

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»

На правах рукописи



Боголюбский Андрей Сергеевич

**КВАНТОВЫЕ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА
ОСНОВЕ HgTe и InGaAs**

1.3.11. Физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Екатеринбург-2022

Работа выполнена в лаборатории полупроводников и полуметаллов Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук (ИФМ УрО РАН)

Научный руководитель: Гудина Светлана Викторовна, кандидат физико-математических наук.

Официальные оппоненты:

Каган Мирон Соломонович, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, ФГБУН Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова Российской академии наук (г. Москва), заведующий лабораторией электронных процессов в полупроводниковых материалах.

Орлов Лев Константинович, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт физики микроструктур РАН — филиал ФГБНУ «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» (г. Нижний Новгород), ведущий научный сотрудник отдела 110.

Козлов Дмитрий Андреевич, кандидат физико-математических наук, ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук (г. Новосибирск), старший научный сотрудник лаборатории физики низкоразмерных электронных систем.

Защита состоится «17» ноября 2022 г. в 13:00 часов на заседании диссертационного совета УрФУ 1.3.04.16 по адресу: 620000, г.Екатеринбург, пр. Ленина, 51, зал диссертационных советов, комната 248.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», <https://dissovet2.urfu.ru/mod/data/view.php?d=12&rid=3886>

Автореферат разослан «___» октября 2022 г.

Учёный секретарь диссертационного совета

доктор физико-математических наук, доцент

 Овчинников А.С.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследований

Развитие полупроводниковой электроники в значительной степени зависит от поиска новых материалов и физических принципов создания приборов. Физические свойства квантовых структур на основе кадмий-ртуть-теллур, таких как свехрешетки HgTe/CdTe и квантовые ямы (КЯ) HgTe, определяют новый класс материалов для развития микро- и наноэлектроники [1,2]. Использование этих структур открывает новые возможности как в тепловизионной технике для мониторинга окружающей среды, так и в спинтронике, приборах на основе топологических изоляторов, для создания лазеров и др. В первую очередь, это связано с уникальным, обусловленным бесщелевой природой HgTe, энергетическим спектром носителей тока в КЯ HgTe, который в значительной степени определяется релятивистскими эффектами и спин-орбитальным взаимодействием [3]. Не менее важен и тот факт, что благодаря последним успехам молекулярно-лучевой эпитаксии соединений A_2B_6 , удастся выращивать КЯ HgTe с двумерным электронным газом, имеющим подвижность электронов до $\mu_n = 6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ и дырок до $\mu_p = 10^5 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ [2].

Физика и технология квантовых структур на основе A_3B_5 (в основном, гетероструктур GaAs/AlGaAs) развиваются уже более 50 лет [4], но из-за широкого разнообразия структурных факторов, сложности физической модели структуры, ее многофакторности существует необходимость в дальнейших фундаментальных исследованиях и теоретических моделях для объяснения переноса заряда в них [5].

Системы на основе узкощелевых соединений InAs, имеющих малую эффективную массу электронов и большую величину g -фактора в зоне проводимости, в ряду A_3B_5 уступающих по этим характеристикам только InSb, нашли широкое применение как материалы для транзисторов с самой высокой подвижностью электронов (НЕМТ), интересны как перспективные материалы для ТГц квантовых каскадных лазеров с высокой оптической накачкой в активной области [6,7].

Одно из актуальных направлений исследования квантовых двумерных систем – исследование магнетопроводимости, в том числе, квантовых осцилляций, в сильных магнитных полях при низких температурах [8]. Исследование эффекта Шубникова - де Гааза (ШДГ) является одним из мощных методов изучения энергетического спектра электронов в полупроводниках [9,10]. Измерение периода осцилляций ШДГ дает информацию о площади экстремальной поверхности Ферми (о концентрации электронов), анализ температурных и магнитопольевых зависимостей амплитуды осцилляций позволяет определить эффективную массу, а также сделать выводы о механизмах релаксации носителей заряда и спиновом расщеплении энергетических уровней [11,12].

Квантование холловской проводимости двумерных электронных систем в сильном перпендикулярном магнитном поле – явление, открытое фон Клитцингом в 1980 году [13], до сих пор требует фундаментальных исследований для объяснения

его природы [14]. Квантовый эффект Холла (КЭХ) можно рассматривать как последовательность квантовых фазовых переходов диэлектрик-металл-диэлектрик (переходы плато- плато через промежуточные делокализованные состояния) при сканировании уровнем Ферми плотности состояний неупорядоченной 2D системы в квантующем магнитном поле [15]. Существенный интерес представляет также использование КЭХ как эффективного экспериментального метода восстановления спектра уровней Ландау в 2D системах со сложным, непараболическим законом дисперсии. Так, метод магнитоактивационной проводимости в режиме КЭХ применяется в качестве инструмента для определения щелей подвижности, оценки эффективной массы и g-фактора электронов в одиночных и двойных КЯ [16].

Перспективным экспериментальным методом является исследование магнетосопротивления гетероструктур с одиночными и двойными квантовыми ямами при различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости гетероструктуры и направлениях тока в ней. Ранее экспериментально зафиксировано [17] и теоретически рассмотрено [18] влияние параллельного магнитного поля на волновые функции размерного квантования электронов в КЯ. В данной работе сообщается об экспериментальном обнаружении эффекта, предсказанного в [18], который, в первую очередь, определяется смещением волновой функции электрона в сечении КЯ под действием параллельного магнитного поля. Наблюдение данного эффекта представляется одной из актуальных фундаментальных и прикладных задач современной науки.

КЯ на основе HgTe, в которых, благодаря трансформациям энергетического спектра при изменении ширины ямы, наблюдаются несколько существенно различающихся по свойствам электронных фаз, интенсивно изучается последние полтора десятилетия. В диссертации рассматриваются свойства широких КЯ теллурида ртути (20 нм) с инвертированной зонной структурой, относящихся к полуметаллической фазе. Из анализа осцилляций ШдГ и КЭХ обнаружен фазовый сдвиг магнитоосцилляций и определены эффективная масса и g-фактор электронов зоны проводимости. Значения полученных параметров энергетического спектра объяснены специфическим соотношением зонных параметров в подзоне H1 зоны Γ_8 в рамках решения задачи с гамильтонианом Латтинжера. В квазиклассической модели «петли экстремумов» получено аналитическое выражение для спектра уровней Ландау сложной валентной зоны и показано, что учет эффектов кубической симметрии приводит к аномальной зависимости циклотронной эффективной массы от энергии с логарифмической расходимостью в седловых точках и к сложному виду картины уровней Ландау.

Степень разработанности темы исследований

Значения эффективной массы носителей заряда в КЯ HgTe шириной 20 нм, а также их зависимость от концентрации электронов и ширины ямы, исследованы в [2,19–23], однако, есть противоречия, связанные с зависимостью m^* от концентрации и ширины ямы, а также наблюдаются разногласия с теоретическими предсказаниями. Значения эффективного g-фактора зависят от метода определения, а также имеются указания на обменное усиление и анизотропию g- фактора [20,22,24]. Таким образом, задача экспериментального определения параметров энергетического спектра в КЯ

HgTe с чрезвычайно сложным законом дисперсии с помощью измерения гальваномагнитных эффектов остается актуальной.

Развитие математических вычислительных методов привело к широкому распространению расчетов энергетического спектра различных материалов с помощью квантовомеханических, первопринципных и других численных методик. Однако, отсутствие аналитических решений в таких расчетах усложняет интерпретацию полученных данных и затрудняет сравнение с результатами эксперимента, особенно когда в реальных системах сосуществуют несколько физических эффектов. Так, для сложной энергетической структуры КЯ на основе HgTe актуальной остается задача получения аналитических решений в простых моделях, дающих физически ясную природу наблюдаемых явлений.

Цель работы и задачи исследования

Целью настоящей работы является определение параметров электронного энергетического спектра размерно-квантованных подзон и спектра уровней Ландау в полупроводниковых двумерных структурах на основе теллурида ртути в результате экспериментального исследования квантовых гальваномагнитных эффектов, а также изучение анизотропии магнетосопротивления, характеризующей асимметрию рассеяния носителей заряда в структуре, в параллельном плоскости гетероструктуры магнитном поле.

Для достижения цели исследования были поставлены следующие задачи:

1. Исследовать эффект Шубникова-де Гааза (ШдГ) и квантовый эффект Холла в широких (20 нм) КЯ теллурида ртути для определения параметров электронного энергетического спектра размерно-квантованных подзон.
2. Выполнить квазиклассические расчеты эффективной массы, а также спектра уровней Ландау сложной валентной зоны для широкой КЯ HgTe с инвертированной зонной структурой как в изотропном приближении (модель «петли экстремумов»), так и с учетом эффектов кубической симметрии.
3. Изучить анизотропию магнетосопротивления в КЯ InGaAs в зависимости от направления тока в магнитном поле, параллельном плоскости гетероструктуры.

Практическая и теоретическая значимость работы

Обнаруженный антисимметричный вклад в магнетосопротивление в зависимости от взаимного направления магнитного поля, тока и нормали к плоскости двумерного слоя в структурах с КЯ может использоваться в качестве простого качественного метода характеристики гетероструктур. Для его эффективного использования в качестве инструмента количественного анализа требуются дополнительные исследования.

Обнаруженные особенности свойств широких КЯ на основе теллурида ртути объясняются в рамках единого подхода, основанного на специфическом соотношении зонных параметров в подзоне Π_1 зоны Γ_8 и следующего из аналитического решения задачи с гамильтонианом Латтинжера. Модель «петли экстремумов» впервые применена в КЯ на основе теллурида ртути для расчета спектра уровней Ландау валентной зоны, обладающей боковым экстремумом. Это рассмотрение дает простые объяснения

наблюдаемым эффектам в системе с чрезвычайно сложным законом дисперсии и хорошо согласуется с моделями, предлагаемыми для описания свойств подобных структур.

Научная новизна работы

1. Показано, что хорошее соответствие значений эффективной массы и g -фактора для КЯ HgTe с инвертированной зонной структурой, полученных из экспериментального исследования активационной проводимости в режиме КЭХ и осцилляций ШдГ, с теоретическими оценками параметров энергетического спектра наблюдается в области магнитных полей, в которой отсутствует вырождение уровней Ландау.
2. Показано, что в широких КЯ на основе теллурида ртути фазовый сдвиг на π осцилляций ШдГ обусловлен аномальным соотношением циклотронного и зеемановского расщеплений и не связан с наличием фазы Берри, присущей топологически нетривиальным системам.
3. Квазиклассический расчет закона дисперсии для валентной зоны КЯ HgTe в полуметаллической фазе в рамках модели «петли экстремумов» позволил наглядно продемонстрировать природу сложного спектра уровней Ландау и аномальную зависимость циклотронной эффективной массы от энергии.
4. В магнитном поле, параллельном плоскости двумерной системы, экспериментально обнаружен эффект анизотропии магнетосопротивления в зависимости от направления тока. Показано, что природа эффекта связана со смещением максимума электронной плотности из центра КЯ под действием силы Лоренца при условии, что вероятность рассеяния носителей в 2D слое со стороны подложки и со стороны поверхности различна.

Положения, выносимые на защиту:

1. Из-за специфики инвертированного энергетического спектра подзоны H1 в широких КЯ теллурида ртути с полуметаллическим спектром корректное значение эффективной массы может быть получено только в достаточно сильных магнитных полях для невырожденных уровней Ландау.
2. В топологически тривиальной системе КЯ HgTe с инвертированным энергетическим спектром аномальный фазовый сдвиг не связан с фазой Берри, а обусловлен специфическим соотношением зонных параметров в подзоне H1 зоны Γ_8 (зеемановское расщепление больше циклотронной энергии), что приводит к появлению дополнительного невырожденного уровня в спектре уровней Ландау.
3. Спектр уровней Ландау валентной зоны КЯ HgTe в полуметаллической фазе, полученный в рамках квазиклассического расчета в модели «петли экстремумов», начинается при $V=0$ с энергии, соответствующей энергии боковых максимумов, и перекрывается с веером уровней Ландау зоны проводимости. Эффект гофрировки приводит к аномальной зависимости циклотронной эффективной массы от энергии с логарифмической расходимостью в седловых точках.

4. Анизотропия магнитосопротивления в зависимости от направления тока в односторонних и двойных квантовых ямах $n\text{-InGaAs}$, когда магнитное поле параллельно плоскости двумерной системы и перпендикулярно направлению тока, определяется влиянием магнитного поля на смещение максимума электронной плотности из центра к стенкам квантовой ямы, а также различием эффективного рассеивающего потенциала у противоположных гетерограниц.

Степень достоверности и апробация результатов

В работе использованы общепринятые низкотемпературные гальваномагнитные методы исследования полупроводниковых гетероструктур, имеющих холловскую геометрию. Были измерены температурные и магнитополевые зависимости компонент тензора сопротивления в широком интервале температур $T = (1.8 \div 50)$ К и магнитных полей до $B = 12$ Т. Результаты измерений анализировались в рамках общепринятых современных физических моделей. Теоретические исследования валентной зоны 20 нм квантовой ямы на основе теллурида ртути выполнены в рамках аналитической модели «петли экстремумов», хорошо зарекомендовавшей себя при описании свойств группы соединений, объединенных общим типом кристаллической структуры.

Достоверность полученных в работе результатов обеспечивается их устойчивой воспроизводимостью, использованием аттестованных измерительных приборов и экспериментальных установок, аттестованных методик измерений и методов обработки экспериментальных данных, в том числе, в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН г. Екатеринбург (Россия). Результаты исследований, представленные в настоящей работе, хорошо согласуются между собой, не противоречат известным в научной литературе данным и представлениям. По материалам проделанной работы были представлены доклады на всероссийских и международных конференциях, результаты исследований опубликованы в рецензируемых научных журналах.

Материалы диссертации были представлены на следующих конференциях и семинарах: XV, XVI, XVII, XIX, XX, XXI Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС), Екатеринбург, 2014, 2015, 2016, 2018, 2019, 2021; XXI, XXII Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (UIWSPS), Екатеринбург-Алапаевск, 2016, 2018; XIX, XXII, XXIII, XXIV Международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород, 2015, 2018, 2019, 2020; XXXVII Совещание по физике низких температур (НТ-37), Казань, 2015; XIV Российская конференция по физике полупроводников, Новосибирск, 2019; 12-я Международная Научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения», Москва, 2021; II Конференция «Физика Конденсированных Состояний», Черноголовка, 2021.

Связь работы с научными программами и темами

Работа выполнялась в ИФМ УрО РАН в соответствии с планом научно-исследовательских работ в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования России темы "Электрон" и "Спин", при частичной поддержке РФФИ, проекты №№. 18-02-00172, 18-32-00382, программы ФИ УрО РАН, 15-9-2-21 и

гранта Министерства науки и высшего образования РФ 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

Личный вклад автора

Автор участвовал в постановке цели и задач исследования. Измерения удельного сопротивления в магнитном поле выполнены автором совместно с д.ф.-м.н. Неверовым В.Н., к.ф.-м.н. Гудиной С.В., к.ф.-м.н. Подгорных С.М., Туруткиным К.В. Автор лично проводил обработку экспериментальных данных, полученных на установках в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН. Расчеты зонного спектра в модели петли экстремумов выполнены автором в сотрудничестве с к.ф.-м.н. Шелушиной Н.Г. Обсуждение результатов и их интерпретация осуществлялись совместно с к.ф.-м.н. Гудиной С.В., к.ф.-м.н. Шелушиной Н.Г., д.ф.-м.н. Неверовым В.Н., к.ф.-м.н. Новокшеновым С.Г., д.ф.-м.н. Якуниным М.В. Автор принимал участие в подготовке к публикации материалов исследований.

Публикации

По теме диссертационной работы опубликовано 6 статей, включенных в ВАК РФ, полученные результаты были представлены на международных и российских научных конференциях.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, семи глав, выводов по работе, списка цитируемой литературы, состоящего из 122 наименований. Общий объем диссертации составляет 94 страницы, в том числе 38 рисунков и 3 таблицы.

Основное содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы ее цели и задачи, приведены основные положения, выносимые на защиту, показана научная новизна и практическая значимость полученных результатов.

В **первой главе** сделан обзор квантовых гальваномагнитных эффектов, наблюдаемых в проводимости двумерного электронного газа. Так, рассмотрены осцилляции Шубникова –де Гааза, отмечена их важность как метода для исследования электронных свойств материалов. Приведена формула для расчёта плотности состояний и амплитуды колебаний для двумерного случая. Далее рассмотрен квантовый эффект Холла, условия его экспериментального наблюдения, теоретическая интерпретация и применение для определения плотности состояний методом термоактивной проводимости. Перечислены эффекты в параллельном магнитном поле, представлено выражение для волновой функции электронов двумерной системы в параллельном магнитном поле, отмечен эффект асимметрии магнитосопротивления и условия его наблюдения.

Во **второй главе** приведены методы измерения и параметры исследованных образцов, а так же применённые методы обработки. Исследована структура $\text{HgTe}/\text{HgCdTe}$ с шириной квантовой ямы 20.3 нм, выращенной на подложке GaAs, ориентированной в плоскости (013) полученной методом молекулярно-лучевой эпи-

таксии. Структура симметрично легирована In на расстоянии 10 нм от КЯ. Для проведения гальваномагнитных измерений, методом стандартной фотолитографии изготавливались 6 - контактные холловские мостики, имеющие форму двойного креста. Структуры выращены в Институте физики полупроводников имени Ржанова А.В. СО РАН группой Н.Н.Михайлова.

Исследованы 2D – структуры с двойными и одиночными квантовыми ямами n- $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} / \text{GaAs}$, выращенные методом металлоорганической газофазной эпитаксии на полуизолирующей подложке в НИФТИ Нижегородского государственного университета имени Н.И. Лобачевского группой Б.Н. Звонкова. Структуры δ - легированы в барьерах на расстоянии 19 нм от гетерограниц.

Гальваномагнитные измерения проведены на экспериментальных установках центра коллективного пользования «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» Института физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук: установка для измерения физических свойств PPMS-9 Quantum Design (USA) и установка для исследования гальваномагнитных явлений в сильных магнитных полях и при сверхнизких температурах Oxford Instruments.

В **третьей главе** приведены результаты измерения продольного и холловского сопротивления в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в наноструктуре $\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.35}\text{Cd}_{0.65}\text{Te}$ с широкой – 20.3 нм квантовой ямой в диапазоне магнитных полей $B=(0\div 9)\text{T}$ при наборе фиксированных температур (2.9-50K) (рис. 1).

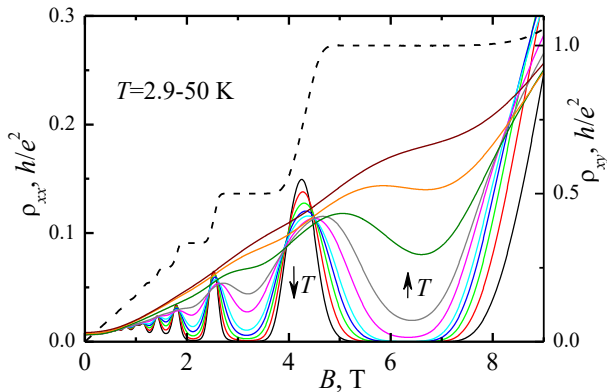


Рисунок 1 – Магнитопольевые зависимости продольного ρ_{xx} ($T=(2.9-50)\text{K}$) и холловского ρ_{xy} ($T=2.9\text{K}$) сопротивлений для образца $\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.35}\text{Cd}_{0.65}\text{Te}$

На рис. 2 построены зависимости $\sigma_{xx}(T)$ в логарифмическом масштабе от обратной температуры, при фиксированном значении фактора заполнения. Подгонка экспериментальных данных $\sigma_{xx}(T)$ законом Аррениуса, $\sigma_{xx} = A \cdot e^{-\frac{E_A}{kT}}$, показана сплошными линиями. Отклонение полученных экспериментальных данных от теоретических при низких температурах связано с тем, что основным механизмом проводимости становятся прыжки по локализованным состояниям. Из температурных зависимостей продольного сопротивления, определены щели подвижности и построен график энергии активации (рис. 3) E_A как функция B для факторов заполнения вблизи $\nu = 1$, $\nu = 2$ и $\nu = 3$. На рис. 3 также показано сравнение полученных значений энергий активации с теоретическими оценками, извлеченными из закона дисперсии уровней Ландау, полученного численным $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ методом (рис. 4), расчетные значения полуширин щелей, $\Delta_\nu/2$, для $\nu = 1, 2$ и 3 обозначены звездочками. Видно, что экспериментально полученные значения энергетических щелей хорошо соответствуют расчетам в рамках $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ модели.

Исходя из экспериментально полученных значений энергетических щелей в соответствии со схемой уровней Ландау, представленной на вставке к рис. 3, сделаны оценки значений эффективной массы $m_e/m_0 = 0.037 \pm 0.005$ и g-фактора $|g| = (80 \pm 5)$. Отмечено, что большое значение g-фактора для квантовой ямы HgTe с инвертированной зонной структурой обусловлено природой состояний p -типа в подзоне размерного квантования Γ_8 симметрии с полным угловым моментом $J = 3/2$ и z -проекциями «квазиспина» $J_z = \pm 3/2$, в отличие от стандартной ситуации с $S_z = \pm 1/2$

В четвертой главе представлены результаты измерений продольного и холловского магнетосопротивления в режиме осцилляций Шубникова - де Гааза в магнитных полях B до 2.5 Тл при температурах $T = (2.2-10)$ К для гетероструктур HgCdTe/HgTe/HgCdTe с широкой (20.3 нм) квантовой ямой HgTe (рис. 5)

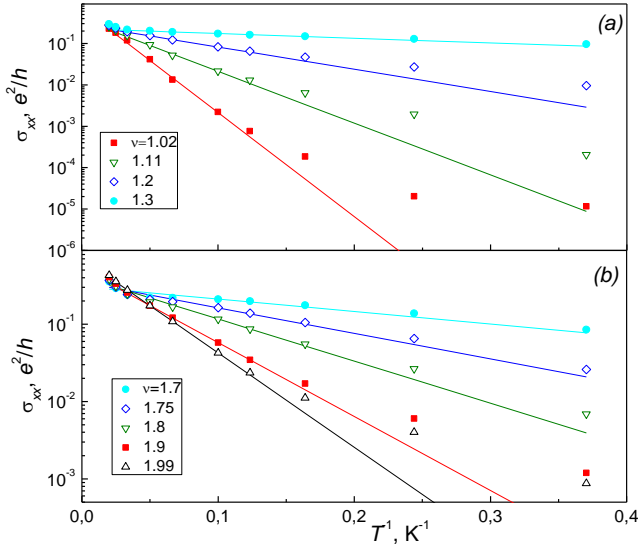


Рисунок 2 – Продольная проводимость σ_{xx} в логарифмическом масштабе от обратной температуры для исследованного образца вблизи $\nu = 1$ (а) и 2 (б).

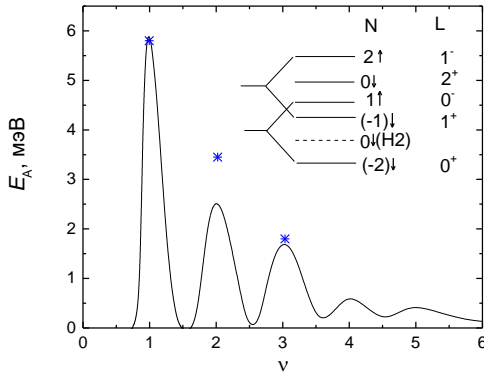


Рисунок 3 – Энергия активации в зависимости от фактора заполнения. Звездочками показаны теоретические оценки величин соответствующих щелей, полученные из расчетной картины уровней Ландау, представленной на рис. 9в для $\nu = 1, 2$ и 3. На вставке: схема уровней Ландау вблизи дна размерно-квантованного уровня тяжелых дырок (уровня N1) для широкой КЯ HgTe ($\Delta_Z > \Delta_C$). Обозначения: L- нумерация по формуле (4) из [A4], N- нумерация по [25].

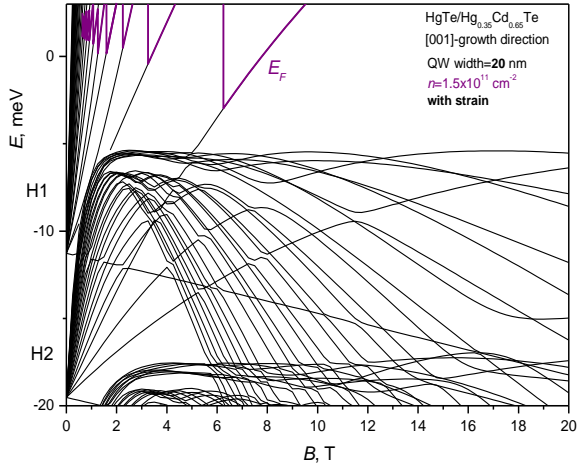


Рисунок 4 – Спектр уровней Ландау, вычисленный в 8-зонной $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ модели для КЯ HgTe/HgCdTe шириной 20 нм;

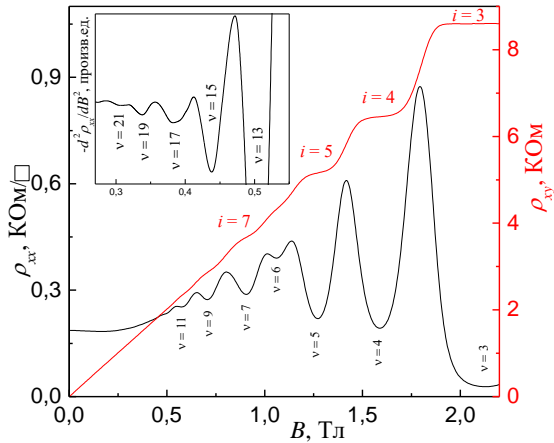


Рисунок 5 – Зависимости продольного, ρ_{xx} , и холловского, ρ_{xy} , сопротивлений от магнитного поля для исследуемого образца при $T = 2.2$ К. На зависимости $\rho_{xy}(B)$ отмечены номера целочисленных плато КЭХ, $i = e^2/h \rho_{xy}$. Индексы $\nu = (3-11)$ вблизи минимумов $\rho_{xx}(B)$ соответствуют факторам заполнения. Вставка: вторая производная от ρ_{xx} (со знаком минус) для больших факторов заполнения $\nu = (13-21)$ (показаны рядом с соответствующими минимумами).

Отмечена важная особенность в области двукратно вырожденных пиков $\rho_{xx}(B < B^* \cong 1T)$: пики $\rho_{xx}(B)$ наблюдаются для четных факторов заполнения, а минимумы соответствуют нечетным значениям ν , что является необычной ситуацией (обычно чётное значение ν соответствует минимумам ρ_{xx}) для области спин-вырожденных осцилляций продольного магнетосопротивления. Таким образом, обнаружен фазовый сдвиг на π фазы осцилляций магнетосопротивления в области спин-вырожденных пиков.

На основании анализа энергетического спектра КЯ теллурида ртути в рамках гамильтониана Латгинжера показано, что с учетом конкретных значений параметров Латгинжера для HgTe вблизи дна зоны Γ_8 для малых k_{\parallel} зеемановское расщепление, Δ_z , больше орбитального, Δ_c . В частности, именно этим фактом объясняется необычное поведение наинизшего уровня Ландау подзоны N1, содержащего чистые состояния тяжелых дырок, которые не смешиваются с состояниями легких частиц (см. рис. 4). Кроме того, тот факт, что для электронов размерно-квантованной подзоны N1 спиновое расщепление уровней Ландау оказывается больше циклотронной энергии, приводит к наличию в схеме уровней Ландау «лишнего», невырожденного по спину, уровня при $N = 0$ (см. рис. 6), и, как следствие, к сдвигу на π фазы магнитоосцилляций, что аналогично ситуации в монослойном графене [26]

В пятой главе проанализированы осцилляции ШдГ, определена концентрация носителей заряда, которая хорошо согласуется с холловской концентрацией. Из температурной зависимости осцилляций Шубникова - де Гааза (рис. 7), по отношению амплитуд осцилляций получены значения эффективной массы.

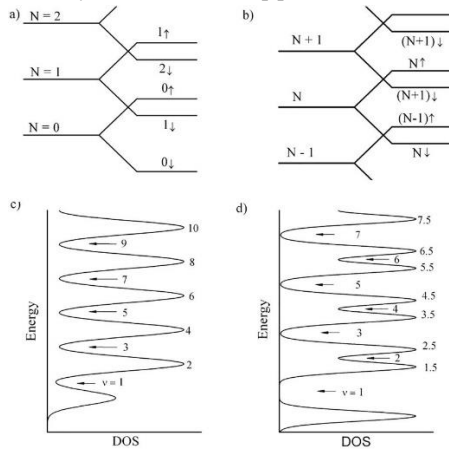


Рисунок 6 – Схематичное изображение спектра уровней Ландау (а), общий вид (б). Плотность состояний (DOS), соответствующая приведенной схеме уровней Ландау: без спинового расщепления, $B < B^*$ (с) и с учетом расщепления по спину, $B > B^*$ (д) . Факторы заполнения ν указаны рядом с экстремумами

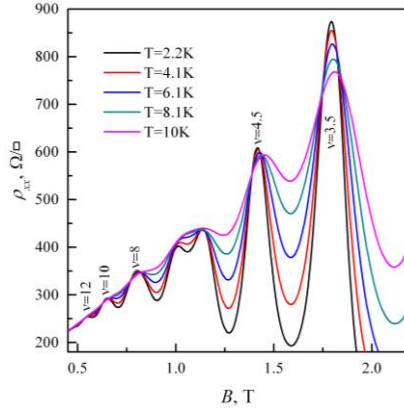


Рисунок 7 – Осцилляции Шубникова-де Гааза при различных температурах.

Результаты определения значений эффективной массы для разных пиков магнетосопротивления ν представлены в таблице 1, для сравнения, в таблице приведены также наши экспериментальные результаты по m_c/m_0 , полученные из анализа активации в режиме квантового эффекта Холла, а также теоретические оценки эффективной массы электронов на дне подзоны N1. Экспериментально полученные ранее значения g -фактора и эффективной массы для квантовых ям HgTe противоречивы и зависят от ширины квантовой ямы и концентрации электронов. Теоретические значения параметров носителей заряда в нижней части 2D подзоны N1 для КЯ HgTe таковы $g = |63.0|$ и $m_c/m_0 = 0.047$ [27]. Однако, экспериментальные оценки g и m_c/m_0 из активационного анализа в сильных магнитных полях могут противоречить этим значениям из-за смешанной природы подзон тяжелых дырок при конечном k_{\parallel} , что приводит к выраженной нелинейности зависимости УЛ от B в режиме инвертированной зонной структуры. Отмечено, что такое большое значение g -фактора для квантовой ямы HgTe с инвертированной зонной структурой связано с p -симметрией состояний в размерно-квантованной подзоне N1 с полным угловым моментом $J = 3/2$ и z -проекциями «квазиспина» $J_z = \pm 3/2$, в отличие от стандартной ситуации с $S_z = \pm 1/2$. Перенормировка g -фактора относительно его значения на дне зоны $g = 6k$ связана с магнитно-индуцированным смещением состояний тяжелых дырок с состояниями легких дырок.

Метод определения	B, T	ν	m_c/m_0	g
[28]		$k_{\parallel} \ll p/d_{QW}$	0.047	61.5
[28]		2, 3, 3.5, 4.5		72 ± 1 76.7 ± 3.5
Активация в режиме КЭХ	3.15; 2.1	2; 3	0.037 ± 0.005	80 ± 5
ШдГ осцилляции	1.79	3.5	0.033 ± 0.005	
	1.42	4.5	0.034 ± 0.005	
ШдГ осцилляции	0.8	8	0.022 ± 0.002	
	0.645	10		
	0.54	12		

Таблица 1 – Параметры исследуемого образца, определенные разными методами: значения магнитного поля B и фактора заполнения ν для положения максимумов ШдГ осцилляций; эффективная масса m_c/m_0 ; фактор Ланде g .

Показано, что в теоретических оценках для конечного k_{\parallel} необходимо учитывать вклад в значение эффективной массы во втором порядке теории возмущений, обусловленный смешиванием состояний легких частиц и тяжелых дырок в квантовой яме, как это было сделано Вимбауэром [12]. С учетом смешивания состояний легких и тяжелых носителей при $k_{\parallel} \neq 0$ получаем следующие теоретические оценки для $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.005)$ и $g = (76.7 \pm 3.5)$, что также хорошо согласуется с оценками, полученными из активационного анализа. Обнаружено, что значение эффективной массы, полученное из осцилляций ШдГ в областях магнитных полей, где спиновое вырождение не снято, меньше теоретически предсказанного в 2 раза, однако хорошо согласуется с данными других авторов [см. ссылки в А4]. Значения, полученные из областей полей, где спиновое вырождение снято, хорошо соотносятся с теоретически предсказанными, а также со значениями, полученными из активации в режиме КЭХ.

В работе [23] исследован энергетический спектр зоны проводимости в квантовых ямах $HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te$ с шириной КЯ $d_w = (4.6-20.2)$ nm в широком диапазоне концентрации электронов. Показано, что эффективная масса, полученная из температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ, для структур с $d < d_c$ близка к расчетным значениям во всем диапазоне концентраций электронов. Однако, с увеличением ширины КЯ, при $d > (7-8)$ nm, экспериментально полученные значения m_c/m_0 становятся заметно меньше расчетных, и при $d \approx 18$ nm отношение расчетных и экспериментальных масс достигает двух, что мы также наблюдаем в слабом магнитном поле. Авторы полагают [23], что наблюдаемое поведение эффективной массы электрона обусловлено перенормировкой спектра из-за электрон-электронного взаимодействия.

Согласно одной из физических моделей, описанных в [8], для кремниевых инверсионных слоев, где также наблюдается существенное различие между эффективной массой носителей, полученной из анализа осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях и из теоретических оценок, видимое уменьшение m_c может быть связано с возмущением циклотронной частоты, ω_c , флуктуациями потенциала, а именно с изменением ω_c при движении электрона в медленно меняющемся случайном потенциале. Отметим, что именно крупномасштабный характер флуктуаций примесного потенциала был установлен в исследуемом образце из анализа скейлинговых закономерностей в режиме КЭХ [29–31]. Таким образом, мы предполагаем, что из-за специфики инвертированного энергетического спектра подзоны Н1 «правильное» значение эффективной массы может быть получено только в достаточно сильных магнитных полях, когда полностью снято перекрытие близлежащих уровней Ландау с разными номерами и противоположно направленными спинами.

В полуметаллической фазе, когда уровень Ферми пересекает как валентную зону, так и зону проводимости, в КЯ HgTe наблюдается ряд интересных кинетических эффектов, обусловленных сосуществованием 2D электронов и дырок [21,32–35]. В этом режиме в отсутствие магнитного поля закон дисперсии, полученный в рамках $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ метода имеет следующий вид (см. рисунок 8а).

На рис. 4 показан спектр уровней Ландау (УЛ) КЯ HgTe/Hg_{0.35}Cd_{0.65}Te ((001)), рассчитанный в рамках численного 8-зонного $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ метода. Видно, что уровни Ландау существенно неэквидистантны и нелинейно зависят от магнитного поля. Таким образом, естественно возникает вопрос относительно природы сложного закона дисперсии валентной зоны, который получается в расчётах 8-зонным $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ методом.

Шестая глава даёт ответ на этот вопрос. Представлены результаты квазиклассических расчетов эффективной массы, а также спектра уровней Ландау валентной зоны QW HgTe с инвертированной зонной структурой в модели «петли экстремумов» как в изотропном приближении, так и с учетом эффектов гофрировки. Рассмотрена модель петли экстремумов для описания валентной зоны, предложенная Рашба и Шека [36] для полупроводников с кристаллической решёткой типа вюрцита. В рамках данной модели закон дисперсии валентной зоны представляет из себя параболу, сдвинутую из точки Г на p_0 : $E = a(p_{\perp} - p_0)^2$, где $p_{\perp} = (p_x^2 + p_y^2)^{1/2}$ при отсчете энергии вглубь валентной зоны. Для спектра уровней Ландау дырок валентной зоны КЯ HgTe в модели «петли экстремумов», при $N \gg 1$ находим $\varepsilon(N, B) = aN^2 \left(\frac{\hbar e B}{p_0} \right)^2$, то есть $\varepsilon(N, B) \sim N^2 B^2$.

Спектр уровней Ландау валентной зоны, вычисленный в модели «петли экстремумов», схематически показан на рис. 8с. Важно, что этот спектр стартует с энергии $\varepsilon = 0$, соответствующей энергии вершин (боковых максимумов) валентной зоны (подзоны Н2) и перекрывается со спектром УЛ зоны проводимости (подзоны Н1), как это и должно быть в SM фазе.

На рис.8а приведена зонная структура напряженной квантовой ямы HgTe с $d_{QW} = 20$ нм в изотропном приближении. На рис. 8б представлены изоэнергетические

контуры дна зоны проводимости (малая окружность с центром в точке Γ) и потолка валентной зоны (окружности с радиусами $(k_0 \pm \Delta k)$ в координатах (k_x, k_y)), соответствующие энергии ε (пунктир на рис. 8a), в изотропном приближении, когда гофрировка зоны Γ_8 не учитывается. На рис. 8a,b заштрихованы участки зонной диаграммы, соответствующие запрещенной щели между зоной проводимости и валентной зоной.

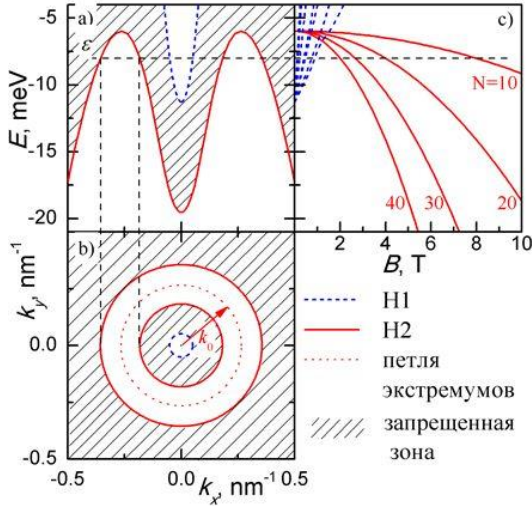


Рисунок 8 – а) Зонная структура напряженной квантовой ямы HgTe с $d_w = 20$ nm в изотропном приближении. б) Изоэнергетические контуры дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в координатах (k_x, k_y) , соответствующие энергии ε ; с) спектр уровней Ландау

Учет анизотропии $\varepsilon_v(k_{||})$ приводит к более сложному виду изоэнергетических контуров вблизи потолка подзоны N2 (см. например, [37]). При малых энергиях основными состояниями дырок становятся четыре максимума, смещенные из центра зоны Бриллюэна в направлениях $(\pm 1; \pm 1)$, а в направлениях $(0; \pm 1)$ и $(\pm 1; 0)$ находятся четыре седловые точки. При энергиях ниже седловых точек изоэнергетические контуры приобретают вид деформированных («гофрированных») колец, и мы снова имеем «петлю экстремумов», когда максимумы энергии дырок достигаются на гладкой замкнутой кривой в пространстве импульсов. В целом, эффект гофрировки приводит к аномальной зависимости $m_c(\varepsilon)$ с логарифмической расходямостью в седловых точках и, как следствие, к сложному виду картины уровней Ландау. При энергиях выше седловой точки значения циклотронной эффективной массы отвечают четырехкратно вырожденному (без учета спина) состоянию. Ниже седловой точки значения циклотронной эффективной массы ведут себя подобно состояниям в случае петли экстремумов.

Сравнивая полученный нами спектр уровней Ландау валентной зоны с результатами квантовомеханических расчетов (см. например [25,37,38]) можно наблюдать качественно похожий ход уровней Ландау с ростом магнитного поля. При этом важным отличием, полученным в модели петли экстремумов, является то, что уровни Ландау, стартуют из потолка валентной зоны.

Таким образом, сложный вид закона дисперсии валентной зоны физически объясняется сдвигом потолка валентной зоны из Γ -точки.

Седьмая глава диссертации посвящена эффекту анизотропии сопротивления в параллельном плоскости гетероструктуры магнитном поле. Известно, что магнитное поле, приложенное параллельно плоскости идеальных двумерных систем, не влияет на их проводимость (сопротивление). Реальные двумерные структуры имеют конечные размеры в поперечном плоскости системы направлении, что приводит к появлению зависимости сопротивления от продольного магнитного поля. Это эффект диамагнитного сдвига, подавление туннелирования между ямами в системах с двойными квантовыми ямами, проявление шероховатостей границ гетероперехода в эффекте слабой локализации. В данной главе речь идёт об оригинальном эффекте антисимметричного вклада в магнетосопротивление, на примере гетероструктур с квантовой ямой n -GaAs/In_xGa_{1-x}As. Рассмотрена такая конфигурация эксперимента, при которой магнитное поле лежит в плоскости образца, перпендикулярно направлению тока (см. рисунок 9).

В данной конфигурации мы можем смещать центр функции плотности вероятности к одной либо к другой гетерогранице КЯ под действием силы Лоренца. Тогда, если величина рассеяния с одной и другой границы КЯ отличаются, то это проявится в антисимметрии продольного сопротивления R_{xx} . Для выделения наблюдаемого эффекта используется следующая формула усреднения сопротивления: $\Delta R_{xx} = \frac{R_{xx}^+ + R_{xx}^-}{2}$. Исходя из предложенной модели эффекта сформулированы следующие следствия: экспериментально данный эффект будет проявляться только в случае разного вклада в проводимость от рассеивателей с разных сторон КЯ; в случае, когда $I \parallel B$, данного эффекта не будет; эффект будет расти с увеличением тока; эффект является нечётным по магнитному полю.

Исследованы 2D – структуры с двойными и одиночными квантовыми ямами n - In_xGa_{1-x}As/GaAs, выращенные методом металлоорганической газофазной эпитаксии на полуизолирующей подложке в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Технологические и электрофизические параметры образцов приведены в таблице 2.

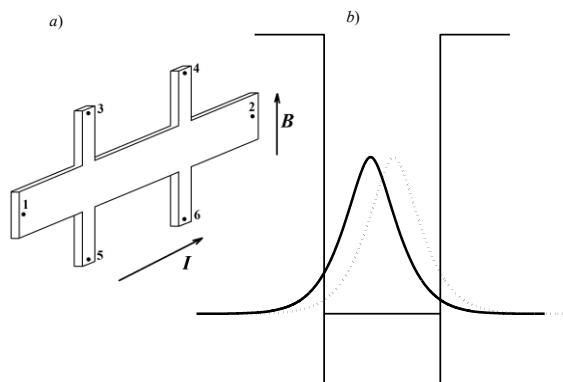


Рисунок 9 – а) Направление тока и магнитного поля относительно исследуемого образца. б) Схематический вид плотности вероятности найти электрон в КЯ для основного состояния для прямого (сплошная линия) и обратного (точечная линия) направлений тока.

На всех образцах (и двойная и одиночная КЯ) наблюдался представленный эффект. Величина эффекта для двойной КЯ составляет 1%, для одиночной 0.1% от величины продольного магнетосопротивления. Построены графики зависимости величины эффекта от угла между магнитным полем B , нормалью к плоскости образца (n) и направлением тока I (рис. 10). Величина ΔR_{xx} максимальна, когда поле лежит в плоскости структуры и перпендикулярно току. При уменьшении угла между магнитным полем и n величина ΔR_{xx} убывает и равна 0, с точностью до погрешности, когда $B \parallel n, B \perp I$ и $I \parallel B, n \perp B$. Исследована зависимость величины эффекта от значения силы тока (рис. 11). С ростом тока величина эффекта растёт. Мы считаем, что наблюдаемый максимум для всех значений тока связан с магнитной длиной, которая при $B \approx 8$ Тл (точка экстремума ΔR_{xx}) становится сравнима с шириной КЯ. Наблюдалось скалирование эффекта при построении его от величины $B \cdot \sqrt{\frac{I}{I_{max}}}$ (см. рис.11).

По знаку эффекта можно сделать вывод о том, что в изученных образцах рассеяние со стороны подложки больше, чем со стороны покрывающего слоя. То, что рассеяние со стороны подложки больше, может быть связано с так называемым всплыванием легирующих атомов [39]. Другим возможным объяснением различия сопротивлений у разных гетерограниц является эффект поверхностной сегрегации атомов в твердом растворе, который образует квантовую яму [40]. С другой стороны, небольшая абсолютная величина данного эффекта (~1%) косвенно указывает на достаточно симметричные рассеивающие потенциалы на гетерограницах исследованных КЯ.

№№	d_w , нм	d_b , нм	L_s , нм	x	$n_s \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$	μ , м ² /Вс
----	------------	------------	------------	-----	--------------------------------------	----------------------------

2981	2×5	7	19	≈0.20	3.1	1.1
2984	2×5	3	19	≈0.20	4.0	1.5
2985	10	0	19	≈0.20	4.3	3

Таблица 2 – Технологические параметры образцов (d_w – ширина ямы, d_b – ширина барьера, L_s – ширина спейсера, n_s , μ – концентрация и подвижность носителей заряда при $T = 4.2\text{K}$).

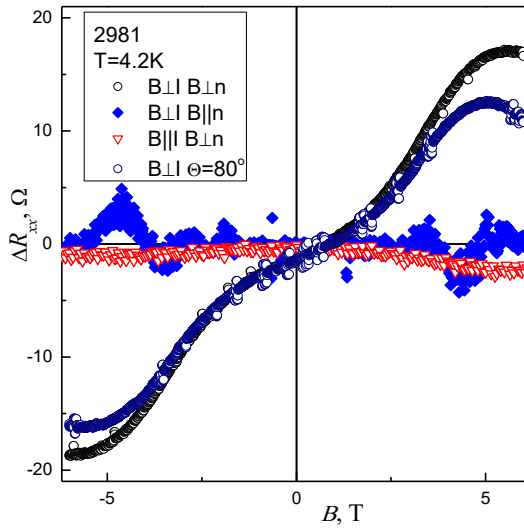


Рисунок 10 – Зависимости разности сопротивлений при разных взаимных направлениях тока I , магнитного поля B и нормали к двумерной плоскости образца 2981, где \mathbf{n} - нормаль к плоскости гетероструктуры; I направление тока. Величина тока 15мкА при $T = 4.2\text{K}$.

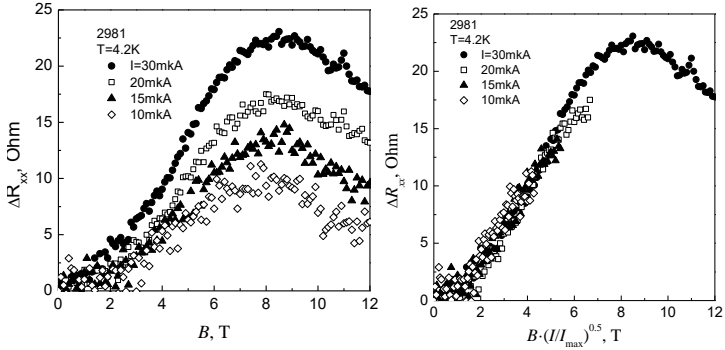


Рисунок 11 – Слева - зависимости величины эффекта при различных значениях тока от магнитного поля для образца 2981 (величина тока 30, 20, 15 и 10 мкА).

Справа – скалирование эффекта при построении его от величины $B \cdot \sqrt{\frac{I}{I_{max}}}$.

Основные результаты и заключение

Диссертационная работа посвящена исследованию квантовых гальваномагнитных явлений в полупроводниковых гетероструктурах $\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с квантовыми ямами HgTe ($d = 20.3$ нм) и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \approx 0.2$), соответственно. Проведены измерения и анализ магнитопольевых зависимостей продольного и холловского сопротивлений в квантующих магнитных полях при низких температурах.

Для квантовой ямы HgTe с инвертированной зонной структурой исследован режим квантового эффекта Холла и осцилляций Шубникова-де Гааза для электронов размерно-квантованной подзоны Н1 (зона проводимости), а также проведен квазиклассический анализ спектра уровней Ландау для дырок размерно-квантованной подзоны Н2 (валентная зона).

В гетероструктурах $n\text{-GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с двойными и одиночными квантовыми ямами исследовано магнетосопротивление при различных ориентациях магнитного поля относительно плоскости гетероструктуры и направлениях тока в ней.

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Определены щели подвижности между соседними уровнями Ландау в магнитных полях до 9 Тл в широком диапазоне температур $T = (2.9 - 50)$ К в результате активационного анализа магнетопроводимости в областях плато КЭХ для КЯ HgTe (20 нм). Показано, что экспериментально полученные значения энергетических щелей для чисел заполнения $\nu = 1, 2$ и 3 хорошо согласуются с результатами расчетов в рамках $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ модели. Сделаны оценки эффективной массы и g -фактора электронов размерно-квантованной подзоны Н1, $m_c/m_0 = 0.037 \pm 0.005$ и $|g| = 75 \pm 5$, что находится в хорошем соответствии с теоретическими оценками.

2. Получены значения эффективной массы электронов размерно-квантованной подзоны H1 КЯ HgTe (20 нм) в результате анализа осцилляций ШДГ при $T = (2.2-10)$ К в области спин-расщепленных пиков $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.003)$, что хорошо согласуется с активационным анализом в режиме КЭХ и с теоретическими оценками для конечных значений $k_{||}$.
3. Анализ положения пиков и минимумов магнетосопротивления в режиме осцилляций ШДГ в зависимости от фактора заполнения в КЯ HgTe (20 нм) позволил сделать вывод о наличии дополнительного сдвига (на π) фазы магнитоосцилляций. Показано, что фазовый сдвиг обусловлен аномальным соотношением циклотронного и зеemannовского расщеплений и не связан с наличием фазы Берри, присущей топологически нетривиальным системам.
4. В рамках модели «петли экстремумов» проведен квазиклассический расчет спектра уровней Ландау для сложной валентной зоны КЯ HgTe с немонотонным законом дисперсии. Показано, что эффект гофрировки приводит к аномальной зависимости циклотронной эффективной массы от энергии с логарифмической расходимостью в седловых точках и к сложному виду спектра уровней Ландау. Установлено, что в полуметаллической фазе спектр уровней Ландау валентной зоны начинается в точке, соответствующей энергии боковых экстремумов этой зоны, и перекрывается с веером уровней Ландау зоны проводимости, стартующем с минимума этой зоны в центре зоны Бриллюэна.
5. Обнаружен антисимметричный вклад в магнетосопротивление одиночных и двойных квантовых ям n- InGaAs, а именно, анизотропия магнетосопротивления в зависимости от направления тока, когда магнитное поле лежит в плоскости двумерной системы и перпендикулярно направлению тока. Показано, что наблюдаемый эффект определяется смещением магнитным полем максимума электронной плотности из центра КЯ к стенкам квантовой ямы, а также различием эффективного рассеивающего потенциала у противоположных гетерограниц КЯ. По знаку эффекта сделан вывод о том, что рассеяние со стороны подложки больше, чем со стороны поверхности структуры.

Публикации по теме диссертации:

Статьи, опубликованные в рецензируемых научных журналах, определенных ВАК и Аттестационным советом УрФУ

1. Quasiclassical calculations of Landau level spectrum for 20.5-nm-wide HgTe quantum well: “extremum loop” model and effects of cubic symmetry / S. V. Gudina, **A. S. Bogolubskiy**, V. N. Neverov, K. V. Turutkin, N. G. Shelushinina, M. V. Yakunin // *Low Temperature Physics*. — 2021. — V. 47. — P. 7—13; 0,88 п.л. / 0,08 п.л. (WOS, Scopus).
2. Anomalous phase shift of magneto-oscillations in HgTe quantum well with inverted energy spectrum / S. V. Gudina, **A. S. Bogoliubskii**, A. S. Klepikova, V. N. Neverov, K. V. Turutkin, S. M. Podgornykh, N. G. Shelushinina, M. V. Yakunin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky // *Journal of magnetism and magnetic materials*.

- 2021. — V. 524. — P. 167655; 0,9 п.л. / 0,09 п.л. (WOS, Scopus).
3. Effective Mass and g-Factor of two-dimensional HgTe Γ_8 -band electrons: Shubnikov-de Haas oscillations / Neverov V.N., **Bogolubskii A.S.**, Gudina S.V., Podgornykh S.M., Turutkin K.V., Popov M.R., Shelushinina N.G., Yakunin M.V., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A. // *Semiconductors*. — 2020. — V. 54. — P. 982—990; 1,21 п.л. / 0,12 п.л. (WOS, Scopus).
 4. “Extremum Loop” Model for the Valence-Band Spectrum of a HgTe/HgCdTe Quantum Well with an Inverted Band Structure in the Semimetallic Phase / S. V. Gudina, **A. S. Bogolubskii**, V. N. Neverov, N. G. Shelushinina, M. V. Yakunin // *Semiconductors*. — 2018. — V. 52. — P. 1403—1406; 1,21 п.л. / 0,12 п.л. (WOS, Scopus).
 5. Electron Effective Mass and g Factor in Wide HgTe Quantum Wells / S. V. Gudina, V. N. Neverov, E. V. Ilchenko, **A. S. Bogolubskii**, G. I. Harus, N. G. Shelushinina, S. M. Podgornykh1, M. V. Yakunin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky // *Semiconductors*. — 2018. — V. 52. — P. 12—18; 0,88 п.л. / 0,08 п.л. (WOS, Scopus).
 6. Antisymmetric contribution to the magnetoresistance of heterostructures in a parallel magnetic field / **A. S. Bogolubskiy**, S. V. Gudina, V. N. Neverov, S. G. Novokshonov, M. V. Yakunin // *Low Temperature Physics*. — 2017. — V. 43. — P. 495—498; 0,53 п.л. / 0,1 п.л. (WOS, Scopus).

Список цитируемой литературы

1. König M. и др. Quantum Spin Hall Insulator State in HgTe Quantum Wells // *Science* (80-). 2007. Т. 318, № 5851. С. 766—770.
2. Квон З.Д. и др. Двумерные электронные системы в квантовых ямах на основе HgTe // *ФНТ*. 2009. Т. 35. С. 10.
3. Цидильковский И.М. Электронный спектр бесщелевых полупроводников. Свердловск: УРО АН СССР, 1991.
4. Алфёров Ж.И. Двойные гетероструктуры: концепция и применения в физике, электронике и технологии // *УФН*. 2002. Т. 172. С. 1068.
5. Alamo J. de. Nanometre-scale electronics with III–V compound semiconductors // *Nature*. 2011. Т. 479. С. 317.
6. Svensson S.P., Lugli P. Pseudomorphic HEMT Technology and Applications. Ross, R. L. NATO ASI Series Springer, 1996. 350 с.
7. Ajayan J., Nirmal D. A review of InP/InAlAs/InGaAs based transistors for high frequency applications // *Superlattices Microstruct.* 2015. Т. 86. С. 1.
8. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Electronic properties of two-dimensional systems // *Rev. Mod. Phys.* 1982. Т. 54, № 2. С. 437—672.
9. Shoenberg D. *Magnetic Oscillations in Metals* // Cambridge Univ. Press. Cambridge University Press, 1984.
10. Pudalov V.M. David Shoenberg and the beauty of quantum oscillations, // *ФНТ*. 2011. Т. 37. С. 12.
11. Лифшиц И.М., Косевич А.М. К теории эффекта де Газа–ван Альфена для частиц с произвольным законом дисперсии // *Доклады Академии наук*. 1954. Т. 96. С. 963.
12. Аверкиев Н.С., Голуб Л.Е., Тарасенко С.А. Квазидвумерный эффект Шубникова-де Гааза // *ЖЭТФ*. 2000. Т. 117. С. 407.
13. Klitzing K. v., Dorda G., Pepper M. New Method for High-Accuracy Determination

- of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance // *Phys. Rev. Lett.* 1980. Т. 45, № 6. С. 494–497.
14. Кейдж М., Чэнг А., Холдейн Ф., Лафлин Р., Пруискен А., Таулесс Д., Клитцинг К., Гирвин С. П.Р. Квантовый эффект Холла / под ред. Прендж Р., Гирвин С. Мир, 1989. 408 с.
 15. Huckestein B. Scaling theory of the integer quantum Hall effect // *Rev. Mod. Phys.* 1995. Т. 67, № 2. С. 357–396.
 16. Кукушкин И.В., Мешков С.В., Тимофеев В.Б. Плотность состояний двумерных электронов в поперечном магнитном поле // *УФН.* 1988. Т. 155. С. 219.
 17. Филин А.И. и др. О волновой функции двумерных электронов в параллельном магнитном поле // *Письма в ЖЭТФ.* 1995. Т. 61. С. 684.
 18. Tarasenko S.A. Electron scattering in quantum wells subjected to an in-plane magnetic field // *Phys. Rev. B.* 2008. Т. 77, № 8. С. 085328.
 19. Kvon Z.-D. и др. Cyclotron resonance photoconductivity of a two-dimensional electron gas in HgTe quantum wells // *Phys. E Low-dimensional Syst. Nanostructures.* 2008. Т. 40, № 6. С. 1885–1887.
 20. Yakunin M.V. и др. Spin splittings in the n- quantum well with inverted band structure // *Phys. E Low-dimensional Syst. Nanostructures.* 2010. Т. 42, № 4. С. 948–951.
 21. Minkov G.M. и др. Two-dimensional semimetal in a wide HgTe quantum well: Magnetotransport and energy spectrum // *Phys. Rev. B.* 2013. Т. 88, № 15. С. 155306.
 22. Бовкун Л.С. и др. Обменное усиление g-фактора электронов в двумерном полуметалле в квантовых ямах HgTe // *ФТП.* 2015. Т. 49. С. 1676.
 23. Minkov G.M. и др. Electron mass in a HgTe quantum well: Experiment versus theory // *Phys. E Low-dimensional Syst. Nanostructures.* 2020. Т. 116. С. 113742.
 24. Миньков Г.М. и др. Зеемановское расщепление зоны проводимости квантовых ям HgTe с полуметаллическим спектром // *Письма в ЖЭТФ.*, 2016. Т. 104, № 4. С. 41 – 247.
 25. Novik E.G. и др. Band structure of semimagnetic Hg_{1-y}MnyTe quantum wells // *Phys. Rev. B.* 2005. Т. 72, № 3. С. 035321.
 26. Novoselov K.S. и др. Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene // *Nature.* 2005. Т. 438, № 7065. С. 197–200.
 27. Guldner Y. и др. Interband Г₆→Г₈ Magnetoabsorption in HgTe // *Phys. Rev. B.* 1973. Т. 8, № 8. С. 3875–3883.
 28. Wimbauer T. и др. Zeeman splitting of the excitonic recombination in In_xGa_{1-x}As/GaAs single quantum wells // *Phys. Rev. B.* 1994. Т. 50, № 12. С. 8889–8892.
 29. Арапов Y.G. и др. Temperature scaling in the quantum-Hall-effect regime in a HgTe quantum well with an inverted energy spectrum // *Semiconductors.* 2015. Т. 49, № 12. С. 1545–1549.
 30. Арапов Y.G.G. и др. Variable-Range Hopping Conductivity in Quantum Hall Regime for HgTe-Based Heterostructure // *J. Low Temp. Phys.* 2016. Т. 185, № 5–6. С. 665–672.
 31. Gudina S. V и др. HgTe quantum wells with inverted band structure: Quantum Hall effect and the large-scale impurity potential // *Low Temp. Phys.* 2019. Т. 45, № 4. С. 412–418.

32. Zholudev M.S. и др. Cyclotron resonance in HgTe/CdTe-based heterostructures in high magnetic fields // *Nanoscale Res. Lett.* 2012. Т. 7, № 1. С. 534.
33. Gusev G.M. и др. Quantum Hall Effect near the Charge Neutrality Point in a Two-Dimensional Electron-Hole System // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Т. 104, № 16. С. 166401.
34. Zholudev M. и др. Magnetospectroscopy of two-dimensional HgTe-based topological insulators around the critical thickness // *Phys. Rev. B.* 2012. Т. 86, № 20. С. 205420.
35. Yakunin M. V и др. Magnetotransport in double quantum well with inverted energy spectrum: HgTe/CdHgTe // *Phys. Rev. B.* 2016. Т. 93, № 8. С. 085308.
36. Рашба Э.И., Шека В.И. Симметрия энергетических зон в кристаллах типа вюрцита. Симметрия зон учетом спин-орбитального взаимодействия // *ФТТ.* 1959. Т. 2. С. 162.
37. Landwehr G. и др. Quantum transport in n-type and p-type modulation-doped mercury telluride quantum wells // *Phys. E Low-dimensional Syst. Nanostructures.* 2000. Т. 6, № 1–4. С. 713–717.
38. Yakunin M. V. и др. Unconventional reentrant quantum Hall effect in a HgTe/CdHgTe double quantum well // *Phys. Rev. B.* 2020. Т. 102, № 16. С. 165305.
39. Ni W.-X. и др. Kinetics of dopant incorporation using a low-energy antimony ion beam during growth of Si(100) films by molecular-beam epitaxy // *Phys. Rev. B.* 1989. Т. 40, № 15. С. 10449–10459.
40. Moison J.M. и др. Surface segregation of third-column atoms in group III-V arsenide compounds: Ternary alloys and heterostructures // *Phys. Rev. B.* 1989. Т. 40, № 9. С. 6149–6162.