

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



На правах рукописи

Попов Михаил Рудольфович

КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ОДИНОЧНЫХ И ДВОЙНЫХ КВАНТОВЫХ
ЯМАХ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА РТУТИ

1.3.11 Физика полупроводников

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Екатеринбург – 2023

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: доктор физико-математических наук,

Якунин Михаил Викторович

Официальные оппоненты:

Гавриленко Владимир Изяславович, доктор физико-математических наук, профессор, Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения "Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук (г. Нижний Новгород), заместитель директора по научной работе.

Ольшанецкий Евгений Борисович, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук (г. Новосибирск), старший научный сотрудник лаборатории №26.

Иконников Антон Владимирович, кандидат физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», старший научный сотрудник кафедры общей физики и физики конденсированного состояния.

Защита состоится «30» ноября 2023 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=5282>

Автореферат разослан «___» октября 2023 г.

Учёный секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук, доцент



Овчинников А.С.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования

В последние годы для экспериментального исследования стали доступны гетероструктуры на основе HgTe с высокой подвижностью благодаря достижениям в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МВЕ) (см., например, [1], [2] и ссылки в них). В настоящее время изучение магнитотранспорта, в том числе в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ), в системах HgTe/HgCdTe представляет собой обширную и быстро развивающуюся область исследований.

Примечательным свойством гетероструктур на основе теллурида ртути является то, что путем изменения ширины квантовой ямы HgTe, dQW, могут быть достигнуты переходы между фазами обычного (зонного) изолятора, топологического изолятора и полуметалла [2–7]. Физическая модель формирования подзон размерного квантования в квантовой яме CdTe/HgTe/CdTe, основанная на информации об объемной структуре HgTe и CdTe, представлена в работе [8].

В объемном HgTe, из-за влияния релятивистских эффектов [9], зона Г₈, которая «нормально» формирует валентную зону, находится выше зоны Г₆, $E(\Gamma_8) > E(\Gamma_6)$, что приводит к отрицательной величине энергетической щели $\varepsilon_g = -300$ мэВ. При этом подзона легких дырок зоны Г₈ формирует зону проводимости, а подзона тяжелых дырок становится первой валентной зоной. Основываясь на этой необычной последовательности состояний Г₆ и Г₈, такая зонная структура называется «инвертированной».

Формирование квантовой ямы (КЯ) HgTe происходит при выращивании структур CdTe/HgTe/CdTe или Cd(Hg)Te/HgTe/Cd(Hg)Te для состава сплава Cd_{1-x}Hg_xTe с большой запрещенной щелью. Для тонкого слоя HgTe влияние барьеров приводит к «нормальной» последовательности уровней размерного квантования: как и в CdTe, зоны преимущественно с Г₆-симметрией являются подзонами проводимости, а зоны Г₈ вносят вклад в валентные подзоны (фаза зонного изолятора).

По мере увеличения толщины слоя HgTe материал становится все более и более похожим на объемный HgTe, и для широких КЯ зонная структура имеет тенденцию быть «инвертированной». Инвертированный режим достигается, когда ширина dQW превышает критическое значение $d_c = 6.3$ нм. При $dQW = d_c$ дно зоны проводимости (с-зона) и вершина валентной зоны (v-зона) касаются друг друга, что приводит к бесщелевой двумерной (2D) системе дираковских фермионов [10], [11], где благодаря чрезвычайной малости эффективной массы и, как следствие, большой величине энергетических щелей между уровнями Ландау, квантовый эффект Холла можно наблюдать вплоть до азотных температур [12].

При критической толщине d_c (6.3 нм) происходит топологический фазовый переход от двумерного зонного изолятора с «нормальным» порядком зон к двумерному топологическому изолятору (ТИ) с «инвертированной» зонной структурой [13]. В последние годы наблюдается поразительный рост исследований топологических изоляторов - материалов, которые имеют объемную запрещенную щель как в обычном изоляторе, но поддерживают проводящие состояния на краю образца, состояния так называемого спинового квантового эффекта Холла [14], [15]. Причинами такого повышенного интереса можно считать более глубокое понимание природы конденсированного состояния в концепции топологических состояний, что, в частности, может быть полезным для создания ИК-приборов и термоэлектрических приложений, не требующих экстремальных условий, например, сильных магнитных полей или низких температур.

Степень разработанности темы исследования

2D TI впервые были обнаружены именно в квантовых ямах HgTe/Cd(Hg)Te [2], [3], [13]. Происхождение 2D - фазы TI в системах HgTe/Cd(Hg)Te обусловлено специфическим размерным квантованием спектра КЯ HgTe с инвертированной зонной структурой.

В работах [5], [6] было показано, что в широких КЯ HgTe с инвертированной структурой энергетических зон ($dQW \geq 18$ нм) существует новая электронная система: двумерный полуметалл (SM). Существование фазы 2D SM в этой системе связано с перекрытием на несколько мэВ состояний с-зоны в центре зоны Бриллюэна (в точке Γ) с боковыми максимумами v-зоны. Расчет энергетической структуры [6] показал, что основной причиной образования перекрытия с- и v- подзон в широких КЯ HgTe является деформация, обусловленная несоответствием несогласованием постоянных решетке HgTe и CdTe.

В КЯ HgTe был обнаружен ряд интересных транспортных свойств, обусловленных одновременным присутствием (сосуществованием) двумерных электронов и дырок. Такая ситуация реализуется, когда уровень Ферми одновременно пересекает как валентную зону, так и зону проводимости.

Начиная с первых работ Квона с соавторами [5], в области SM акцент был сделан на классическом магнитосопротивлении, диаграмме осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ) и КЭХ для двух типов носителей в одной КЯ, как в слабелегированных структурах [5], так и при различной концентрации двумерных электронов и дырок в структурах с приложенным напряжением затвора V_g [5], [16], [17].

В случае перекрытия зон на краю образца появляется два типа топологических состояний – электронные и дырочные, что создает новые условия для квантовых кинетических эффектов. Это делает актуальными исследования эффектов перекрытия с- и v- подзон для квантовых ям HgTe в различных ситуациях, например, для двойной КЯ, чему и посвящена первая часть данной диссертации (главы 3 и 4). Мы представляем первое экспериментальное исследование системы с двумя квантовыми ямами (ДКЯ), состоящей из 2D слоев HgTe с инвертированным энергетическим спектром.

Используя систему из двух относительно широких квазидвумерных слоев HgTe, разделенных тонким барьером CdHgTe (то есть ДКЯ HgTe), можно изменять и регулировать *in situ* перекрытие подзон путем приложения напряжения V_g затвора.

Напряжение на затворе вызывает сдвиг всей картины энергетического спектра в верхнем слое HgTe (который находится ближе к затвору) относительно аналогичного энергетического спектра нижнего слоя HgTe, что приводит к изменению перекрытия подзоны проводимости в одном слое и валентной подзоны в другом.

Картина магнитных уровней (Ландау) в таком «межслойном» полуметалле состоит из двух перекрывающихся веерных диаграмм, противоположно направленных по энергии. Здесь возникает возможность исследования электронных процессов в условиях направленного изменения величины перекрытия зон, добавляя к естественному перекрытию в пределах одного слоя еще и межслойное перекрытие. Таким образом можно существенно увеличить величину перекрытия.

Особый интерес представляет ДКЯ со слоями малой толщины, поскольку здесь в актуальный интервал энергий (в котором находится уровень Ферми, при характерных для таких образцов концентрациях носителей заряда) попадают уровни размерного квантования электронной природы. Они характеризуются малой эффективной массой, и потому велика туннельная связь между состояниями этих уровней в двух слоях. В результате в такой ДКЯ формируется специфический энергетический спектр. При определенных геометрических соотношениях параметров ДКЯ спектр похож на таковой в двуслойном графене [18], хотя и со своими особенностями. Представляют

интерес исследования известных эффектов в таких новых условиях. Например, квантового эффекта Холла, который особенно интересен тем, что чувствителен к специфике топологических состояний.

Квантовый эффект Холла является эффективным методом экспериментального исследования спектра носителей в двумерных (2D) системах. Пики продольного магнитосопротивления (как и переходы между квантованными плато) соответствуют делокализованным состояниям в центрах уровней Ландау, а области плато КЭХ определяются величиной циклотронных (или спиновых) щелей между этими уровнями.

Анализ структуры КЭХ позволяет восстанавливать вид энергетического спектра 2D-системы в квантующем магнитном поле (спектра уровней Ландау). Этот метод актуален для КЯ и ДКЯ HgTe с их разнообразием типа конкретных структур и сложного вида законов дисперсии электронов и дырок.

Объект и предмет исследования

В диссертации исследованы магнитотранспортные явления и особенности энергетического спектра гетероструктур на основе квантовой ямы HgTe в слабых перпендикулярных и наклонных магнитных полях, а также в режиме целочисленного квантового эффекта Холла.

Целью диссертационной работы является выявление характерных экспериментальных особенностей квантового эффекта Холла в одиночных и двойных квантовых ямах теллурида ртути с инвертированным зонным спектром и их интерпретация на основе расчетов энергетического спектра и уровней Ландау.

Для достижения цели исследования были поставлены следующие **задачи**:

1. В рамках представлений гипотезы скейлинга проанализировать температурную зависимость ширины переходов плато-плато квантового эффекта Холла для широкой одиночной квантовой ямы HgTe.

2. Проследить эволюцию квантового эффекта Холла в системе из двух широких (20.3 нм) квантовых ям HgTe под действием напряжения на затворе, определить параметры энергетического спектра и носителей заряда.

3. Выяснить природу «возвратного» квантового эффекта Холла в системе из двух квантовых ям HgTe критической (6.5 нм) ширины и его эволюцию под воздействием ИК-подсветки и при вариации напряжения на затворе.

Методология и методы исследования

В работе представлены экспериментальные исследования магнитотранспорта гетероструктур на основе квантовой ямы HgTe в широком диапазоне магнитных полей и температур. Применялась уникальная методика проведения эксперимента в наклонных магнитных полях. Для обработки экспериментальных результатов были написаны специальные программы в среде Mathcad и Origin, с использованием таких инструментов, как быстрое преобразование Фурье, восьмизонный *kp*-метод и др. Для анализа переходов плато-плато КЭХ применялась теория скейлинга.

Положения, выносимые на защиту

1. Для одиночной широкой КЯ HgTe:

– Степенная температурная зависимость ширины области перехода между плато КЭХ в широкой квантовой яме HgTe соответствует представлениям гипотезы двухпараметрического скейлинга для неупорядоченных 2D – систем в квантующем магнитном поле со значением критического индекса, свидетельствующем о крупномасштабном характере примесного потенциала в исследованной системе.

2. Для ДКЯ с широкими (ДКЯ-1) слоями HgTe:

– В двойных квантовых ямах с широкими слоями HgTe реализуется полуметалл с энергетическим спектром, сформированным наложением спектров отдельных КЯ; степень перекрытия зон проводимости и валентной в котором, по сравнению с

одиночной КЯ, может быть увеличена с помощью перпендикулярного слоям электрического поля (встроенного и внешнего).

– Немонотонный закон энергетической дисперсии тяжелых дырок приводит к осцилляциям края валентной зоны при изменении магнитного поля, с чем связана многократная смена знака холловского магнитосопротивления при определенных концентрациях дырок.

3. Для ДКЯ с узкими (ДКЯ-2) слоями HgTe:

– Энергетический спектр двойной квантовой ямы с узкими слоями HgTe формируется туннельной связью между легкими носителями отдельных КЯ, нулевыми уровнями Ландау, наличием бокового максимума (БМ), который стабилизирует уровень Ферми в малых магнитных полях и перекрывается с зоной легких дырок, что обуславливает возвратное поведение квантового эффекта Холла.

– До возвратного перехода КЭХ не чувствителен к приложению внешних воздействий (подсветка, напряжение затвора) из-за стабилизации уровня Ферми у БМ, но в сильных магнитных полях магнитосопротивление существенно зависит от указанных факторов.

– Возвратный КЭХ является обобщением классической модели магнитопроводимости с двумя типами носителей на область квантующих магнитных полей, переход между классическим и квантовым режимами возможен при изменении температуры.

Научная новизна

1. Впервые показана реализуемость режима скейлинга для квантового фазового перехода между плато квантового эффекта Холла в 2D-структурах на основе теллурида ртути.

2. Впервые экспериментально, методом изучения квантового эффекта Холла, исследована двойная квантовая яма, состоящая из 2D-слоев HgTe с инвертированным зонным спектром (ДКЯ-1). Обнаружены новые особенности магнитопроводимости: повторяющиеся знакопеременные состояния квантового эффекта Холла и состояния с нулевым фактором заполнения. Получена возможность регулировать перекрытие зон, притом можно сделать его существенно больше, чем в одиночном слое.

3. Впервые экспериментально исследована двойная квантовая яма HgTe/CdHgTe со слоями HgTe критической толщины (ДКЯ-2). Обнаружен ряд ранее не наблюдавшихся аномалий кинетических свойств: «возвратное» поведение квантового эффекта Холла, существенное различие эффективных концентраций дырок, участвующих в проводимости, в разных диапазонах магнитных полей.

Теоретическая и практическая значимость работы

Полученные экспериментальные результаты представляют интерес для понимания фундаментальных закономерностей в квантовом эффекте Холла: о природе состояния с нулевым фактором заполнения уровней Ландау; об электронном либо дырочном характере состояний на уровнях Ландау в области бокового максимума валентной подзоны; также – для имеющихся в HgTe аномальных уровней Ландау (такой уровень с ростом поля выходит из края валентной подзоны, но, при этом, имеет электронную природу и наоборот); о поведении КЭХ при возможности регулирования величины перекрытия подзон; о проявлениях в КЭХ связанного с боковым максимумом валентной подзоны резервуара малоподвижных дырок и об особенностях КЭХ в условиях сочетания дырок в этом резервуаре и высокоподвижных дырок в центральном максимуме валентной подзоны.

Практическая значимость полученных результатов может быть связана с применением КЭХ в метрологии (полученные в эксперименте необычно широкие плато КЭХ способствуют повышению точности измерения холловского сопротивления в

области плато) и с активно разрабатываемой в настоящее время физикой топологических краевых состояний.

Степень достоверности результатов

Достоверность полученных результатов, аргументированность заключений и выводов данной работы обусловлена использованием аттестованных образцов и аттестованного современного экспериментального оборудования, а также систематическим характером исследований. Приведённые в работе результаты исследований согласуются между собой и не противоречат известным научным представлениям и выводам.

Апробация результатов работы

Основные результаты работы были представлены и обсуждены на научных семинарах лаборатории полупроводников и полуметаллов ИФМ УрО РАН, на международных и всероссийских симпозиумах, конференциях, школах и семинарах: XVI Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-16) 12-19 ноября, 2015 Екатеринбург; XXI Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (UIWSPS-2016), 15-20 февраля, 2016 Екатеринбург-Алапаевск; XIX Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, 27 ноября – 1 декабря, 2017 Санкт-Петербург; XIII Российская конференция по физике полупроводников «Полупроводники-2017», 2-6 октября, 2017 Екатеринбург; XXII Уральская межд. зимняя школа по физике полупроводников (UIWSPS-2018), 19-24 февраля, 2018 Екатеринбург; XX Юбилейная Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-20), 21-29 ноября, 2019 Екатеринбург.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 6 статей в рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК и индексируемых системами цитирования РИНЦ, Scopus, Web of Science, а также 47 тезисов докладов в материалах российских и международных конференций. Перечень основных публикаций приведён в конце автореферата.

Личный вклад автора

Диссертационная работа выполнялась Поповым М.Р. под научным руководством д.ф.-м.н. Якунина М.В. Автором работы совместно с руководителем были поставлена цель и конкретные задачи диссертационной работы. Автор готовил образцы (выращенные группой Дворецкого С.А. и Михайлова Н.Н. в ИФП СО РАН) к измерениям: резка образцов, изготовление контактов, холловских мостиков и затворов напряжения методом литографии. Совместно с Неверовым В.Н. проводил измерения тензора сопротивления на установке для исследования гальваномагнитных явлений в сильных магнитных полях и при сверхнизких температурах фирмы Oxford Instruments в Центре коллективного пользования «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» - ЦКП ИФМ УрО РАН. Автор лично проводил обработку полученных экспериментальных данных. Автор совместно с коллегами по лаборатории полупроводников и полуметаллов принимал активное участие в обсуждении результатов исследований, подготовке и написании совместных статей и представлении результатов в виде докладов на конференциях (лично – 5 выступлений по теме диссертации).

Структура и объём диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. Полный объём работы составляет 121 страницу, включая 55 рисунков, 1 таблицу, 20 формул. Список литературы содержит 117 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы исследования, сформулированы цель, задачи диссертационной работы и основные положения, выносимые на защиту, изложены научная новизна, теоретическая и практическая значимость, степень достоверности и апробация полученных результатов.

В первой главе рассмотрены особенности квантовых ям и их выращивание, приведена информация об уровнях размерного квантования в одиночных и двойных квантовых ямах. Введено понятие бесщелевых полупроводников и описан их энергетический спектр. Подробно рассмотрен энергетический спектр кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, их зонная структура в отсутствие и при приложении квантующего магнитного поля. Дан обзор квантового эффекта Холла в полупроводниках в целом и в квантовых ямах теллурида ртути n и p -типа в частности. Обсуждена теория скейлинга в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ).

Во второй главе приведены структуры и характеристики исследованных образцов, а также описана технология их подготовки к измерениям, включая литографию и нанесение затворного напряжения. Дано описание измерительных установок, на которых проводилась экспериментальная работа.

В третьей главе представлены результаты исследований квантовых фазовых переходов в режиме КЭХ в квантовой яме HgTe с инвертированным энергетическим спектром.

На рисунке 1 показаны продольная σ_{xx} (рисунок 1а) и холловская σ_{xy} (рисунок 1б) проводимости как функции фактора заполнения ν ($\nu = n/n_B$, $n_B = eB/h$ – кратность вырождения уровня Ландау), рассчитанные из экспериментальных данных для ρ_{xy} и ρ_{xx} в интервале $1 < \nu < 2$ с критическим значением $\nu_c = 1.5$.

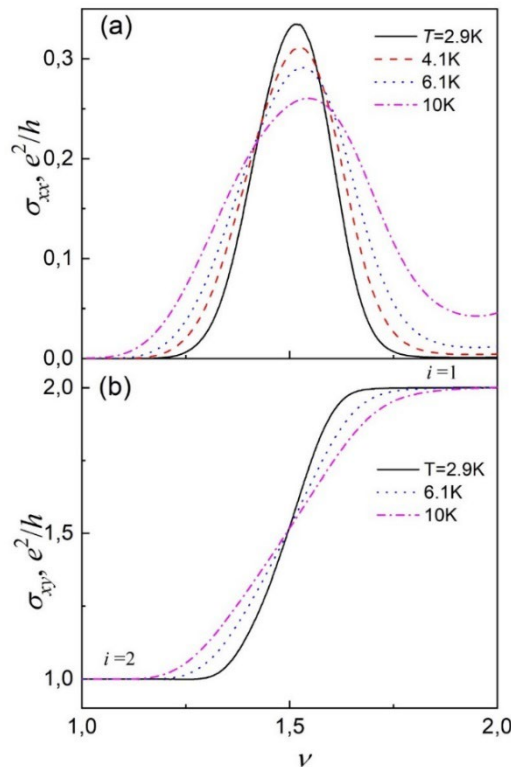


Рисунок 1 – Зависимости (а) продольной σ_{xx} и (б) холловской σ_{xy} компонент тензора магнитопроводимости от фактора заполнения ν для перехода между плато КЭХ $1 \rightarrow 2$.

Для корректной обработки зависимостей продольной $\sigma_{xx}(\Delta\nu)$ (рисунок 1a) и холловской $\sigma_{xy}(\Delta\nu)$ (рисунок 1b) проводимости в области перехода плато-плато $1 \rightarrow 2$, использовались формулы интерполяции через так называемый параметр рассеяния s .

$$\sigma_{xx} = s/(1 + s^2), \quad \sigma_{xy} = 2 - s^2/(1 + s^2), \quad (1)$$

где параметр s меняется от 0 до ∞ , равен единице в критической точке $\nu = \nu_c$ и экспоненциально зависит от фактора заполнения в окрестности критической точки:

$$s(\nu) = \exp(-\Delta\nu/\nu_0(T)), \quad (2)$$

Здесь $\Delta\nu = |\nu - \nu_c|$ - отклонение фактора заполнения от критического значения, а $\nu_0(T)$ - эффективная ширина полосы делокализованных состояний при температуре T .

На рисунке 2 показана зависимость $1/\nu_0$ от T для перехода $1 \rightarrow 2$ в исследуемом образце в двойном логарифмическом масштабе. Видно, что зависимость $\nu_0(T)$ с хорошей точностью описывается прямой линией в широком температурном диапазоне $2.9 \leq T \leq 30$ К. Таким образом, температурное поведение ширины перехода определяется зависимостью $\nu_0(T) \sim T^\kappa$ с критическим коэффициентом $\kappa = 0.54 \pm 0.01$.

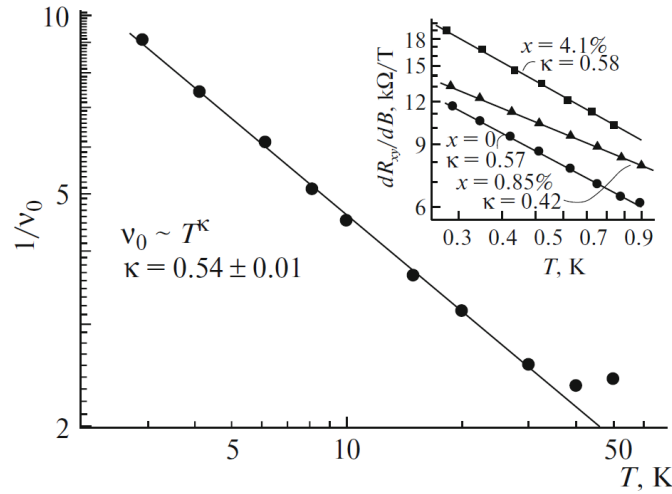


Рисунок 2 – Температурная зависимость величины обратной эффективной ширины полосы делокализованных состояний ν_0 для перехода $1 \rightarrow 2$ в двойной логарифмической шкале. Для сравнения на вставке показаны температурные зависимости производной холловской компоненты сопротивления от магнитного поля, dR_{xy}/dB в области перехода КЭХ $3 \rightarrow 4$ для системы $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ с различным содержанием Al.

Были проанализированы данные магнитолевой и температурной зависимостей проводимости в области перехода плато-плато $1 \rightarrow 2$ в рамках теории скейлинга для квантового фазового перехода. Концепция скейлинга основана на предположении расходимости по степенному закону длины локализации $\xi(E)$, когда энергия электрона E приближается к критической энергии $E = E_c$ фазового перехода в центре уширенного уровня Ландау,

$$\xi(E) \sim |E - E_c|^{-\gamma} \quad \text{или} \quad \xi(\nu) \sim |\nu - \nu_c|^{-\gamma} \quad (3)$$

где γ - критический индекс длины локализации.

Область делокализованных состояний в центре уровня Ландау соответствует области энергетического спектра, в которой длина локализации $\xi(E)$ возрастает до значения некой характеристической длины L (размера образца): $\xi(E) > L$; тогда как при $\xi(E) < L$ электронные состояния остаются локализованными. При конечной температуре ширина полосы делокализованных состояний, ν_0 , определяется из условия $\xi(E) \approx L_\phi$, где длина фазовой когерентности $L_\phi \sim T^{-p/2}$, а экспонента p зависит от механизма неупругого рассеяния. Таким образом, в рамках концепции скейлинга

ширина v_0 перехода между соседними плато КЭХ, как и ширина соответствующего пика в магнитополовой зависимости $\rho_{xx}(B)$, должны стремиться к нулю по степенному закону $v_0 \sim T^\kappa$, где $\kappa = p/2\gamma$.

В исследованном образце температурное поведение ширины перехода определяется степенной (скейлинговой) зависимостью $v_0 \sim T^\kappa$ с коэффициентом $\kappa = 0.54 \pm 0.01$. Это значение не соответствует классическому результату $\kappa \approx 0.42$ для короткодействующего рассеивающего потенциала, однако оно соответствует экспериментальным результатам для систем с крупномасштабным примесным потенциалом.

На рисунке 3 представлена схематическая картина расходимости длины локализации:

$$\xi(v) \sim |v - v_c|^{-\gamma} \quad (4)$$

в критической области перехода плато–плато КЭХ ($v \rightarrow v_c$) для короткодействующего (вставка) и крупномасштабного примесного потенциала.

Сплошные линии на рисунке 3: зависимость (4) с $\gamma = \gamma_p = 4/3$ в областях классической перколяции (синие линии) и с $\gamma = \gamma_q$ в областях квантово-туннельных процессов (красные линии), $\gamma_q = 7/3$ в модифицированной модели перколяции и $\gamma_q \approx 2.3$ в рамках современной сетевой модели.

Штриховые и пунктирные линии на рисунке 3 показывают промежуточную область уравнения (4) с $4/3 < \gamma < 7/3$ (или 2.3), которая находится в промежуточном пространстве перехода от классической перколяции к квантовому туннелированию.

В рамках концепции скейлинга ширина v_0 перехода между соседними плато КЭХ, как и ширина соответствующего пика в магнитополовой зависимости $\rho_{xx}(B)$, должны стремиться к нулю по степенному закону $v_0 \sim T^\kappa$, где экспериментально наблюдаемая величина, показатель степени κ , определяется выражением $\kappa = p/2\gamma$. Полагая параметр рассеяния $p = 2$, имеем соотношение:

$$4/3 \leq \gamma \leq 7/3 \quad (2.3) \Rightarrow 0.42 \leq \kappa \leq 0.75 \quad (5)$$

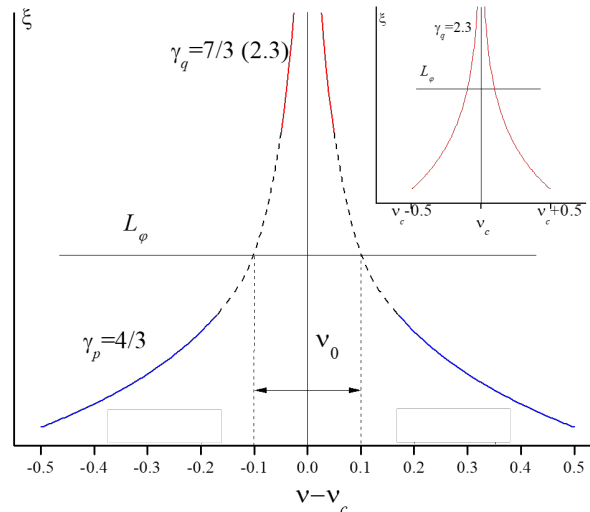


Рисунок 3 – Зависимости длины локализации от фактора заполнения ν в рамках современной теоретической концепции крупномасштабного примесного потенциала в режиме КЭХ. На вставке: зависимости $\xi(\nu)$ для короткодействующего примесного потенциала, теоретический критический индекс длины локализации $\gamma \approx 2,3$ для $-|\nu - \nu_c| \leq 0$.

Полученные результаты свидетельствуют о возможности реализации скейлингового режима квантовых фазовых переходов плато-плато КЭХ в полупроводниковых двумерных структурах на основе теллурида ртути. Реальное скейлинговое поведение $\nu_0(T) \sim T^\kappa$ наблюдалось для перехода плато-плато $1 \rightarrow 2$ ($\nu_c = 1.5$) в широком интервале температур $T = 2.9 - 30$ К; в этом случае критический коэффициент $\kappa = 0.54 \pm 0.01$. Это значение находится в хорошем соответствии с другими экспериментальными данными для систем с крупномасштабным примесным потенциалом.

В четвертой главе представлены исследования квантового магнитотранспорта в двойных квантовых ямах HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой.

Приведены результаты для двух образцов из двух групп, отличающихся, в основном, концентрацией дырок p . Первый (образец 1) имеющий умеренную величину $p = 6.5 * 10^{15} \text{ м}^{-2}$ при $V_g = 0$ и другой (образец 2) с большим p вследствие большего количества вакансий Hg. Продольное и холловское магнитосопротивления (МС), $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$, были измерены одновременно с помощью техники реверсивного постоянного тока используя улучшенную версию оригинальной экспериментальной установки при постоянном токе $0.25 - 2$ мА в магнитных полях до 31 Тл и температуре 0.31 К при фиксированном V_g или при сканировании по V_g (рисунок 4).

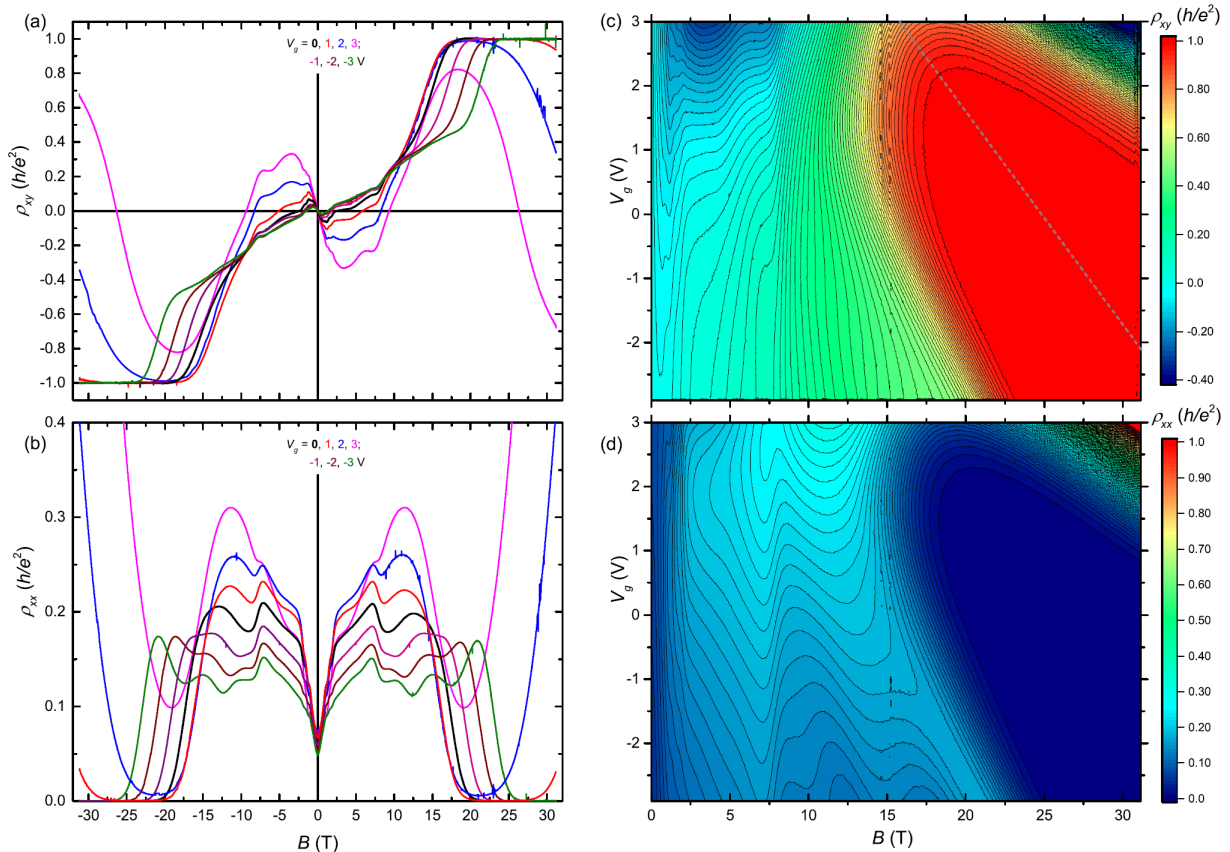


Рисунок 4 – (а), (с) Холловское $\rho_{xy}(B)$ и (b), (d) продольное $\rho_{xx}(B)$ магнитосопротивления ДКЯ образца 2. Рисунки (а) и (b) для серий фиксированных значений $V_g = -3 - +3$ В, а (с) и (d) получены непрерывным сканированием по V_g и B и представлены в виде цветовой карты. Наклонная пунктирная линия на (с) отмечает середину плато КЭХ $i = +1$, как линейный сдвиг поля B с изменением V_g .

Анализ данных по квантовому магнитотранспорту в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe/ HgTe свидетельствует о том, что исследуемая система является

полуметаллом с существенным перекрытием состояний валентной зоны (дырок) и состояний зоны проводимости (электронов), которое можно (до некоторой степени) регулировать с помощью приложенного к затвору напряжения V_g .

Расчёт положения уровня Ферми в простой модели пересечения вееров дырочных и электронных уровней Ландау позволяет качественно описать эволюцию наблюдаемой картины КЭХ в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe/ HgTe при изменении напряжения на затворе.

Для оценки параметров свободных носителей заряда в исследуемых структурах, сначала использовалась простая классическая модель для магнитотранспорта с двумя типами носителей. Классическое описание, выраженное в подгонке зависимостей $\rho_{xy}(B)$ и $\rho_{xx}(B)$ по формулам для двух типов носителей заряда, дало хорошее качественное соответствие с экспериментальной картиной в малых полях (до 2-3 Тл). Введение ещё одного типа носителей (тяжёлых электронов) позволило продлить качественное описание экспериментальных кривых до 10 Тл (рисунок 5).

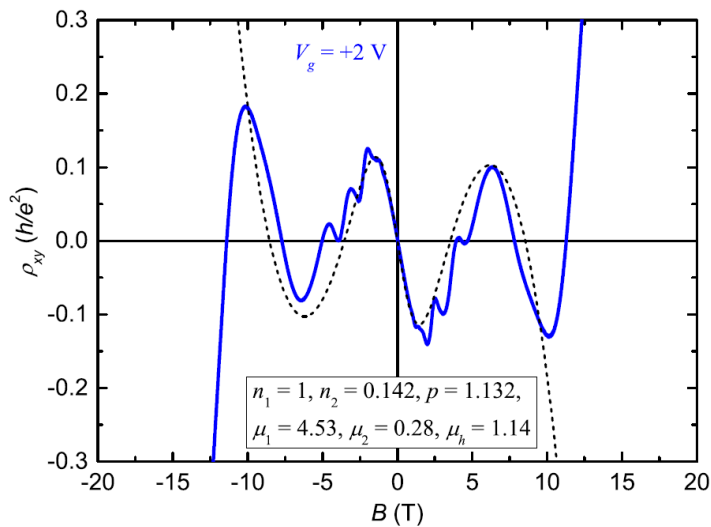


Рисунок 5 – Подгонка $\rho_{xy}(B)$ по трём типам носителей при $V_g = +2$ В. Указаны полученные концентрации электронов и дырок (в 10^{15} м^{-2}) и их подвижности (в $\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$).

Неопределённость получения параметров носителей свободного заряда из классического магнитотранспорта при $V_g \geq 0$ вынудила нас искать другие способы их определения.

Были извлечены осцилляции, по их второй производной $-d^2\rho_{xx}/dB^2(B)$, значительно усиливающей частые осцилляции в слабых полях. Осцилляции демонстрируют несколько периодов в обратном магнитном поле $-d^2\rho_{xx}/dB^2(1/B)$, что ожидается для нескольких заселённых подзон. Чтобы сделать анализ осуществимым, учитывая слабые изначальные амплитуды и ограниченное число осцилляций, проведены отдельные быстрые преобразования Фурье (БПФ) в областях высоких полей, где большая концентрация дырок проявляется в высоко-полевых осцилляциях при отрицательных V_g , и в низко-полевом окне, где осцилляции должны быть за счёт низкой концентрации электронов. Верхняя ось добавлена для концентрации электронов и дырок, связанной с частотой БПФ f при $n, p = 2fe/h$ для неразрешённых спиновых расщеплений.

Результаты всех оценок для всех типов носителей собраны на рисунке 6: для подгонки по двум типам носителей, дающей информацию о концентрациях электронов и дырок, а также их подвижностях при $V_g \leq 0$; для простой слабо-полевой классической линейной $\rho_{xy}(B)$, показывающей n при максимальных положительных V_g ; и Фурье

анализа осцилляций. Рассматривая результаты БФП для электронов и оценки для n по двум типам носителей, следует учитывать, что в последнем случае подгонка не учитывает возможность обмена электронами между двумя подзонами, если они имеют схожую подвижность, в то время как БФП чувствует разницу в их концентрациях. Т. о. сумма $n_1 + n_2$, найденная из БФП, должна сравниваться с n , найденным из подгонки по двум типам носителей. Как видно на рисунке 7, точки для $n_1 + n_2$ находятся в разумном соответствии с данными из подгонки по двум типам носителей и простым классическим линейным слабо-полевым $\rho_{xy}(B)$. Общее заключение об электронах таково, что n практически не зависит от V_g .

Имеются достоверные данные о p только для $V_g \leq 0$ из подгонки по двум типам носителей и из анализа БФП. Однако мы можем присовокупить одну дополнительную оценку для положительных V_g . Холловское МС $\rho_{xy}(B)$ в своей эволюции с увеличением V_g становится полностью отрицательным при $V_g = 3.5$ В (рисунок 4). Это должно произойти, когда n превысит p . Т. о. мы можем добавить сведения о точке зарядовой нейтральности (charge neutrality point, CNP) к функции $p(V_g)$: $p = n$ при $V_g = 3.5$ В. Пунктирная линия на рисунке 6 изображает такое оценочное продление $p(V_g)$ к положительным V_g . Общее заключение о поведении концентрации дырок: p явно уменьшается с V_g от $p \approx 9 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ при $V_g = -3$ В, стремясь к нулю при $V_g = +5$ В.

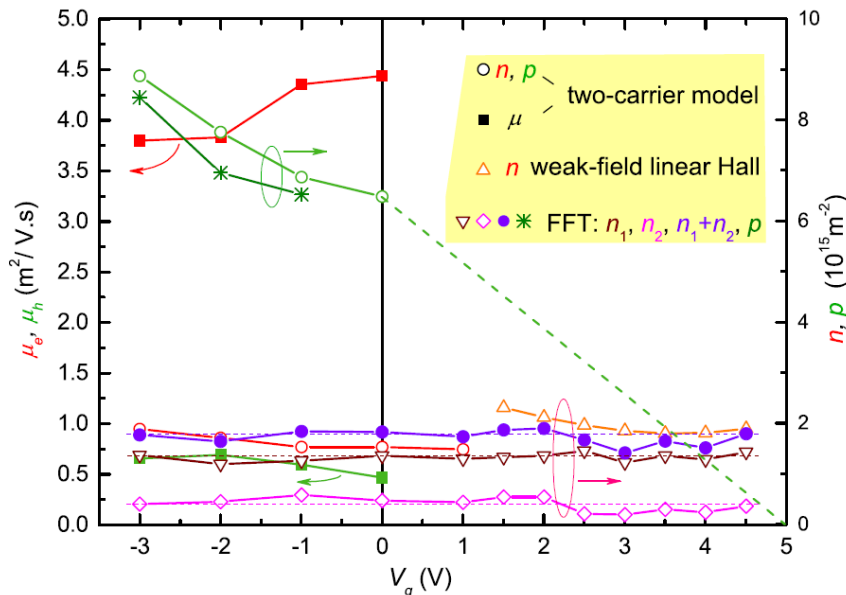


Рисунок 6 – Результаты для электронной (линии и символы красного цвета) и дырочной (зелёного цвета) концентраций (круги, треугольники, ромбы, звёздочки), а также подвижности (квадраты), найденные для образца 1 из подгонки по двум типам носителей (пустые круги для концентраций), из слабо-полевого линейного Холла (треугольники вершиной вверх) и БФП (треугольники вершиной вниз и ромбы для двух компонент электронов и закрашенные круги для их суммы, звёздочки для дырок).

Важным моментом является то, что в исследуемой системе удалось достигнуть сбалансированного состояния с равными концентрациями электронов и дырок (точка зарядовой нейтральности, CNP), что является примечательным свойством исследуемой системы с перекрывающимися s - и ν -зонами, поскольку до сих пор такое состояние не было достигнуто в системе InAs/GaSb.

В пятой главе на основе расчетной картины магнитных уровней в двойной квантовой яме (ДКЯ) интерпретируется наблюдаемое возвратное знакопеременное

холловское сопротивление $\rho_{xy}(B)$ между электронной и дырочной проводимостью и его нулевое сопротивление в квантовом холловском диапазоне полей.

Энергетическая картина ДКЯ получена наложением, с последующим смещением друг относительно друга, энергетических спектров одиночной КЯ (рисунок 7). На ней наглядно продемонстрирована разница в плотностях дырочных и электронных состояний, что и выражается в постоянстве концентрации электронов и резком падении (до нуля при $V_g = +5$ В) концентрации дырок при изменении V_g .

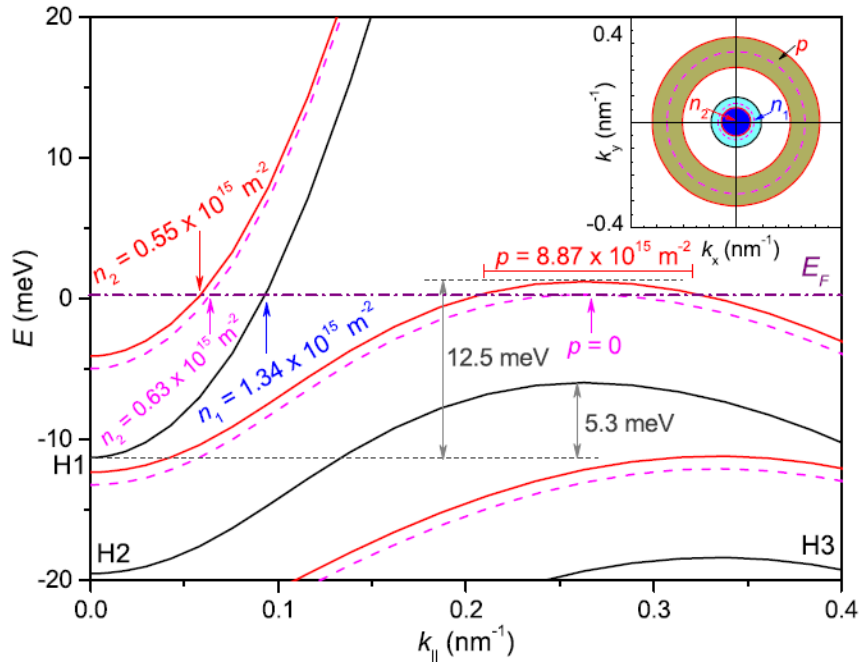


Рисунок 7 – Зонная структура ДКЯ, полученная наложением двух одинаковых картин для одиночной КЯ со сдвигом по энергии верхнего слоя (верхние красные кривые) относительно нижнего (чёрные нижние кривые). Сплошные красные линии для $V_g = -3$ В, розовые пунктирные линии для положения, когда $p = 0$ (ожидается при $V_g = +5$ В). Вставка: соответствующие контуры уровня Ферми в плоскости (k_x, k_y) (для усреднённой энергии в валентной зоне в пренебрежении гофрировкой подзоны Г8).

Из анализа данных для концентраций свободных носителей заряда в подзонах определено значение энергетического сдвига между слоями (7.2 мэВ при $V_g = 0$). Этот сдвиг приводит к увеличению перекрытию между зоной проводимости и валентной зоной от 6.5 мэВ в одном слое до 13.7 мэВ между слоями за счёт включения межслойного перекрытия.

Структура магнитных уровней для ДКЯ получается аналогично тому, как это было сделано для получения энергетического спектра на рисунке 8: веер уровней, рассчитанный для одиночной КЯ, накладывается на такой же веер со сдвигом по энергии на уже известное значение 7.2 МэВ. Была использована полученную диаграмму уровней ДКЯ для интерпретации наблюдаемых особенностей в интервале сильных полей, где реализуется режим КЭХ. Результаты расчётов представлены на рисунке 8 для различных концентраций свободных зарядов ($p - n$), соответствующих экспериментальным значениям V_g , и в сравнении с измеренным $\rho_{xy}(B)$.

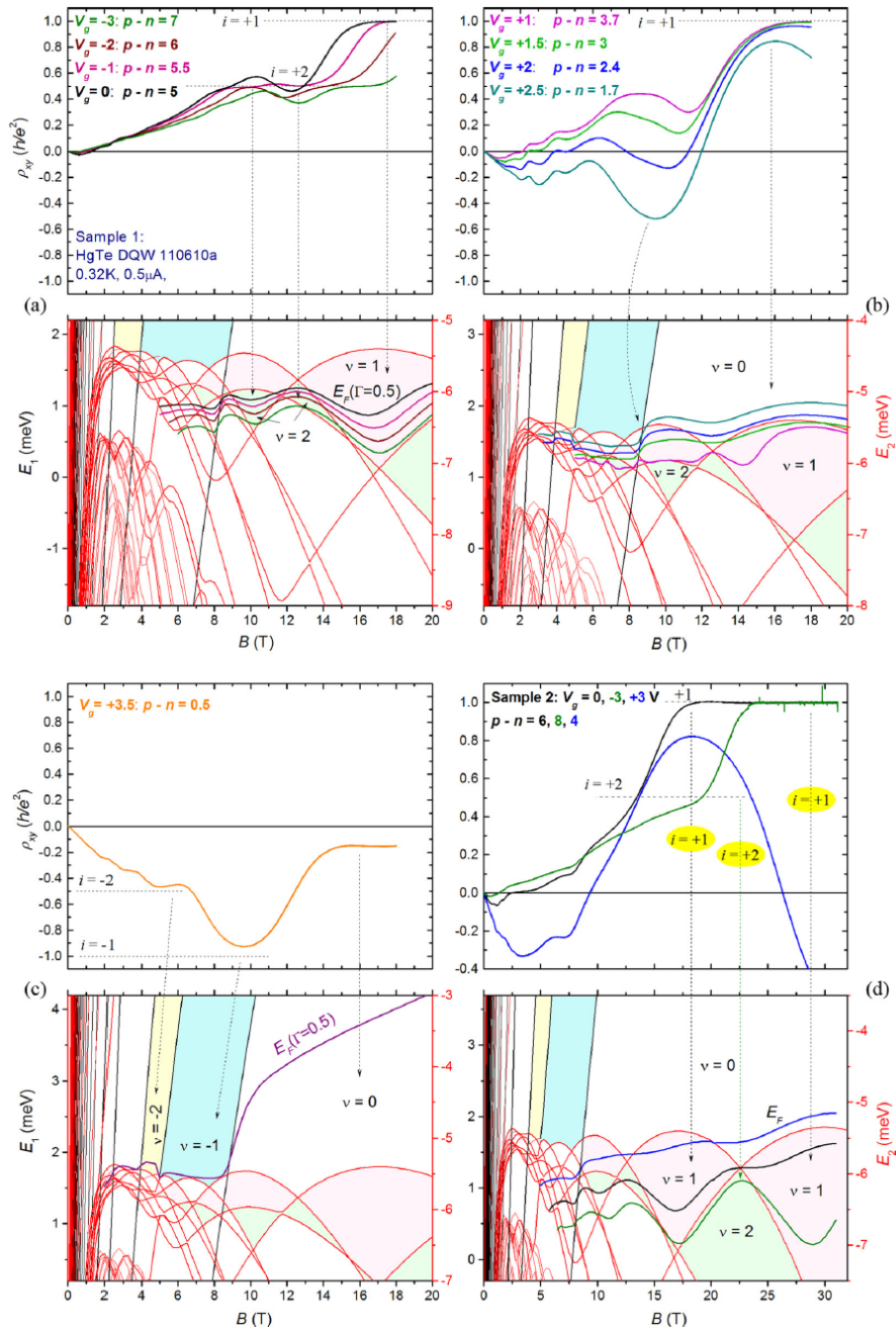


Рисунок 8 – Особенности КЭХ на $\rho_{xy}(B)$ образца 1 (a) - (c) и образца 2 (d) интерпретируются на основе вычисленных магнитных уровней ДКЯ и полученных концентраций свободных зарядов. Красные (чёрные) магнитные уровни – для верхнего (нижнего) слоя, как на рисунке 7. (a) для $V_g \leq 0$; (b) для $V_g > 0$ в серии множественных инверсий; (c) в окрестности точки зарядовой нейтральности. Щели для факторов заполнения окрашены в соответствующие цвета.

Построенная картина уровней Ландау, с рассчитанным уровнем Ферми, позволяет описать эволюцию экспериментальных зависимостей $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ в квантующих магнитных полях при изменении V_g . Прохождение уровня Ферми через сложную картину уровней валентной зоны и зоны проводимости определяет наблюдаемый экспериментально магнитотранспорт в режиме квантового эффекта Холла.

В шестой главе представлены результаты изучения особенностей квантового магнитотранспорта в двойной квантовой яме p -HgTe/CdHgTe со слоями HgTe критической толщины $d \approx d_c = 6.3\text{--}6.5$ нм, т.е. когда в таком одиночном слое формируется энергетический спектр Дирака.

В данной ДКЯ мы обнаружили, вероятно, самые необычные особенности квантового магнитотранспорта.

Параметры ДКЯ были выбраны для воспроизведения так называемой фазы «двухслойного графена» (ДГ). Зонный спектр каждой из двух квантовых ям HgTe/CdHgTe, взятых отдельно, представляет собой конус Дирака, поскольку номинальная толщина квантовых ям соответствует критической толщиной d_c , при которой исчезает щель.

Полученная картина КЭХ представлена на рисунке 9. В полях менее примерно 1.4 Т наблюдается традиционная картина КЭХ, в которой сами плато и переходные области между ними на зависимости $\rho_{xy}(B)$ центрованы относительно наклонной прямой, экстраполированной из классического холловского МС в области слабых полей. В этой части $\rho_{xy}(B)$ соответствует концентрации двумерного дырочного газа $p_s = 0.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$. Однако дальнейший ход $\rho_{xy}(B)$ с ростом поля нетрадиционен: начинающийся переход плато–плато 2–1 возвращается назад на плато $i = 2$, которое растягивается в неожиданно широкий интервал полей. Таким образом на месте ожидаемого перехода плато–плато 2–1 формируется пик холловского МС неизвестной природы. Далее плато $i = 2$ все же переходит в устойчивое плато $i = 1$, однако положение этого перехода существенно сдвинуто в большие поля от экстраполированного из слабых полей хода классического МС $\rho_{xy}(B)$. Концентрация дырок, рассчитанная по положению перехода 2–1 (т.е. для $i = 1.5$): $p_s = 1.66 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$.

Обнаруженный аномальный пик $\rho_{xy}(B)$ отображается и в продольном МС в виде аналогичного пика $\rho_{xx}(B)$ в том же поле. Также в $\rho_{xx}(B)$ имеется пик, отвечающий стабильному переходу плато–плато 2–1 в сильном поле, который находится, как и положено, против середины этого перехода в $\rho_{xy}(B)$. Картина $\rho_{xy}(B)$ при противоположной полярности поля в высокой степени антисимметрична, а $\rho_{xx}(B)$ симметрична, что исключает связь природы аномального пика с перемешиванием двух компонент МС или присутствием макронеоднородностей.

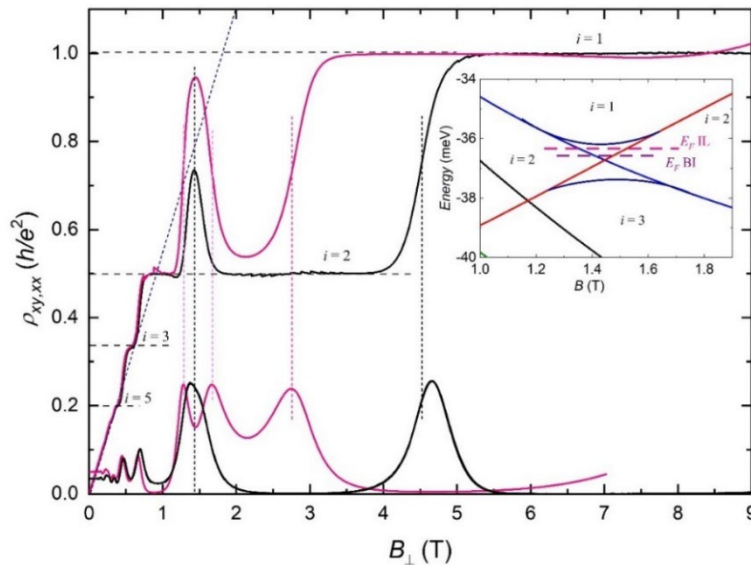


Рисунок 9 – Холловское МС в сопоставлении с продольным в охлажденном в темноте образце (VI) в перпендикулярном и наклонных полях от функции перпендикулярной компоненты поля. То же после освещения образца (IL, розовые

кривые: большой пик ρ_{xy} с существенно смещенным в слабые поля стабильным переходом 2–1 и ρ_{xx} с инвертированной вершиной аномального пика). На вставке: фрагмент картины уровней в месте прохождения E_F через перешеек между двумя секторами щели $i = 2$. Представлено два положения E_F : до подсветки (VI, ниже) и после (II) относительно точки пересечения уровней в перпендикулярном поле.

Также было рассмотрено влияние затворного напряжения на экспериментальную картину.

Удельное сопротивление образца как функция напряжения на затворе проходит через максимум около $V_g = 3$ В, что указывает на точку зарядовой нейтральности (CNP). Одновременно холловское сопротивление меняет знак, указывая на переход к n -типу проводимости при высоких значениях V_g .

Рисунок 10(б) показывает, что в больших магнитных полях поведение ρ_{yx} становится необычным. Для напряжений затвора $V_g \leq 0.5$ В, плато $i = 1$ сжимается, располагаясь вокруг $B \cong 1.8$ –2 Тл, и с дальнейшим ростом поля ρ_{yx} возвращается на плато КЭХ $i = 2$. Впоследствии в более высоких магнитных полях $B \cong 3$ –6 Тл, ρ_{yx} снова увеличивается, и снова появляется плато $i = 1$. При еще более высоких полях ρ_{yx} и ρ_{xx} увеличиваются и расходятся. Предполагая, что магнитное поле, при котором происходит второй переход плато-плато (PPT) $i = 2 \rightarrow 1$, соответствует фактору заполнения $i = 1.5$, это дает плотность дырок $p_s = 1.66 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ при $V_g = 0$, примерно в четыре раза больше, чем получено в слабом B . Реакция значения p_s , найденного таким образом, на приложенный V_g составляет $dp_s/dV_g = (0.52 \pm 0.05) \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}/\text{В}$, что близко к рассчитанному геометрически значению и в 14 раз больше, чем в режиме слабого поля.

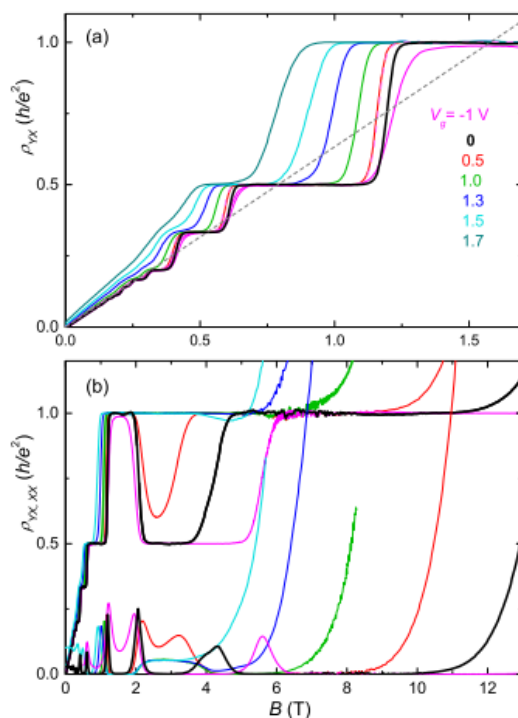


Рисунок 10 – (а) Поперечное магнитосопротивление $\rho_{yx}(B)$ при $T = 260$ мК, для $B = 0$ –1.7 Тл и V_g от -1 В до 1,7 В; (б) поперечное и продольное магнитосопротивления $\rho_{yx}(B)$ и $\rho_{xx}(B)$ в расширенном диапазоне магнитных полей, $B = 0$ –13 Тл, для той же температуры и напряжения затвора V_g , как в (а).

Чтобы объяснить наблюдаемые особенности магнитосопротивления, использовались зонные спектры и соответствующие им картины уровней Ландау,

рассчитанные с помощью 8-зонного kr гамильтониана (расчеты выполнялись С.С. Криштопенко).

Примечательной особенностью картины уровней валентной подзоны здесь является скопление большого количества уровней в интервале энергий вблизи бокового максимума. На рисунке 11б представлены только уровни с $n \leq 3$, тогда как на самом деле имеется бесконечное число уровней, и все они выходят на энергию бокового экстремума. Поэтому уровни плотно заполняют всю область энергии ниже бокового максимума, начиная с нулевого поля, формируя высокую плотность состояний в окрестностях энергии этого максимума.

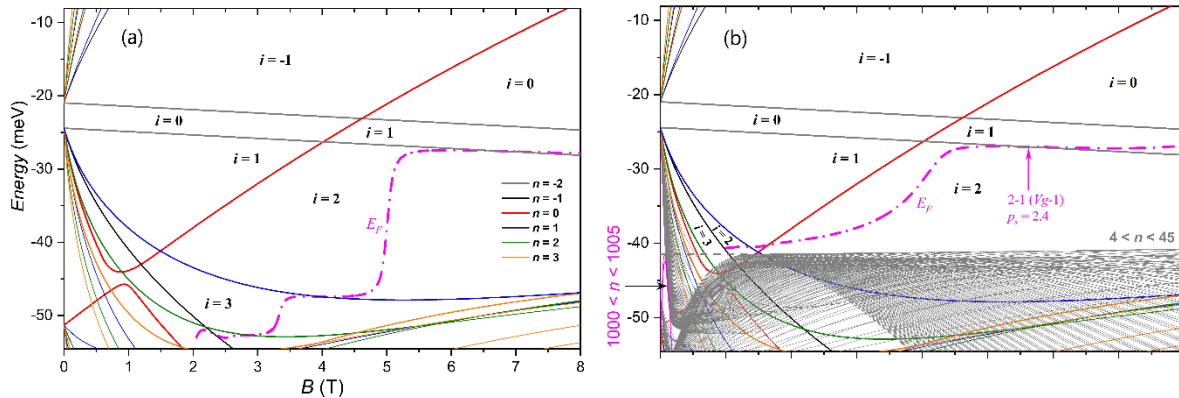


Рисунок 11 – Энергетический спектр исследуемой ДКЯ в случае асимметрии профиля потенциала (а) и соответствующая ему картина магнитных уровней (б) с номерами от $n = -2$ до $n = 3$ (различаются цветом).

Из квазиклассического подхода следует, что УЛ с разными n достигают фиксированной энергии при полях $B_n \propto 1/n$. Таким образом, кривые $E_n(B)$ сжимаются вдоль оси B с увеличением n . Это также соответствует энергии БМ, и максимумы этих УЛ следуют по линии постоянной энергии до $B = 0$ при $n \rightarrow \infty$. Это означает, что бесконечный массив УЛ заполняет плотной сеткой весь диапазон слабых полей ниже энергии БМ до $B \rightarrow 0$ при $n \rightarrow \infty$, образуя что-то вроде полосы УЛ (учитывая, что отдельные УЛ практически не разрешаются в такой плотной сетке). Это подтверждается численными расчетами фрагмента для $n = 1000-1005$, представленными на рисунке 12(б).

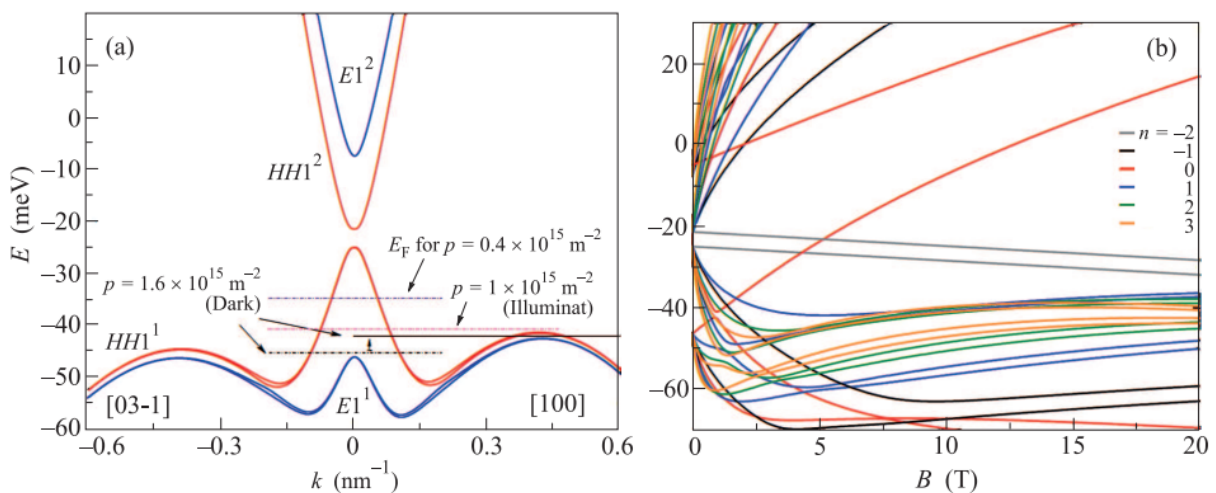


Рисунок 12 – (а) Верная диаграмма УЛ ДКЯ с асимметричным профилем потенциала из-за перпендикулярного электрического поля (как найдено

экспериментально при нулевом и отрицательном V_g). Каждая область, ограниченная УЛ, помечена индексом i , определяющим ожидаемую квантованную поперечную проводимость $\sigma_{xy} = ie^2/h$ (i отрицательно для электронов). Энергия Ферми $E_F(B)$, рассчитанная для $p_s = 2.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ (экспериментально найденная для $V_g = -1 \text{ В}$), обозначена пурпурным пунктиром. (b) То же, что и (a), но с учетом большего количества УЛ.

Для объяснения наблюдаемых особенностей КЭХ были рассчитаны траектории, по которым уровень Ферми движется с полем между УЛ: $E_F(B)$. Это было сделано для конечных DOS в УЛ (использовалась лоренцева функция с фиксированной полушириной 0.5 мэВ) для набора постоянных значений полной концентрации носителей в образце с учетом дырочного или электронного типа носителей в УЛ. В расчетах предполагалось, что дырочные (электронные) УЛ — это те, которые движутся вниз (вверх) по энергии с увеличением поля независимо от того, из какой подзоны они вышли.

При рассмотрении конечной плотности состояний в УЛ, можно правильно оценить роль БМ в квантовом магнитотранспорте. Мы полагаем, что наблюдаемое необычное экспериментальное поведение может быть объяснено свойствами энергетического спектра ДКЯ, в первую очередь, стабилизирующим влиянием БМ на $E_F(B)$, из-за высокой DOS в нем. Чтобы убедиться в этом, в расчеты необходимо включить достаточно большое количество УЛ ($n \leq 45$ в нашем случае), чтобы воспроизвести плотную сетку УЛ ниже энергии БМ и, следовательно, связанную с этим высокую плотность состояний.

Когда $E_F(B)$ имеет тенденцию к понижению энергии, переходя с уменьшением поля к УЛ с большими номерами, он попадает в окрестности БМ и, в результате очень высокой локальной плотности состояний здесь, понижение $E_F(B)$ замедляется, и он даже останавливается, увязая в хвостах УЛ этой плотной сетки. Можно сказать, что $E_F(B)$ стабилизируется вблизи энергии БМ в области слабых полей. Такое поведение можно сравнить с моделью «резервуара» для КЭХ, в которой резервуар поглощает часть носителей, исключая их из квантового магнитотранспорта. Однако, в отличие от предыдущих работ, этот «резервуар» в нашем случае не связан с окружением квазидвумерной структуры и не связан с некоторой неоднородностью слоя. Вместо этого резервуар создается этим максимумом, который является неотъемлемой характеристикой проводящего слоя.

Более подробно эволюция экспериментальной картины с V_g показана на цветной карте на рисунке 13(a), где она сравнивается с рассчитанной картиной УЛ для несимметричной ДКЯ с наложенными траекториями $E_F(B)$ для набора значений V_g ниже 1.3 В. Стабилизирующее влияние БМ на $E_F(B)$ выражается на карте в вертикальных границах полосы $i = 1$ в диапазоне $B = 1\text{--}2 \text{ Тл}$ и $V_g < 1 \text{ В}$. Только при самых низких значениях $V_g = -2,5 \text{ В}$ эта вертикальная полоса сужается, отражая подход $E_F(B)$ к нижней вершине треугольной щели $i = 1$.

Левая граница этой вертикальной полосы начинает двигаться к слабым полям для $V_g > 1 \text{ В}$, указывая на то, что для этих достаточно низких концентраций p_s , уровень Ферми начинает двигаться вверх, выходя из области высокой плотности состояний рядом с БМ.

Возвратное поведение КЭХ исчезает, когда при $V_g > 0,5 \text{ В}$, траектории $E_F(B)$ больше не заходят в щель $i = 2$: рисунок 13(b).

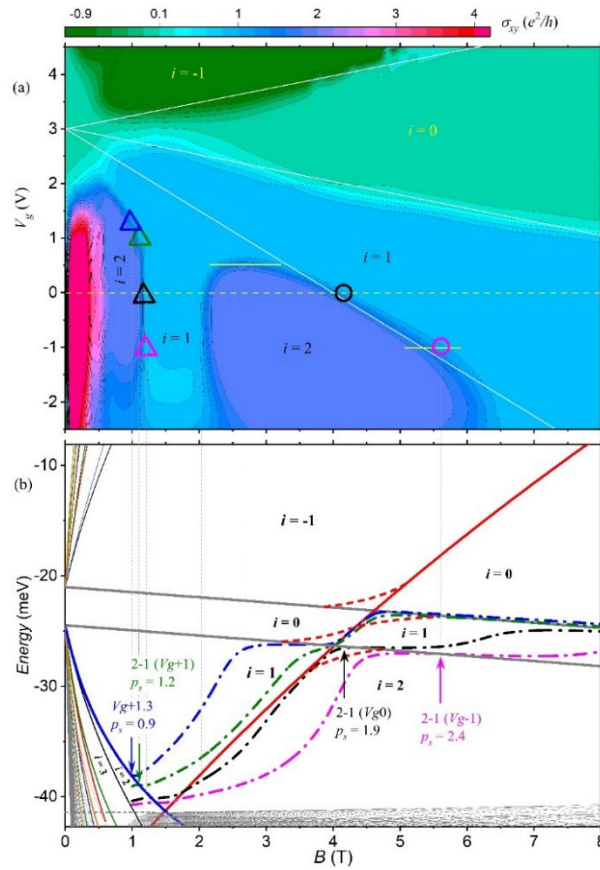


Рисунок 13 – Цветная карта холловской проводимости $\sigma_{xy}(B, V_g)$ при $T = 260$ мК. Белые линии показывают ожидаемые переходы плато-плато. Треугольники и круги — это положения первого и второго перехода $i = 2 \rightarrow 1$ соответственно, как следует из (б). (б) Верная диаграмма УЛ, полученная для асимметричной ДКЯ (рисунок 11). Уровни Ферми $E_F(B)$ для концентраций носителей $p_s = 2.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ($V_g = -1$ В), $1.9 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ($V_g = 0$), $0.9 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ (1 В) и $0.5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ($V_g = 1.3$ В) показаны в виде штрихпунктирных цветных линий. Пунктирные красные линии — иллюстрации возможных антикроссингов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные экспериментальные результаты и их дальнейший анализ позволяют сделать следующие выводы:

1. В одиночной КЯ HgTe с инвертированным зонным спектром в режиме КЭХ в широком интервале температур, (2.9 -30) К , обнаружена степенная температурная зависимость ширины пиков МС (перехода плато-плато КЭХ) в области квантовых фазовых переходов плато-плато КЭХ, что соответствует представлениям гипотезы двухпараметрического скейлинга для неупорядоченных 2D – систем в квантующем магнитном поле. Найденное значение критического индекса, $\kappa = 0.54$, свидетельствует о крупномасштабном характере хаотического примесного потенциала в исследованном образце.

2. Анализ данных по квантовому магнитотранспорту в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe/ HgTe с шириной слоёв по 20 нм (ДКЯ-1) свидетельствует о том, что исследуемая система является полуметаллом с существенным перекрытием состояний валентной зоны (дырок) и состояний зоны проводимости (электронов), которое можно регулировать с помощью напряжения V_g , приложенного к затвору образца.

3. Получена зависимость концентрации как электронов, так и дырок от V_g . Показано, что разница зависимости концентраций дырок и электронов от величины напряжения на затворе обусловлена стабилизацией уровня Ферми в боковом экстремуме валентной зоны верхнего слоя HgTe.

4. Установлено, что наблюдение возвратного квантового эффекта Холла в двойной квантовой яме HgTe / CdHgTe р-типа проводимости с шириной слоев HgTe \sim 6.5 нм (ДКЯ-2) обусловлено необычным видом энергетического спектра ДКЯ и установлена связь полученных экспериментальных результатов с конкретными особенностями в картине уровней Ландау.

5. Обнаружено, что общий ход зависимостей $\rho_{xy}(B)$ и $\rho_{xx}(B)$ в ДКЯ-2 можно описать в рамках модели двух типов носителей: высокоподвижных дырок максимума в центре зоны Бриллюэна (в точке Γ) и тяжелых дырок бокового максимума валентной зоны, с учетом стабилизирующего влияния состояний бокового экстремума с большой плотностью состояний на положение уровня Ферми в энергетическом спектре.

6. Проведенный анализ энергетического спектра показал, что причиной возвратного КЭХ является следующий набор факторов:

- боковой максимум в валентной зоне на фоне веерной диаграммы УЛ, сформированной из состояний центрального максимума, и достижимая близость к нему E_F в образцах р-типа;
- существование двух верхних дырочных УЛ с нулевой модой ($n = -2$), расположенных выше по энергии по сравнению с другими дырочными УЛ;
- электроноподобный УЛ с нулевой модой ($n = 0$), наложенный на УЛ центрального максимума второй подзоны.

Рекомендации и перспективы дальнейшей разработки темы

Как следует из проведенных экспериментов с ДКЯ HgTe/CdHgTe и расчетов, данный объект демонстрирует большое разнообразие особенностей квантового магнитотранспорта при высокой чувствительности к геометрии структуры, концентрации дефектов, легированию, встроенным электрическим полям и всевозможным внешним воздействиям. Все это весьма информативно как для фундаментальной физики, так и для практического применения.

В будущем планируется разработка следующих направлений:

1. Продолжение исследования квантового магнитотранспорта в серии ДКЯ HgTe/CdHgTe со слоями HgTe вблизи критической толщины 6.3 нм в большую и меньшую сторону. Это позволит проследить динамику обнаруженных закономерностей, что даст дополнительную информацию об их природе.

2. Исследования в магнитном поле, параллельном слоям ДКЯ, а также в наклонных полях. Это позволит получить новую информацию о геометрии структур и особенностях их зонного спектра.

3. До сих пор все измерения на ДКЯ HgTe/CdHgTe были выполнены при p -типе их проводимости, то есть исследовалась их валентная зона. Поэтому ведутся переговоры с технологами о возможности легирования структур донорами для получения n -типа проводимости. В таком случае можно будет проводить исследования эффектов в зоне проводимости. Она проще, но по сравнению с традиционными полупроводниковыми системами, здесь будут существенно больше спиновые расщепления, что актуально как для фундаментальной физики, так и для современной спинтроники.

СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ АВТОРОМ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

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

1. Temperature scaling in the quantum-Hall-effect regime in a HgTe quantum well with an inverted energy spectrum / Yu. G. Arapov, S. V. Gudina, V. N. Neverov, S. M. Podgornykh, **M. R. Popov**, G. I. Harus, N. G. Shelushinina, M. V. Yakunin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky // *Semiconductors*. — 2015. — V. 49, № 12 — P. 1545—1549; 0,31 п.л. / 0,05 п.л. (Scopus, WOS).
2. HgTe/CdHgTe double quantum well with a spectrum of bilayer graphene and peculiarities of its magnetotransport / M. V. Yakunin, S. S. Krishtopenko, S. M. Podgornykh, **M. R. Popov**, V. N. Neverov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky // *JETP Letters*. — 2016. — V. 104, № 6 — P. 403—410; 0,5 п.л. / 0,07 п.л. (Scopus, WOS).
3. Magnetotransport in double quantum well with inverted energy spectrum: HgTe/CdHgTe / Yakunin M.V., Suslov A.V., **Popov M.R.**, Novik E.G., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N. // *Physical Review B*. — 2016. — V. 93, № 8 — 85308; 0,88 п.л. / 0,15 п.л. (Scopus, WOS).
4. On the Thermal Activation of Conductivity Electrons in a p-Type HgTe/CdHgTe Double Quantum Well with HgTe Layers of Critical Width / S. M. Podgornykh, M. V. Yakunin, S. S. Krishtopenko, **M. R. Popov**, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky // *Semiconductors*. — 2019. — V. 53, № 7 — P. 919—922; 0,25 п.л. / 0,04 п.л. (Scopus, WOS).
5. Unconventional reentrant quantum Hall effect in a HgTe/CdHgTe double quantum well / M. V. Yakunin, S. S. Krishtopenko, W. Desrat, S. M. Podgornykh, **M. R. Popov**, V. N. Neverov, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, F. Teppe, B. Jouault // *Physical Review B*. — 2020. — V. 102, № 16 — 165305; 0,63 п.л. / 0,08 п.л. (Scopus, WOS).
6. Features of Magnetotransport in a HgTe/CdHgTe Double Quantum Well with an Intermediate Degree of Band Inversion / M. V. Yakunin, V. Ya. Aleshkin, S. M. Podgornykh, V. N. Neverov, **M. R. Popov**, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky // *JETP Letters*. — 2022. — V. 116(6). — P. 385—393; 0,56 п.л. / 0,07 п.л. (Scopus, WOS).

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гельмонт Б. Л. Электронный энергетический спектр бесщелевых полупроводников / Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Цидильковский И. М. // Успехи физических наук. – 1976. – Т. 120. – №. 11. – С. 337-362.
2. Алексеев В. А. Фазовые переходы металл—диэлектрик (по материалам I Всесоюзной конференции по фазовым переходам металл—диэлектрик, Москва, июнь 1972 г.) / Алексеев В. А. и др. // Успехи физических наук. – 1974. – Т. 112. – №. 1. – С. 173-179.
3. Olshanetsky E. B. Quantum Hall liquid-insulator and plateau-to-plateau transitions in a high mobility 2D electron gas in an HgTe quantum well / Olshanetsky E. B. et al. // JETP letters. – 2007. – Т. 84. – С. 565-569.
4. König M. Quantum Spin Hall Insulator State in HgTe Quantum Wells / M. König, S. Wiedmann, C. Brüne [et al.] // Science. – 2007. – Vol. 318. – P. 766.
5. Pressure- and temperature-driven phase transitions in HgTe quantum wells / S. S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D. B. But [et al.] // Physical Review B. – 2016. – Vol. 94. – № 24. – P. 245402.
6. The Quantum Spin Hall Effect: Theory and Experiment / M. König, H. Buhmann, L. W. Molenkamp [et al.] // Journal of the Physical Society of Japan. – 2008. – Vol. 77. – № 3. – P. 31007.
7. Tsidilkovski I.M. Electron spectrum of gapless semiconductors / I.M. Tsidilkovski. – Springer, 1997. – 249 p.
8. Bernevig B. A. Quantum Spin Hall Effect and Topological Phase Transition in HgTe Quantum Wells / B. A. Bernevig, T. L. Hughes // Science. – 2006.
9. Single valley Dirac fermions in zero-gap HgTe quantum wells / B. Büttner, C. X. Liu, G. Tkachov [et al.] // Nature Physics. – 2011. – Vol. 7. – № 5. – P. 418-422.
10. Neto A. H. C. The electronic properties of graphene / Neto A. H. C. et al. // Reviews of modern physics. – 2009. – Т. 81. – №. 1. – С. 109.
11. Katsnelson M. I. Graphene: Carbon in Two Dimensions, Cambridge Univ. – 2012.
12. Hasan M. Z. Colloquium: Topological insulators / M. Z. Hasan, C. L. Kane // Rev. Mod. Phys. – 2010. – Vol. 82. – P. 3045.
13. Qi X.-L. Topological insulators and superconductors / Qi X.-L., Zhang S.-C. // Rev. Mod. Phys. – 2011. – Vol. 83. – P. 1057.
14. Ando Y. Topological insulator materials // Journal of the Physical Society of Japan. – 2013. – Т. 82. – №. 10. – С. 102001.
15. Kvon Z. D. Two-dimensional electron-hole system in a HgTe-based quantum well / Kvon Z. D. et al. // JETP Letters. – 2008. – Т. 87. – С. 502-505.
16. Two-dimensional electron-hole system in HgTe-based quantum wells with surface orientation (112) / Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, E. G. Novik [et al.] // Physical Review B. – 2011. – Vol. 83. – № 19. – P. 193304.
17. Quantum Hall Effect near the Charge Neutrality Point in a Two-Dimensional Electron-Hole System / G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon [et al.] // Physical Review Letters. – 2010. – Vol. 104. – № 16. – P. 166401.
18. Murphy S. Q. Many-body integer quantum Hall effect: evidence for new phase transitions / Murphy S. Q. et al. // Physical review letters. – 1994. – Т. 72. – №. 5. – С. 728.