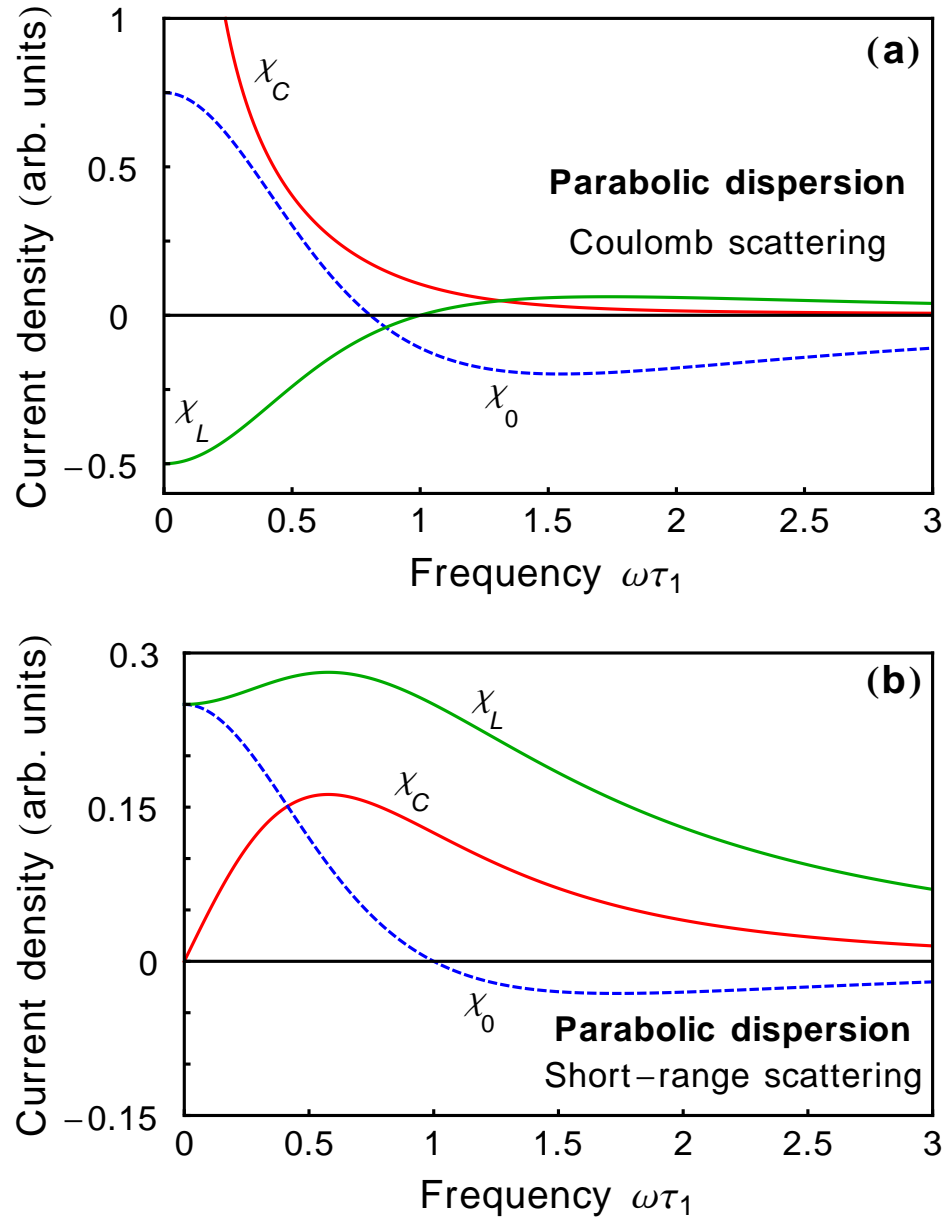


Рис. 5.3: Частотные зависимости $\chi_i/\bar{\chi}$ ($i = 0, L, C$) для магнитных храповиков на основе гетероструктур с параболическим энергетическим спектром для рассеяния на кулоновских примесях (а) и на короткодействующих дефектах (б).

телей заряда в неоднородном электрическом и магнитных полях, можно оценить как

$$\frac{\chi_0^{\text{NE}}}{\chi_0} \sim \pi^2 \frac{T}{\epsilon_F} \frac{\tau_\epsilon}{\tau_1}.$$

При температурах жидкого гелия время релаксации температуры много больше времени релаксации импульса τ_1 , и эффект Нернста-Эттингсгаузена доминирует для систем с линейной дисперсией при короткодействующем рассеянии и систем с параболической дисперсией при рассеянии на кулоновском потенциале. Однако, для двух противоположных случаев $\chi_0^{\text{NE}} = 0$, в результате чего вклад упругого рассеяния доминирует.

Выражения, полученные для χ_i ($i = 0, L, C$), которые являются суммами четырех вкладов

$$\chi_i = \chi_i^{(\partial_x EB)} + \chi_i^{(B\partial_x E)} + \chi_i^{(E\partial_x B)} + \chi_i^{(\partial_x BE)}, \quad (5.16)$$

показывают, что частотные зависимости токов, вызванных эффектом орбитального магнитного храповика, сильно зависят как от спектра носителей заряда, так и от доминирующего механизма упругого рассеяния.

Характерные значения χ_i ($i = L, C, 0$) можно оценить как

$$\bar{\chi} = \frac{ne^4 v_F^3 \tau_1^4}{cp_F^3}. \quad (5.17)$$

Характерный порядок плотности тока храповика $j \sim \Xi \bar{\chi}$ составляет 1 мкА/см для системы со следующими параметрами: двумерной концентрацией носителей заряда $n = 10^{12}$ см⁻², скоростью Ферми $v_F = 5 \times 10^7$ см/с, временем релаксации импульса $\tau_1 = 1$ пс, периодом сверхрешетки $d = 1$ мкм в магнитном поле $B = 1$ Тл и для мощности интенсивности возбуждения 1 Вт/см² с амплитудой модуляции в 1% как магнитного поля, так и интенсивности возбуждения. Фототоки с такой амплитудой легко могут быть обнаружены экспериментально.

Для магнитных храповиков на основе топологических изоляторов или графена энергетический спектр двумерных носителей является линейным. Рассмотрим два наиболее типичных механизма упругого рассеяния: рассеяние на кулоновских примесях и на короткодействующих дефектах. Для рассеяния на кулоновских примесях времена рассеяния для электронов на уровне Ферми имеют следующую зависимость от импульса Ферми:

$$\tau_1 = 3\tau_2 \propto p_F.$$

На рис. 5.2 показаны частотные зависимости тока магнитного храповика для систем с линейной энергетической дисперсией. При рассеянии на кулоновских примесях поляризационно независимый ток $\propto \chi_0$ меняет свое направление при $\omega \approx \tau_1^{-1}$. Фототок, чувствительный к линейной поляризации излучения $\propto \chi_L$, также обнуляется, но это происходит на частоте $\omega\tau_1 \approx 2$. Циркулярный фототок $\propto \chi_C$, напротив, знакопостоянный и имеет максимум при $\omega\tau_1 \approx 0.6$ (см. рис. 5.2а).

Для рассеяния на короткодействующих дефектах ситуация отличается. Зависимость времен релаксации от импульса Ферми в этом случае имеет вид

$$\tau_1 = 2\tau_2 \propto 1/p_F.$$

Для таких структур вклад в ток храповика $\propto \chi_L$, вызванный линейно поляризованным излучением, отсутствует, поскольку из уравнений (5.12)-(5.14) следует, что вклады $\chi_L^{(B\partial_x E)} \propto (p_F\tau_1)' = 0$, а вклады $\chi_L^{(E\partial_x B)}$ и $\chi_L^{(E\partial_x B)}$ в точности компенсируют друг друга. Поляризационно независимый вклад меняет знак при $\omega\tau \approx 0.6$ и имеет максимум при $\omega\tau_1 \approx 1.5$. Зависимость циркулярного тока $\propto \chi_C$ обладает максимумом при $\omega\tau_1 \approx 1$. При этом для $\omega \rightarrow 0$ в диапазоне частот $\omega \lesssim \tau_\epsilon^{-1} \ll \tau_1^{-1}$ вклад циркулярного эффекта храповика стремится к нулю, однако это не описывается в рамках представленной модели, поскольку воздействие циркулярно поляризованного излучения не может быть строго рассмотрено при малых частотах в приближении упругих столкновений [107].

Перейдем к рассмотрению магнитных орбитальных храповиков на основе полупроводниковых гетероструктур с параболической дисперсией, тогда времена релаксации при рассеянии на кулоновских центрах определяются выражением

$$\tau_1 = 2\tau_2 \propto p_F^2.$$

Подставляя это соотношение в уравнения (5.12)-(5.15) можно показать, что все компоненты фототока χ_L , χ_C и χ_0 отличны от нуля. Частотные зависимости показаны на рис. 5.3а. Параметры χ_0 и χ_L меняют знак при $\omega \approx \tau_1^{-1}$. Циркулярный

фототок $\propto \chi_C$ ведет себя как $1/\omega$ при больших и малых $\omega\tau_1$ и стремится к нулю при низких частотах $\omega \sim \tau_\varepsilon^{-1}$.

Наконец, при рассеянии на короткодействующих дефектах для двумерных носителей с параболической дисперсией энергии имеем

$$\tau_1 = \tau_2,$$

и оба времени релаксации не зависят от p_F . В этом случае амплитуда фототоков, индуцированных эффектом магнитного орбитального храповика, примерно в два раза меньше, чем при рассеянии на кулоновских примесях (см. рис. 5.3b). Значения линейного вклада $\propto \chi_0$ и поляризационно независимого вклада $\propto \chi_L$ в точности совпадают при малых частотах, однако χ_0 убывает и меняет знак при $\omega \approx \tau_1^{-1}$. В то время как χ_L увеличивается в диапазоне частот $0 < \omega < \tau^{-1}$ и убывает как $1/\omega^2$ при больших частотах. Циркулярный вклад в ток χ_C имеет максимум при $\omega\tau_1 \approx 0.6$, а затем спадает как $1/\omega$.

Результаты расчетов показывают, что наиболее интересные особенности в частотных зависимостях эффекта магнитного храповика наблюдаются при $\omega \sim \tau_1^{-1}$, что соответствует терагерцовому диапазону частот излучения, где эффекты храповика изучаются наиболее активно [5, 104, 105].

5.5 Краткие итоги

- Показана возможность чисто орбитального механизма фототока в структурах с латеральной магнитной сверхрешеткой. Развита микроскопическая теория этого явления для структур на основе топологических изоляторов, графена и полупроводниковых гетероструктур.
- Вычислен вклад в ток, обусловленный эффектом Нернста-Эттингсгаузена, который присутствует в системах с линейной дисперсией при короткодействующем рассеянии и в системах с квадратичной дисперсией при кулоновском рассеянии.

- Продемонстрировано, что поляризационно зависимые фототоки присутствуют для любых механизмов упругого рассеяния, а их частотные зависимости различаются для систем с параболической и линейной дисперсией. Показано, что направления и амплитуды токов зависят от доминирующего механизма упругого рассеяния.

Заключение

Основные результаты, полученные в диссертации:

- Построена микроскопическая модель фотогальванических эффектов в квантовых ямах во внешнем магнитном поле. Продемонстрировано, что фототок многократно усиливается в условиях циклотронного резонанса, а циркулярный магнитоиндуцированный фототок обладает дополнительным резонансным вкладом на первой субгармонике циклотронного резонанса.
- Вычислены энергетическая дисперсия и волновые функции топологически защищенных поверхностных носителей заряда в напряженных пленках теллурида ртути в рамках 6-зонной $k \cdot p$ -модели с учетом упругих напряжений и электрических полей, возникающих внутри структуры. Показано, что спектр поверхностных носителей заряда анизотропен в пленках, выращенных вдоль направления (013).
- Теоретически описан эффект возникновения поверхностных фототоков в объемных топологических изоляторах на основе напряженных пленок HgTe в магнитном поле. Продемонстрировано, что фототоки обусловлены асимметрией рассеяния поверхностных носителей заряда и резонансно усиливаются, когда частота переменного поля совпадает с циклотронной частотой. Разработанная квазиклассическая теория позволяет объяснить все основные экспериментальные данные по фототокам в пленках теллурида ртути.
- Построена квазиклассическая теория эффекта увлечения электронов фотонами в условиях циклотронного резонанса. Продемонстрировано, что фо-

тоток, индуцированный эффектом увлечения, многократно усиливается в условиях циклотронного резонанса, а его амплитуда, направление, частотная и поляризационная зависимости определяются зависимостью времени релаксации от энергии Ферми. Показано, что разработанная модель хорошо описывает экспериментальные данные, полученные в двумерных системах на основе квантовых ям InSb.

- Разработана модель генерации спиновых и электрических фототоков в квантовых ямах HgTe критической толщины с линейным спектром свободных носителей заряда. Показано, что асимметричное спин-зависимое рассеяние электронов на фононах приводит к генерации поляризованных по спину токов в процессе релаксации разогретых излучением двумерных носителей заряда. Сопоставление построенной теории и экспериментальных данных позволило определить скорость Ферми v_F двумерных дираковских фермионов в квантовых ямах HgTe.
- Построена теория магнитного орбитального эффекта храповика в структурах с латеральной магнитной сверхрешеткой. Продемонстрировано, что существуют два механизма генерации фототока: механизм, связанный с неоднородным нагревом двумерного электронного газа, и механизм, обусловленный периодическим распределением электронов, которое линейно по электрическому полю излучения и магнитному полю сверхрешетки. Показано, что направления и амплитуды фототоков зависят от доминирующего механизма упругого рассеяния электронов и различаются для систем с параболической и линейной дисперсией.

Список публикаций по теме диссертации:

- [A1] G. V. Budkin and S. A. Tarasenko, Ratchet transport of a two-dimensional electron gas at cyclotron resonance// Phys. Rev. B **93**, 075306 (2016).
- [A2] K.-M. Dantscher, D. A. Kozlov, P. Olbrich, C. Zoth, P. Faltermeier, M. Lindner, G. V. Budkin, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, D. Weiss, B. Jenichen, and S. D. Ganichev, Cyclotron-resonance-assisted photocurrents in surface states of a three-dimensional topological insulator based on a strained high-mobility HgTe film// Phys. Rev. B **92**, 165314 (2015).
- [A3] G. V. Budkin, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, K.-M. Dantscher, D. A. Kozlov, P. Olbrich, C. Zoth, P. Faltermeier, M. Lindner, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, D. Weiss, and S. D. Ganichev, Ratchet transport of surface carriers in three-dimensional topological insulators based on strained HgTe films// 33rd International Conference on the Physics of Semiconductors, Abstracts, part II, (Beijing, China, 2016), p. 109.
- [A4] S. Stachel, G. V. Budkin, U. Hagner, V. V. Bel'kov, M. M. Glazov, S. A. Tarasenko, S. K. Clowes, T. Ashley, A. M. Gilbertson, and S. D. Ganichev, Cyclotron-resonance-assisted photon drag effect in InSb/InAlSb quantum wells excited by terahertz radiation// Phys. Rev. B **89**, 115435 (2014).
- [A5] P. Olbrich, C. Zoth, P. Vierling, K.-M. Dantscher, G. V. Budkin, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and S. D. Ganichev, Giant photocurrents in a Dirac fermion system at cyclotron resonance// Phys. Rev. B **87**, 235439 (2013).
- [A6] G. V. Budkin and L. E. Golub, Orbital magnetic ratchet effect// Phys. Rev. B **90**, 125316 (2014).

[A7] Г. В. Будкин, Л. Е. Голуб, Е. Л. Ивченко, С. Д. Ганичев, Эффекты магнитного храповика в двумерном электронном газе// Письма в ЖЭТФ **104**, 662 (2016).

Автор выражает благодарность своему научному руководителю С.А. Тарасенко. Работа под его руководством была для меня очень полезной и интересной, его внимание и постоянная поддержка были для меня очень важны.

Также я признателен участникам Низкоразмерного и Чайного семинаров ФТИ. Обсуждение на этих семинарах работ, вошедших в диссертацию, принесло мне большую пользу.

Я благодарен Е.Л. Ивченко, Л.Е. Голубу, М.М. Глазову и всем сотрудникам сектора Голуба за ценные замечания и полезные обсуждения, своей супруге Н.С. Будкиной за неоценимую помощь, оказанную при оформлении диссертации, а также А.В. Герту за помощь в оформлении сопутствующих документов.

Литература

- [1] *Dyakonov M. I., Shur M. S.* Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid // *IEEE Trans. Electron Devices*. — 1996. — Vol. 43. — P. 380.
- [2] Field effect transistors for terahertz detection: Physics and first imaging applications / W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat et al. // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. — 2009. — Vol. 30, no. 12. — Pp. 1319–1337.
- [3] *Blanter Y. M., Büttiker M.* Rectification of fluctuations in an underdamped ratchet // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 81, no. 19. — Pp. 4040–4043.
- [4] Adiabatic pumping of two-dimensional electrons in a ratchet-type lateral superlattice / E. M. Höhberger, A. Lorke, W. Wegscheider, M. Bichler // *Appl. Phys. Lett.* — 2001. — Vol. 78, no. 19. — Pp. 2905–2907.
- [5] Ratchet effects induced by terahertz radiation in heterostructures with a lateral periodic potential / P. Olbrich, E. L. Ivchenko, R. Ravash et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103, no. 9. — P. 090603.
- [6] *Popov V. V.* Terahertz rectification by periodic two-dimensional electron plasma // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 102, no. 25. — P. 253504.
- [7] *Rozhansky I. V., Kachorovskii V. Y., Shur M. S.* Helicity-driven ratchet effect enhanced by plasmons // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 114, no. 24. — P. 246601.

- [8] *Entin M. V., Magarill L. I.* Photocurrent in nanostructures with asymmetric antidots: Exactly solvable model // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Vol. 73, no. 20.
- [9] Ratchet transport of interacting particles / A. D. Chepelianskii, M. V. Entin, L. I. Magarill, D. L. Shepelyansky // *Phys. Rev. E.* — 2008. — Vol. 78, no. 4. — P. 041127.
- [10] Experimental investigation of the ratchet effect in a two-dimensional electron system with broken spatial inversion symmetry / S. Sassine, Y. Krupko, J.-C. Portal et al. // *Phys. Rev. B.* — 2008. — Vol. 78, no. 4. — P. 045431.
- [11] Microwave based nanogenerator using the ratchet effect in si/SiGe heterostructures / I. Bisotto, E. S. Kannan, S. Sassine et al. // *Nanotechnology.* — 2011. — Vol. 22, no. 24. — P. 245401.
- [12] *Стурман Б. И., Фридкин В. М.* Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. — М.: Наука, 1992.
- [13] *Фалько В.* Выпрямляющие свойства 2d инверсионных слоев в параллельном магнитном поле // *ФТТ.* — 1989. — Т. 4. — С. 29.
- [14] *Tarasenko S. A.* Direct current driven by ac electric field in quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 83, no. 3. — P. 035313.
- [15] *Entin M. V., Magarill L. I.* Photogalvanic current in a parabolic well // *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* — 2013. — Vol. 97, no. 11. — P. 737.
- [16] Magnetic quantum ratchet effect in graphene / C. Drexler, S. A. Tarasenko, P. Olbrich et al. // *Nature Nanotechnol.* — 2013. — Vol. 8. — P. 104.
- [17] *A. Grinberg A., Luryi S.* Theory of the photon-drag effect in a two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. B.* — 1988. — Vol. 38, no. 1. — Pp. 87–96.
- [18] *Ganichev S., Prettl W.* Intense Terahertz Excitation of Semiconductors. — Oxford university press, 2006.

- [19] *Ivchenko E.* Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures. — Alpha Science, 2005.
- [20] *Ganichev S., Prettl W.* Intense Terahertz Excitation of Semiconductors. — Oxford University Press (OUP), 2005.
- [21] Spin Physics in Semiconductors / Ed. by M. I. Dyakonov. — Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [22] *Glass A. M., von der Linde D., Negran T. J.* High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO₃ // *Appl. Phys. Lett.* — 1974. — Vol. 25, no. 4. — Pp. 233–235.
- [23] Excited state polarization, bulk photovoltaic effect and the photorefractive effect in electrically polarized media / A. M. Glass, D. von der Linde, D. H. Auston, T. J. Negran // *Journal of Electronic Materials.* — 1975. — Vol. 4, no. 5. — Pp. 915–943.
- [24] *Ganichev S., Ivchenko E., Prettl W.* Photogalvanic effects in quantum wells // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures.* — 2002. — Vol. 14, no. 1-2. — Pp. 166–171.
- [25] Circular photogalvanic effect in HgTe/CdHgTe quantum well structures / B. Wittmann, S. N. Danilov, V. V. Bel'kov et al. // *Semiconductor Science and Technology.* — 2010. — Vol. 25, no. 9. — P. 095005.
- [26] *Магарилл Л. И., Энтин М.* Фотогальванический эффект в инверсионном канале на вицинальной грани // *ФТТ.* — 1989. — Vol. 31, no. 8. — P. 37.
- [27] *Tarasenko S. A.* Orbital mechanism of the circular photogalvanic effect in quantum wells // *JETP Letters.* — 2007. — Vol. 85, no. 3. — Pp. 182–186.

- [28] Orbital photogalvanic effects in quantum-confined structures / J. Karch, S. A. Tarasenko, P. Olbrich et al. // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2010. — Vol. 22, no. 35. — P. 355307.
- [29] Control over topological insulator photocurrents with light polarization / J. W. McIver, D. Hsieh, H. Steinberg et al. // *Nature Nanotechnology*. — 2011. — Vol. 7, no. 2. — Pp. 96–100.
- [30] Enhanced photogalvanic current in topological insulators via fermi energy tuning / K. N. Okada, N. Ogawa, R. Yoshimi et al. // *Phys. Rev. B*. — 2016. — Vol. 93, no. 8. — P. 081403.
- [31] Zero-bias photocurrent in ferromagnetic topological insulator / N. Ogawa, R. Yoshimi, K. Yasuda et al. // *Nature Communications*. — 2016. — Vol. 7. — P. 12246.
- [32] Symmetry and spin dephasing in (110)-grown quantum wells / V. V. Bel'kov, P. Olbrich, S. A. Tarasenko et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 100, no. 17. — P. 176806.
- [33] Cyclotron-resonance-assisted photocurrents in surface states of a three-dimensional topological insulator based on a strained high-mobility HgTe film / K.-M. Dantscher, D. A. Kozlov, P. Olbrich et al. // *Phys. Rev. B*. — 2015. — Vol. 92, no. 16.
- [34] Subnanosecond ellipticity detector for laser radiation / S. D. Ganichev, J. Kiermaier, W. Weber et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — Vol. 91, no. 9. — P. 091101.
- [35] *Tarasenko S. A.* Electron scattering in quantum wells subjected to an in-plane magnetic field // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Vol. 77, no. 8. — P. 085328.

- [36] *Ando T., Fowler A. B., Stern F.* Electronic properties of two-dimensional systems // *Rev. Mod. Phys.* — 1982. — Vol. 54. — Pp. 437–672.
- [37] *Ивченко Е. Л., Пижус Г. Е.* Оптическая ориентация спинов свободных носителей и фотогальванические эффекты в гиротропных кристаллах // *Известия АН СССР. Серия физическая.* — 1983. — Т. 47. — С. 2369.
- [38] *Кубис О. В.* Новые эффекты электрон-фононного взаимодействия в квазидвумерных структурах в магнитном поле // *ЖЭТФ.* — 1999. — Т. 115, № 3. — С. 959.
- [39] *Qi X.-L., Zhang S.-C.* The quantum spin hall effect and topological insulators // *Phys. Today.* — 2010. — Vol. 63. — P. 33.
- [40] *Hasan M. Z., Kane C. L.* Colloquium : Topological insulators // *Rev. Mod. Phys.* — 2010. — Vol. 82. — Pp. 3045–3067.
- [41] *Moore J. E.* The birth of topological insulators // *Nature.* — 2010. — Vol. 464, no. 7286. — Pp. 194–198.
- [42] *Qi X.-L., Zhang S.-C.* Topological insulators and superconductors // *Rev. Mod. Phys.* — 2011. — Vol. 83. — Pp. 1057–1110.
- [43] *Bernevig B. A., Hughes T. L., Zhang S.-C.* Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells // *Science.* — 2006. — Vol. 314, no. 5806. — Pp. 1757–1761.
- [44] Quantum spin hall insulator state in HgTe quantum wells / M. König, S. Wiedmann, C. Brune et al. // *Science.* — 2007. — Vol. 318, no. 5851. — Pp. 766–770.
- [45] Helical edge and surface states in hgte quantum wells and bulk insulators / X. Dai, T. L. Hughes, X.-L. Qi et al. // *Phys. Rev. B.* — 2008. — Vol. 77, no. 12. — P. 125319.

- [46] Nonlocal transport in the quantum spin hall state / A. Roth, C. Brüne, H. Buhmann et al. // *Science*. — 2009. — Vol. 325, no. 5938. — Pp. 294–297.
- [47] Imaging currents in HgTe quantum wells in the quantum spin hall regime / K. C. Nowack, E. M. Spanton, M. Baenninger et al. // *Nature Materials*. — 2013. — Vol. 12, no. 9. — Pp. 787–791.
- [48] Nonlocal resistance and its fluctuations in microstructures of band-inverted hgte/(hg,cd)te quantum wells / G. Grabecki, J. Wróbel, M. Czapkiewicz et al. // *Phys. Rev. B*. — 2013. — Vol. 88, no. 16. — P. 165309.
- [49] Josephson supercurrent through the topological surface states of strained bulk hgte / J. B. Oostinga, L. Maier, P. Schüffelgen et al. // *Phys. Rev. X*. — 2013. — Vol. 3, no. 2. — P. 021007.
- [50] Terahertz electron transport in a two-dimensional topological insulator in a HgTe quantum well / Z. D. Kvon, K. M. Dantscher, C. Zoth et al. // *JETP Letters*. — 2014. — Vol. 99, no. 5. — Pp. 290–294.
- [51] *Kurilovich P. D., Kurilovich V. D., Burmistrov I. S.* Indirect exchange interaction between magnetic impurities in the two-dimensional topological insulator based on cdte/hgte/cdte quantum wells // *Phys. Rev. B*. — 2016. — Vol. 94, no. 15. — P. 155408.
- [52] *Durnev M. V., Tarasenko S. A.* Magnetic field effects on edge and bulk states in topological insulators based on hgte/cdhgte quantum wells with strong natural interface inversion asymmetry // *Phys. Rev. B*. — 2016. — Vol. 93, no. 7. — P. 075434.
- [53] Quantum Hall effect from the topological surface states of strained bulk HgTe / C. Brüne, C. X. Liu, E. G. Novik et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 106, no. 12. — P. 126803.

- [54] Dynamic conductivity of the bulk states of n-type HgTe/CdTe quantum well topological insulator / Q. Chen, M. Sanderson, J. C. Cao, C. Zhang // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — Vol. 105, no. 20. — P. 202110.
- [55] Dirac-screening stabilized surface-state transport in a topological insulator / C. Brüne, C. Thienel, M. Stuiber et al. // *Phys. Rev. X.* — 2014. — Vol. 4, no. 4. — P. 041045.
- [56] Surface state charge dynamics of a high-mobility three-dimensional topological insulator / J. N. Hancock, J. L. M. van Mechelen, A. B. Kuzmenko et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 107, no. 13. — P. 136803.
- [57] Transport properties of a 3d topological insulator based on a strained high-mobility hgte film / D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112, no. 19. — P. 196801.
- [58] Quantum interference in macroscopic crystals of nonmetallic bi_2se_3 / J. G. Checkelsky, Y. S. Hor, M.-H. Liu et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103, no. 24. — P. 246601.
- [59] *Taskin A. A., Ando Y.* Quantum oscillations in a topological insulator $\text{bi}_{1-x}\text{sb}_x$ // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 80, no. 8. — P. 085303.
- [60] Bulk fermi surface coexistence with dirac surface state in bi_2se_3 : A comparison of photoemission and shubnikov–de haas measurements / J. G. Analytis, J.-H. Chu, Y. Chen et al. // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 81, no. 20. — P. 205407.
- [61] Terahertz magneto-optical spectroscopy in hgte thin films / A. M. Shuvaev, G. V. Astakhov, C. Brüne et al. // *Semiconductor Science and Technology.* — 2012. — Vol. 27, no. 12. — P. 124004.

- [62] Terahertz quantum hall effect of dirac fermions in a topological insulator / A. M. Shuvaev, G. V. Astakhov, G. Tkachov et al. // *Phys. Rev. B.* — 2013. — Vol. 87, no. 12. — P. 121104.
- [63] Room temperature electrically tunable terahertz faraday effect / A. Shuvaev, A. Pimenov, G. V. Astakhov et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 102, no. 24.
- [64] Band structure of semimagnetic $\text{Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ quantum wells / E. G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth et al. // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 72, no. 3. — P. 035321.
- [65] *Van de Walle C. G.* Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory // *Phys. Rev. B.* — 1989. — Vol. 39, no. 3. — Pp. 1871–1883.
- [66] Electron scattering in quantum wells subjected to an in-plane magnetic field / A. E. Merad, M. B. Kanoun, J. J. Cibert et al. // *Physics Letters A.* — 2003. — Vol. 315. — P. 143.
- [67] *Yakunin M. V.* Magnitofononnyj rezonans na goryachikh nositelyakh v hgte: vliyanie odnoosnoj deformatsii i anizotropiya // *Sov. Phys. Semicond.* — 1988. — Vol. 22. — P. 918.
- [68] *Adachi S.* Handbook on Physical Properties of Semiconductors. Volume 3: II–VI Compound Semiconductorst. — Kluwer Academic Publishers, 2004.
- [69] Deformation potentials of the semimetal hgte / V. Latussek, C. R. Becker, G. Landwehr et al. // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 71, no. 12. — P. 125305.
- [70] *Иоффе А., Иоффе А.* Фотоэлектродвижущие силы в кристаллах куприта // *ЖЭТФ.* — 1935. — Т. 5. — С. 112–114.

- [71] *Barlow H. M.* Application of the hall effect in a semi-conductor to the measurement of power in an electromagnetic field // *Nature*. — 1954. — Vol. 173, no. 4392. — Pp. 41–42.
- [72] *Рывкин С. М., Ярошецкий И. Д.* Проблемы современной физики. Сборник статей к 100-летию со дня рождения А.Ф. Иоффе. — Л.: Наука, 1980. — С. 173–185.
- [73] *Gibson A. F., Kimmitt M. F.* Infrared and Millimeter Waves V3: Submillimeter Techniques / Ed. by K. J. Button. — Academic Press, New York, 1980. — Pp. 181–217.
- [74] Spin photocurrents and the circular photon drag effect in (110)-grown quantum well structures / V. A. Shalygin, H. Diehl, C. Hoffmann et al. // *JETP Letters*. — 2007. — Vol. 84, no. 10. — Pp. 570–576.
- [75] Helicity-dependent photocurrents in graphene layers excited by midinfrared radiation of a CO₂ laser / C. Jiang, V. A. Shalygin, V. Y. Panevin et al. // *Phys. Rev. B*. — 2011. — Vol. 84, no. 12. — P. 125429.
- [76] Фототок увлечения в двумерном электронном газе в области циклотронного резонанса и его первой субгармоники / А. П. Дмитриев, С. А. Емельянов, С. В. Иванов et al. // *Письма в ЖЭТФ*. — 1991. — Vol. 54. — P. 460.
- [77] Magneto-gyrotropic photogalvanic effects in semiconductor quantum wells / V. V. Bel'kov, S. D. Ganichev, E. L. Ivchenko et al. // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2005. — Vol. 17, no. 21. — Pp. 3405–3428.
- [78] *Перель В. И., Пинский Я. М.* Постоянный ток в проводящей среде, обусловленный высокочастотным электромагнитным полем // *ФТТ*. — 1973. — Vol. 15, no. 4. — Pp. 996–1003.

- [79] Dynamic hall effect driven by circularly polarized light in a graphene layer / J. Karch, P. Olbrich, M. Schmalzbauer et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105, no. 22. — P. 227402.
- [80] *Glazov M., Ganichev S.* High frequency electric field induced nonlinear effects in graphene // *Physics Reports.* — 2014. — Vol. 535, no. 3. — Pp. 101–138.
- [81] *Пинский Я. М.* Радиоэлектрический эффект в постоянном магнитном поле // *ФТТ.* — 1973. — Vol. 15, no. 5. — Pp. 1450–1457.
- [82] Modern Problems in Condensed Matter Sciences / Ed. by F. Meier, B. P. Zakharchenya. — Elsevier BV, 1984. — Vol. 8.
- [83] *Bel'kov V. V., Ganichev S. D.* Magneto-gyrotropic effects in semiconductor quantum wells // *Semiconductor Science and Technology.* — 2008. — Vol. 23, no. 11. — P. 114003.
- [84] Semiconductor spintronics / J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler et al. // *Acta Physica Slovaca. Reviews and Tutorials.* — 2007. — Vol. 57, no. 4-5.
- [85] Pure spin current from one-photon absorption of linearly polarized light in noncentrosymmetric semiconductors / R. D. R. Bhat, F. Nastos, A. Najmaie, J. E. Sipe // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94, no. 9. — P. 096603.
- [86] *Tarasenko S. A., Ivchenko E. L.* Pure spin photocurrents in low-dimensional structures // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters.* — 2005. — Vol. 81, no. 5. — Pp. 231–235.
- [87] Injection of ballistic pure spin currents in semiconductors by a single-color linearly polarized beam / H. Zhao, X. Pan, A. L. Smirl et al. // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 72, no. 20. — P. 201302.
- [88] Zero-bias spin separation / S. D. Ganichev, V. V. Bel'kov, S. A. Tarasenko et al. // *Nature Physics.* — 2006. — Vol. 2, no. 9. — Pp. 609–613.

- [89] Volkov B. A., A. P. O. Two-dimensional massless electrons in an inverted contact // *JETP Letters*. — 1985. — Vol. 42. — Pp. 178–181.
- [90] Kane C. L., Mele E. J. Z_2 topological order and the quantum spin hall effect // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 95, no. 14. — P. 146802.
- [91] A topological dirac insulator in a quantum spin hall phase / D. Hsieh, D. Qian, L. Wray et al. // *Nature*. — 2008. — Vol. 452, no. 7190. — Pp. 970–974.
- [92] Qi X.-L., Hughes T. L., Zhang S.-C. Topological field theory of time-reversal invariant insulators // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Vol. 78, no. 19. — P. 195424.
- [93] Essin A. M., Moore J. E., Vanderbilt D. Magnetoelectric polarizability and axion electrodynamics in crystalline insulators // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 102, no. 14. — P. 146805.
- [94] Single valley Dirac fermions in zero-gap HgTe quantum wells / B. Büttner, C. X. Liu, G. Tkachov et al. // *Nature Physics*. — 2011. — Vol. 7, no. 5. — Pp. 418–422.
- [95] Cyclotron resonance and interband optical transitions in HgTe/CdTe(0 1 3) quantum well heterostructures / A. V. Ikonnikov, M. S. Zholudev, K. E. Spirin et al. // *Semiconductor Science and Technology*. — 2011. — Vol. 26, no. 12. — P. 125011.
- [96] Weak antilocalization of holes in hgte quantum wells with a normal energy spectrum / G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut et al. // *Phys. Rev. B*. — 2015. — Vol. 91, no. 20. — P. 205302.
- [97] Split dirac cones in hgte/cdte quantum wells due to symmetry-enforced level anticrossing at interfaces / S. A. Tarasenko, M. V. Durnev, M. O. Nestoklon et al. // *Phys. Rev. B*. — 2015. — Vol. 91, no. 8. — P. 081302.

- [98] Spin-orbit splitting of valence and conduction bands in hgte quantum wells near the dirac point / G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut et al. // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 93, no. 15. — P. 155304.
- [99] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. — Наука, 1978.
- [100] Ivchenko E. L., Tarasenko S. A. Pure spin photocurrents // *Semiconductor Science and Technology.* — 2008. — Vol. 23, no. 11. — P. 114007.
- [101] Spin-polarized electric currents in diluted magnetic semiconductor heterostructures induced by terahertz and microwave radiation / P. Olbrich, C. Zoth, P. Lutz et al. // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 86, no. 8. — P. 085310.
- [102] Cyclotron resonance of dirac fermions in HgTe quantum wells / Z. D. Kvon, S. N. Danilov, D. A. Kozlov et al. // *JETP Letters.* — 2012. — Vol. 94, no. 11. — Pp. 816–819.
- [103] Cyclotron resonance in HgTe/CdTe-based heterostructures in high magnetic fields / M. S. Zholudev, A. V. Ikonnikov, F. Teppe et al. // *Nanoscale Research Letters.* — 2012. — Vol. 7, no. 1. — P. 534.
- [104] Classical ratchet effects in heterostructures with a lateral periodic potential / P. Olbrich, J. Karch, E. L. Ivchenko et al. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 83, no. 16. — P. 165320.
- [105] Ivchenko E. L., Ganichev S. D. Ratchet effects in quantum wells with a lateral superlattice // *Письма в ЖЭТФ.* — 2011. — Vol. 93. — P. 752.
- [106] Current-driven detection of terahertz radiation using a dual-grating-gate plasmonic detector / S. Boubanga-Tombet, Y. Tanimoto, A. Satou et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — Vol. 104, no. 26. — P. 262104.

- [107] *Nalitov A. V., Golub L. E., Ivchenko E. L.* Ratchet effects in two-dimensional systems with a lateral periodic potential // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 86, no. 11. — P. 115301.
- [108] Ratchet effects in graphene and quantum wells with lateral superlattice / L. E. Golub, A. V. Nalitov, E. L. Ivchenko et al. // *AIP Conference Proceedings.* — 2013. — Vol. 1566, no. 1. — Pp. 119–120.
- [109] Spin-transistor action via tunable landau-zener transitions / C. Betthausen, T. Dollinger, H. Saarikoski et al. // *Science.* — 2012. — Vol. 337, no. 6092. — Pp. 324–327.
- [110] Giant transversal particle diffusion in a longitudinal magnetic ratchet / P. Tierno, P. Reimann, T. H. Johansen, F. Sagués // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105, no. 23. — P. 230602.
- [111] *Straube A. V., Tierno P.* Synchronous vs. asynchronous transport of a paramagnetic particle in a modulated ratchet potential // *EPL (Europhysics Letters).* — 2013. — Vol. 103, no. 2. — P. 28001.
- [112] Rocking ratchet induced by pure magnetic potentials with broken reflection symmetry / D. Perez de Lara, F. J. Castaño, B. G. Ng et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 80, no. 22. — P. 224510.
- [113] *Scheid M., Bercioux D., Richter K.* Zeeman ratchets: pure spin current generation in mesoscopic conductors with non-uniform magnetic fields // *New Journal of Physics.* — 2007. — Vol. 9, no. 11. — P. 401.
- [114] *Lindner N. H., Farrell A., Lustig E. et al.* Lighting up topological insulators: large surface photocurrents from magnetic superlattices. — 2014.
- [115] *Блатт Ф. Д.* Теория подвижности электронов в твердых телах. — М. Л. : Физматгиз, 1963 г.

- [116] *Гантмахер В.Ф. Левинсон И.* Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. — Наука, 1984.