

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический
институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Прудкогляд Валерий Андреевич

**Свойства электронного транспорта в топологических
материалах на основе HgTe и Bi₂Se₃**

1.3.8 – Физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

доктор физико-математических наук,

член-корреспондент РАН

Пудалов Владимир Моисеевич

Москва – 2021

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Обзор современного состояния области исследования.	13
1.1. HgTe/CdTe	13
1.2. Bi ₂ Se ₃ /Bi ₂ Te ₃	25
Глава 2. Методика измерений.	34
2.1. Образцы.	34
2.2. Техника высоких давлений.	36
2.3. Техника низких температур.	39
2.4. Техника магнитотранспортных измерений.	41
Глава 3. Переход полуметалл-изолятор в 20нм КЯ HgTe под давлением.	42
3.1. Введение.	42
3.2. Результаты.	46
3.3. Выводы.	51
Глава 4. Транспорт в КЯ HgTe в широком диапазоне давлений.	52
4.1. Введение.	52
4.2. Результаты.	53
4.3. Выводы.	71
Глава 5. Квантовый транспорт в эпитаксиальных пленках Bi₂Se₃.	74
5.1. Введение.	74
5.2. Результаты.	75
5.3. Выводы.	88
Заключение	89

Публикации по теме диссертации	93
Список использованных источников	95
Список иллюстративного материала	110
Список таблиц	117

Введение

Актуальность темы исследования. Проявления релятивистских эффектов в электронных свойствах кристаллических материалов привлекают внимание исследователей начиная еще с середины XX века. Особенно значимым влияние этих эффектов оказывается в узкозонных и бесщелевых полупроводниках. Релятивистские поправки к атомным потенциалам и, в особенности, поправка, связанная со спин-орбитальным взаимодействием, приводят к тому, что в некоторых бесщелевых полупроводниках порядок следования энергетических зон, классифицированных по симметрии электронных состояний, становится инвертированным по отношению к “обычным” полупроводникам. Также в таких материалах значительное влияние на спектр, транспортные и оптические свойства начинают оказывать эффекты электрон-электронного взаимодействия вблизи точки касания валентной зоны и зоны проводимости. Изначально наибольшее внимание привлекли к себе такие материалы как HgTe и HgSe. В серии пионерских работ [1–3] было также показано, что на интерфейсе между материалами с инвертированным и прямым порядком следования энергетических зон должны наблюдаться бесщелевые проводящие состояния, существование которых нечувствительно к деталям устройства поверхности раздела. В частности, существование интерфейсных состояний с дираковским спектром было установлено для материалов $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{Se})$ и $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Фундаментальное значение этих работ, однако, было осознано исследователями значительно позже в связи с более глубоким пониманием роли топологии электронного спектра в материалах с инвертированным спектром, а также с внедрением в физику конденсированного состояния математических методов топологии.

Описание некоторых аспектов физики конденсированных сред на языке топологии началось с работ Костерлица, Таулеса и др. [4, 5]. Топологический подход оказался весьма продуктивным при описанию физики целочисленного квантового эффекта Холла. В середине 2000-х годов в ряде теоретических работ

на основе топологических аргументов была предсказана возможность реализации топологически защищенных бесщелевых проводящих состояний с дираковским спектром. При этом было выделено несколько классов топологических систем, часть из которых являются двумерными с одномерными краевыми состояниями, а часть – трехмерными с двумерными поверхностными проводящими состояниями. Для этих состояний был предсказан квантовый спиновый эффект Холла. Первое экспериментальное подтверждение теоретических предсказаний было получено в работе [6], где исследовался транспорт в квантовых ямах (КЯ) HgTe. Впоследствии наличие краевого транспорта в КЯ HgTe было подтверждено и в других работах [7–10]. Также была подтверждена нетривиальная спиновая структура краевых состояний [11–13]. Следует отметить, что данные исследования стали возможны благодаря существенному прогрессу в технологии создания эпитаксиальных структур с квантовыми ямами HgTe, обусловленному их важными практическими применениями в качестве детекторов излучения инфракрасного диапазона. Так как CdTe имеет прямую (т.е. не инвертированную) зонную структуру, то спектром интерфейсных состояний в системе HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te можно эффективно управлять за счет изменения содержания кадмия и толщины слоев сверхрешетки. В частности, при ширине щели меньше некоторой критической ширины порядок следования энергетических зон в квантовой яме является нормальным. При ширине равной критической происходит касание дна зоны проводимости и потолка валентной зоны с образованием вблизи уровня Ферми состояний с Дираковским спектром. При ширине больше критической происходит инверсия зон, а при дальнейшем увеличении ширины возникает не прямое перекрытие валентной зоны и зоны проводимости с образованием полуметаллического состояния.

Двумерное полуметаллическое состояние в широких квантовых ямах HgTe также обладает рядом уникальных особенностей. Так, двумерный полуметалл в КЯ HgTe является одним из немногих примеров двумерной электрон-дырочной системы, в которой оба типа носителей заряда не разделены пространственно и,

в то же время, вносят существенный вклад в транспортные свойства. Благодаря этому появляются новые возможности изучения эффектов электрон-дырочного взаимодействия в двумерных системах. Кроме того, открытие двумерного полуметалла в КЯ HgTe открывает путь для экспериментального изучения некоторых нерешенных классических вопросов физики конденсированного состояния. Одним из таких вопросов является возможность реализации состояния экситонного изолятора (ЭИ), впервые предсказанного Н. Моттом в 1949 году [14–16]. Тогда было показано, что при определенных условиях полупроводник с малой шириной запрещенной зоны или полуметалл с равным количеством электронов и дырок неустойчивы по отношению к спонтанному формированию электрон-дырочных пар. При таком спаривании система приобретает спектр, сходный со спектром сверхпроводника с характерной энергетической щелью, величина которой при нулевой температуре определяется энергией связи пар.

Одной из особенностей квантовых ям HgTe является то, что их электронный спектр существенно зависит от присутствующих в слоях гетероструктур HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te механических напряжений. Они возникают из-за разности постоянных решетки HgTe и CdTe. Это обстоятельство позволяет эффективно управлять параметрами спектра системы в том числе при помощи приложения внешнего давления. Такая возможность особенно интересна применительно к гетероструктурам с “пограничными” параметрами, соответствующими исчезновению щели в спектре.

Вслед за обнаружением спинового квантового эффекта Холла в двумерных квантовых ямах HgTe начали предприниматься попытки реализации трехмерных топологических изоляторов. В число материалов-кандидатов вошли, в частности, такие соединения как Bi₂Se₃, Bi₂Te₃, Sb₂Te₃. Интерес к изучению электрических свойств соединений висмута также изначально был связан с их потенциальным практическим применением, так как эти материалы обладают сильными термоэлектрическими свойствами. Первые доказательства существования дираковских поверхностных состояний в данных материалах были полу-

чены методом фотоэмиссионной электронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES), а чуть позднее и методом сканирующей туннельной микроскопии (STM). Транспортные методы изучения свойств поверхностных состояний, тем не менее, сталкиваются в этих материалах со значительными трудностями. В отличие от гетероструктур HgTe, кристаллы Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 не обладают той же степенью чистоты и химической устойчивости. По этой причине они имеют достаточно высокую объемную проводимость, на фоне которой выделение вклада поверхностных состояний становится довольно сложной задачей. Одним из способов уменьшить влияние объема является выращивание эпитаксиальных пленок Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 . При этом, тем не менее, проводимость все еще остается достаточно высокой и на первый план выходит понимание объемных транспортных свойств таких пленок. В частности, большой интерес представляет изучение квантовых эффектов в проводимости, в которые вносят вклад как объемные, так и поверхностные носители заряда. Свойства трехмерных топологических изоляторов на базе соединений висмута также весьма чувствительны к наличию различных примесей. Одним из перспективных направлений исследований является изучение влияния на транспорт в селенидах и теллуридах висмута примесей таких материалов как Cu, Sr, Eu, Cr.

Указанные выше результаты вывели изучение топологических материалов вообще и транспортных свойств квантовых ям HgTe, монокристаллов и эпитаксиальных пленок соединений висмута в частности, в число наиболее актуальных тем в современной физике конденсированного состояния.

Цели и задачи диссертационной работы. Данная работа ставит перед собой следующие цели:

1. Определение возможности реализации новых электронных фаз в широких квантовых ямах HgTe в режиме полуметаллической проводимости под действием гидростатического давления.
2. Определение параметров электрон-электронного взаимодействия в эпи-

таксиальных пленках Bi_2Se_3 при низких температурах.

3. Выделение вклада различных механизмов и групп носителей в транспорт заряда в нелегированных эпитаксиальных пленках Bi_2Se_3 .

Для достижения поставленных целей решались следующие задачи:

- Измерение магнитосопротивления в перпендикулярном магнитном поле квантовых ям HgTe шириной 20.5 нм в широком диапазоне давлений, температур и концентраций носителей заряда.
- Измерение магнитосопротивления эпитаксиальных пленок Bi_2Se_3 в магнитном поле перпендикулярном и наклонном к поверхности пленки при низких температурах. Выделение и анализ вклада квантовых поправок к проводимости, обусловленных как объемными, так и поверхностными носителями заряда.

Научная новизна.

1. Впервые исследована эволюция магнитотранспортных свойств носителей в широких квантовых ямах топологического полуметалла HgTe под действием гидростатического давления. Обнаружена немонотонная зависимость сопротивления от давления, в т.ч. вблизи точки зарядовой нейтральности, и сильное отрицательное магнитосопротивление.
2. При давлениях около 14 кбар в широких квантовых ямах топологического полуметалла HgTe обнаружен резкий переход от металлического типа проводимости к диэлектрическому, возникающий при понижении температуры ниже 10 К.
3. Впервые, без использования модельных предположений, измерены квантовые поправки взаимодействия к проводимости в трехмерном топологическом изоляторе Bi_2Se_3 . Полученные данные об аномально больших

значениях префактора логарифмической температурной зависимости свидетельствуют о возникновении в пленке нескольких независимых двумерных проводящих каналов.

Теоретическая и практическая значимость.

1. Показано, что применение гидростатического давления является эффективным инструментом перестройки зонной структуры и свойств HgTe. Определен диапазон давлений, в котором эта перестройка происходит обратимо и выработан протокол приложения давлений и проведения измерений, обеспечивающий получение воспроизводимых результатов.
2. Получены новые данные о поведении магнитотранспортных свойств 2D топологического полуметалла HgTe, которые позволили построить многомерную зависимость $R(B, T, P)$. Проведенное сравнение с существующими теоретическими моделями показало необходимость их уточнения.
3. Продемонстрирована эффективность применения к пленкам топологических изоляторов модельно-независимого подхода, обеспечивающего выделение абсолютной величины квантовых поправок к проводимости за счет взаимодействия.

Положения, выносимые на защиту.

- Сопротивление широких квантовых ям HgTe в режиме двумерного полуметалла немонотонно зависит от гидростатического давления. В области давлений, соответствующих максимальному сопротивлению, наблюдается эффект сильного отрицательного магнитосопротивления, который может быть объяснен на основе модели Райха - Глазмана температурно-активной проводимости в двухфазной системе.
- В области давлений 14-15 кбар в широких квантовых ямах HgTe наблюдается переход к диэлектрическому поведению при понижении температуры ниже 10 К, что указывает на установление режима экситонного изолятора.

- Константа электрон-электронного взаимодействия в чистых эпитаксиальных пленках Bi_2Se_3 , определенная из анализа поведения квантовых поправок к проводимости, может принимать аномально большие значения ($K_{ee} > 3$), что находится в противоречии с предсказаниями теории. Это объясняется возникновением в системе нескольких слабосвязанных проводящих каналов, каждый из которых дает независимый вклад в K_{ee} .
- Транспорт заряда в толстых (по сравнению с де Бройлевской длиной волны) эпитаксиальных пленках Bi_2Se_3 имеет двумерный характер как для объемных, так и для поверхностных состояний. Этот вывод справедлив как в слабом, так и в сильном поле, для которого магнитная длина становится меньше толщины пленки.

Степень достоверности результатов. Достоверность полученных результатов обеспечена тем, что все они были повторены на нескольких образцах с использованием различных методик измерения и измерительных приборов. Все измерения производились при помощи сертифицированной аппаратуры, калиброванной, при необходимости, по эталонам. На каждом образце была проверена воспроизводимость свойств, известных из литературы и установленных другими группами.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на следующих российских и международных конференциях: “Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления”, Троицк, (2015); “XXXVII Собрание по физике низких температур”, Казань, (2015), 21 Международная конференция “Электронные свойства двумерных систем” (EP2DS2015), Япония (2015); “XXI Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников”, Екатеринбург (2016); “33 Международная Конференция по Физике Полупроводников” (ICPS2016), Китай (2016).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 8 печатных работах, из них 4 в рецензируемых научных изданиях [A1-A4], индексируемых в

базе данных Web of Science, и 4 в сборниках тезисов конференций [B1-B4].

Личный вклад автора. Результаты, представленные в диссертации, были получены автором лично либо при его непосредственном участии. При проведении описанных в Главе 4 измерений автор лично проводил подготовку к измерениям и характеризацию мезоструктур, созданных в Институте физики полупроводников СО РАН (г. Новосибирск), выполнил основную часть измерений, включая работу с техникой высоких давлений. Все результаты, приведенные в Главе 5, за исключением рентгеноструктурного анализа образцов, также получены автором полностью самостоятельно. Вклад автора в представленные в Главе 6 результаты состоял в подготовке образцов к измерениям, выполнении низкотемпературных измерений в сильных магнитных полях, а также в измерении эффекта слабой антилокализации при различных ориентациях магнитного поля. Обработка и интерпретация экспериментальных данных, а также подготовка публикаций по результатам исследований проводились совместно с соавторами. Метод выделения поправки от электрон-электронного взаимодействия к проводимости эпитаксиальных пленок Bi_2Se_3 на основе анализа температурных зависимостей холловского коэффициента, использованный в Главе 6 был разработан А.Ю. Кунцевичем и изложен в совместной с автором публикации [A3]. Применение данного метода к определению константы электрон-электронного взаимодействия и соответствующие измерения проведены автором лично и также опубликованы в работе [A3].

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и библиографии. В Главе 1 дается обзор современного состояния области исследований и основных теоретических представлений, использованных в дальнейшем при анализе и интерпретации экспериментальных данных. Глава 2 содержит краткое описание технологии изготовления образцов, исследовавшихся в экспериментах. Также описаны детали экспериментальной техники, применявшейся в ходе измерений. Главы 3-5 посвящены описанию основных результатов работы.

Общий объем диссертации 117 страниц, включая 30 рисунков и одну таблицу. Библиография включает 161 наименование.

Глава 1

Обзор современного состояния области исследования.

1.1. HgTe/CdTe

Узкозонные полупроводники HgTe и CdTe относятся к полупроводникам класса A_2B_6 и имеют кристаллическую структуру типа цинковой обманки, в которой атомы Hg(Cd) и Te образуют две сдвинутые друг относительно друга гранецентрированные кубические решетки (см. вставку на Рисунке 1.1).

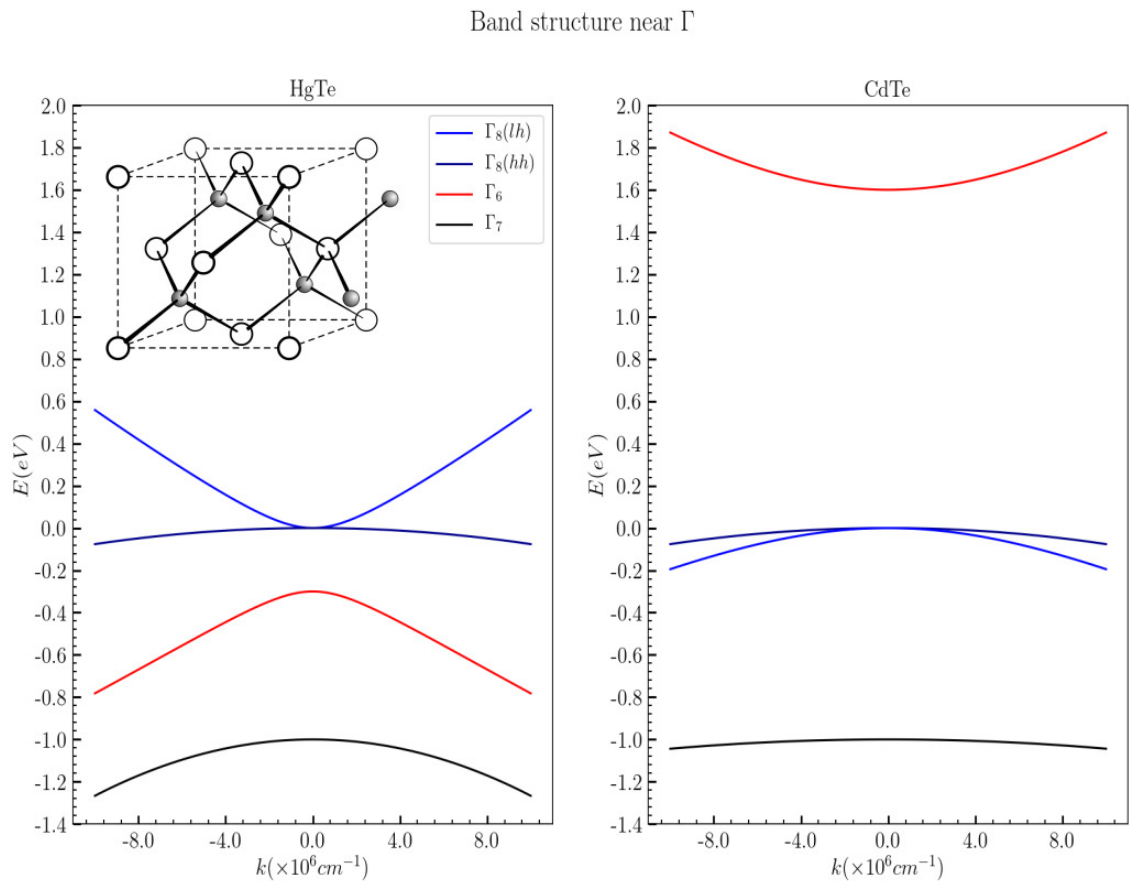


Рис. 1.1. Схематическое изображение кристаллической структуры типа цинковой обманки и зонной структуры объемных кристаллов HgTe и CdTe в окрестности Γ -точки зоны Бриллюэна, полученной в $\mathbf{k}\mathbf{p}$ -приближении [20].

При этом объемный HgTe относится к классу бесщелевых полупроводников с нулевой запрещенной зоной. Главной особенностью бесщелевых полупроводников является обратный по отношению к «обычным» полупроводникам порядок следования энергетических зон. В случае HgTe и CdTe это означает следующее: Зонная структура этих материалов формируется из атомных sp^3 -гибридизованных орбиталей. При этом вблизи уровня Ферми в центре зоны Бриллюэна (в Γ -точке) находится уровень, образованный из состояний s-типа, которому соответствует представление Γ_6 точечной группы T_d симметрии кристалла и уровень p-типа, расщепленный за счет спин-орбитального взаимодействия на уровни с $J = 3/2$ и $J = 1/2$, относящиеся к представлениям Γ_8 и Γ_7 соответственно. В CdTe, имеющем ширину запрещенной зоны около 1.6эВ, s-уровень Γ_6 лежит выше p-уровней Γ_7 и Γ_8 . В HgTe порядок следования уровней обратный - p-уровень Γ_8 лежит выше уровней Γ_6 и Γ_7 [21, 22]. При этом зона Γ_8 расщеплена на две подзоны имеющих разный знак кривизны и соприкасающихся в Γ -точке благодаря ее высокой симметрии. Именно эти две зоны и являются зонами проводимости и валентной зоной в HgTe.

Наиболее подходящим способом расчета зонной структуры вблизи высокосимметричных точек зона Бриллюэна полупроводников и полуметаллов является так-называемый **кp**-метод. Для высокосимметричной Γ -точки зоны Бриллюэна расчеты, учитывающие четырехкратно вырожденную зону Γ_8 и спинотщепленную зону Γ_7 были выполнены в работах [23, 24] для кремния и германия. Однако, для узкозонных и бесщелевых полупроводников необходим также учет матричных элементов между состояниями валентной зоны и зоны проводимости. Первые расчеты подобного типа были выполнены в работе [25] для кристаллов InSb. Позже модель была обобщена на случай внешнего магнитного поля в работе [26]. Применимость данного подхода к HgTe была показана в работе [22]. Зонная структура HgTe и CdTe, рассчитанная в **кp**-приближении в окрестности точки Γ показана на Рисунке 1.1.

Если заключить пленку HgTe между слоями $Hg_xCd_{1-x}Te$, то в ней форми-

руется квантовая яма III-типа. При этом из-за размерного квантования вырождение зон в Γ -точке снимается. В результате вблизи уровня Ферми происходит расщепление уровней тяжелых и легких дырок. Далее, взаимное расположение уровней энергии в квантовой яме определяется, главным образом, ее шириной. Несмотря на наличие различных методов расчета энергетического спектра квантовых ям, таких как метод сильной связи или метод псевдопотенциала, наиболее распространенным является подход, основанный на методе огибающих функций. Его преимущество перед другими методами состоит в том, что он позволяет найти волновые функции и эффективные массы носителей заряда в явном виде, а также позволяет учесть влияние магнитного поля.

Первые теоретические расчеты энергетического спектра в структурах с нарушенной пространственной периодичностью проведены в работах [27–30]. В частности, в работе [27] были получены общие граничные условия для огибающих электронной волновой функции на границе полупроводника, где происходит атомно резкое изменение потенциала. Эти условия применены для отыскания спектра в полупроводниковых пленках, который определяется как уровнями размерного квантования, так и таммовскими состояниями, возникающими на границах материала. Эти расчеты, однако, не учитывали эффектов спин-орбитального взаимодействия, которые являются существенными в узкозонных полупроводниках типа A_2B_6 . В работе [28] были проведены расчеты зонной структуры пленок Ge, GaAs и HgTe в более реалистичном приближении, основанном на модели Латтинжера-Кона [24]. В частности, в данной работе показано, что из-за нарушения пространственной симметрии в пленке HgTe конечной ширины, в Γ -точке открывается щель, образованная дырочными уровнями, обусловленными наличием поверхностных состояний. Более детальное исследование спектра, собственно, гетероструктур с квантовыми ямами HgTe было выполнено в работах [29, 30]. В работе [29] был проведен анализ зонной структуры квантовой ямы HgTe, заключенной между барьерными слоями CdTe с использованием 4-х зонного **kp**-приближения. Похожий подход был применен и в работе [30], где

для анализа зонной структуры была использована 3-зонная модель Кейна [25], учитывающая вклад от зон тяжелых дырок, легких дырок и интерфейсных состояний. Самым существенным выводом из данной работы применительно к $\text{HgTe}/\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ является то, что энергетическая щель в квантовой яме монотонно зависит от ее ширины: при ширине меньше некоторого критического значения, d_0 , щель в спектре образована комбинацией интерфейсных состояний и подуровнем размерного квантования тяжелых дырок, h_1 , при ширине равной критической щель равна нулю, а при дальнейшем увеличении ширины щель определяется уже нижним уровнем размерного квантования электронной ветви спектра, e_1 и уровнем h_1 . На основе параметров спектра объемных HgTe и CdTe получено значение критической толщины: $d_0 \approx 7\text{нм}$.

Детальное сопоставление теоретических моделей с экспериментом стало возможным благодаря прогрессу в технологии изготовления эпитаксиальных гетероструктур, произошедшем в 1990-2000-х годах из-за их востребованности в качестве детекторов излучения инфракрасного диапазона. В частности, удалось существенно повысить подвижность носителей заряда за счет использования методики модуляционного допирования [31]. Ее суть состоит в том, что носители заряда в квантовой яме пространственно отделяются от донорного слоя, расположенного в барьерах. Это достигается за счет неоднородного распределения примесей в барьерных слоях. При этом значительно снижается рассеяние носителей заряда на ионизированных донорах и, тем, самым, увеличивается подвижность. Дополнительного увеличения подвижности удастся достичь за счет применения метода плазменного травления вместо «мокрого» химического процесса при изготовлении мезоструктур. В настоящее время рекордные значения подвижности для электронов в квантовых ямах HgTe достигают $0.7 \div 1 \times 10^6 \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [32]. Перераспределение заряда, возникающее в системе за счет модуляционного допирования приводит к изменению профиля потенциальной ямы и зонные расчеты в такой ситуации требуют учета электростатических эффектов. Как правило, это делается в простейшем самосогласованном прибли-

жении Хартри.

Гетероструктуры выращиваются на полупроводниковых подложках (GaAs или CdTe) и отделяются от них несколькими буферными слоями. Типичная схема расположения слоев в образцах показана на Рисунке 1.2. При этом в за-

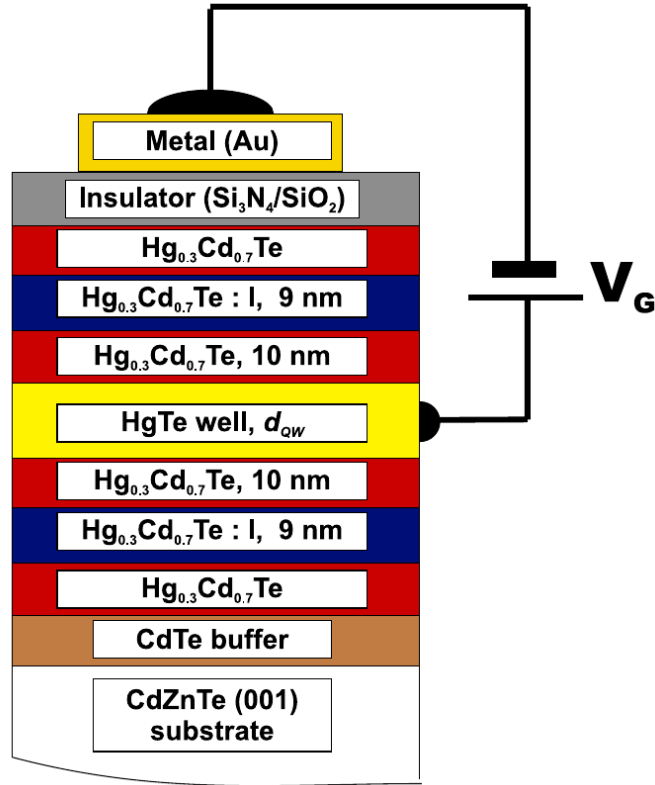


Рис. 1.2. Схематическое изображение расположения слоев гетероструктур с квантовыми ямами HgTe, типично используемых в экспериментах [33].

висимости от ориентации плоскости подложки существует возможность выращивать гетероструктуры разной кристаллографической ориентации, что существенно влияет на электронный спектр. Вследствии сложности технологии молекулярно-лучевой эпитаксии применительно к структурам на базе HgTe и CdTe в настоящее время сформировалось всего два основных мировых центра создания гетероструктур HgTe/Hg_xCd_{1-x}Te - Университет г. Вюрцбурга (Германия) и Институт физики полупроводников в г. Новосибирск (Россия). Структуры, получаемые вюрцбургской группой, как правило, имеют ориентацию (001), а новосибирской - (013).

Основными инструментами для характеристики качества и эксперимен-

тального исследования спектра служат методы оптической спектроскопии и магнитотранспортных измерений. В силу направленности настоящей работы остановимся более подробно на особенностях магнитотранспортных исследований. Простейшей моделью проводимости в металлах и полупроводниках является модель Друде. В рамках этой модели делаются следующие предположения: (1) движение электронов между столкновениями происходит свободно, взаимодействием с другими электронами пренебрегается, (2) столкновения происходят мгновенно, при столкновении происходит резкое изменение скорости электронов, (3) вероятность столкновения за время dt составляет dt/τ , где τ - время релаксации импульса, (4) в результате столкновений электронная система в отсутствии внешних воздействий приходит к равновесному состоянию, после каждого столкновения электрон мгновенно теряет память о прежнем состоянии и его скорость имеет случайное направление. В таких предположениях уравнение движения электрона во внешних электрическом и магнитном полях имеет вид:

$$m^* \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{m^*}{\tau} \mathbf{v} \quad (1.1)$$

В стационарной ситуации $\dot{\mathbf{v}} = 0$ и, в отсутствие магнитного поля, мы приходим к следующим соотношениям:

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \mathbf{E}, \quad \sigma_0 = \frac{e^2 n \tau}{m^*}, \quad \mathbf{E} = \rho_0 \mathbf{j}, \quad \rho = \frac{1}{\sigma_0}, \quad (1.2)$$

где n - концентрация электронов. При этом в постоянном электрическом поле электроны приобретают постоянную скорость:

$$\mathbf{v} = \mu \mathbf{E}, \quad \mu = \frac{e\tau}{m^*}, \quad (1.3)$$

где μ - подвижность электронов.

В магнитном поле проводимость и, соответственно, удельное сопротивление превращаются из скалярных величин в тензорные. В двумерном случае из

модели Друде следуют такие соотношения:

$$\rho = \rho_0 \begin{pmatrix} 1 & \omega_c \tau \\ -\omega_c \tau & 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma = \rho^{-1} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c \tau \\ \omega_c \tau & 1 \end{pmatrix}, \quad \omega_c = \frac{eB}{m^*c} \quad (1.4)$$

Компоненты тензоров проводимости и удельного сопротивления при этом связаны следующим образом:

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad \rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (1.5)$$

$$\rho_{xx} = \frac{1}{ne\mu}, \quad \rho_{xy} = R_H B = \frac{B}{nec} \quad (1.6)$$

Таким образом, при наличии одного типа носителей измерения коэффициента Холла и продольного удельного сопротивления позволяют сразу определить подвижность, концентрацию и тип (n- или p-) носителей заряда в системе. Если в системе присутствует несколько групп носителей, то соотношения для проводимости имеют вид:

$$\sigma_{xx} = \sum_i \frac{n_i q_i \mu_i}{1 + \mu_i^2 B^2}, \quad \sigma_{xy} = \sum_i \frac{n_i q_i \mu_i^2 B}{1 + \mu_i^2 B^2}, \quad (1.7)$$

где q_i - заряд, а μ_i - подвижность i -й группы носителей. Обращение тензора проводимости в многокомпонентной системе приводит к достаточно громоздким выражениям. В случае если групп всего две, эти соотношения имеют вид (в предположении, что одна из групп - электроны, а вторая - дырки):

$$\rho_{xx} = \frac{B^2 \mu_n^2 \mu_p p + B^2 \mu_n \mu_p^2 n + \mu_n n + \mu_p p}{e (B^2 \mu_n^2 \mu_p^2 (n - p)^2 + (\mu_n n + \mu_p p)^2)}, \quad (1.8)$$

$$\rho_{xy} = -\frac{B (B^2 \mu_n^2 \mu_p^2 n - B^2 \mu_n^2 \mu_p^2 p + \mu_n^2 n - \mu_p^2 p)}{e (B^2 \mu_n^2 \mu_p^2 (n - p)^2 + (\mu_n n + \mu_p p)^2)} \quad (1.9)$$

Основными чертами транспорта в модели Друде для двухкомпонентной системы является монотонный рост продольной компоненты магнитосопротивления

с ростом поля. При наличии носителей разного знака может также наблюдаться знакопеременная зависимость холловской компоненты от магнитного поля.

Применение простой модели Друде становится невозможным в достаточно сильных магнитных полях вследствие квантования спектра электронов в магнитном поле. В двумерном случае выражение для энергии свободного электрона в магнитном поле имеет вид:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.10)$$

В реальной ситуации при конечной температуре имеется размытие функции распределения электронов по энергиям вблизи уровня Ферми. Кроме того, уровни Ландау приобретают конечную ширину, Γ , вследствие различных процессов рассеяния. Таким образом, можно сформулировать следующие условия для наблюдения отклонений от простой квазиклассической картины транспорта вследствие квантования Ландау:

- тепловое уширение уровня Ферми, $k_B T$, не должно превышать расстояние между уровнями Ландау, $\hbar\omega_c$: $k_B T < \hbar\omega_c$
- уширение уровней Ландау вследствие рассеяния должно быть мало по сравнению с расстоянием между уровнями: $\Gamma \ll \hbar\omega_c$, что с учетом $\tau = \hbar/\Gamma$ и $\mu = e\tau/m^*$ приводит к неравенствам $\omega_c\tau > 1$, $\mu B > 1$.

При этом число состояний с энергией E_n (на один спин) на единицу площади равно $1/(2\pi L_B^2)$, где $L_B = (\hbar c/eB)^{1/2}$ - магнитная длина. С учетом вырождения энергии в магнитном поле по величине k_y , получаем, что степень вырождения каждого уровня Ландау в расчете на единицу площади равна

$$n_L = \frac{eB}{hc}, \quad (1.11)$$

а фактор заполнения уровней, $\nu = n_s/n_L = (hc/eB)n_s$, где n_s - поверхностная концентрация носителей заряда. При наличии зеемановского расщепления к

энергии уровней Ландау необходимо сделать соответствующую добавку:

$$E_{n,s} = E_n \pm \frac{1}{2}g^*\mu_B B, \quad (1.12)$$

где g^* - эффективный g -фактор электрона, а $\mu_B = e\hbar/2m_0c$ - магнетон Бора.

Следует отметить, что в двумерном случае расщепление уровней Ландау определяется только перпендикулярной компонентой магнитного поля, в то время как зеемановское слагаемое от направления поля не зависит, если g -фактор изотропен. Поэтому в наклонном магнитном поле приведенная выше формула 1.12 принимает вид:

$$E_{n,s} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c \cos \theta \pm \frac{1}{2}g^*\mu_B B, \quad (1.13)$$

где θ - угол между нормалью к поверхности двумерного электронного газа и направлением магнитного поля.

Систематические измерения магнитотранспортных свойств КЯ HgTe с ориентацией (001), были выполнены в работах вюрцбургской группы [31, 34–36]. В работе [34] были изучены осцилляции ШдГ в образцах с шириной КЯ HgTe 4.5нм, что соответствует неинвертированной зонной структуре. Удовлетворительного соответствия экспериментальных параметров с теорией удалось добиться с использованием 4-зонного гамильтониана Кейна [25, 37] и самосоглазованного метода Хартри. При этом была установлена сильная зависимость циклотронной массы от концентрации носителей, что свидетельствует о существенной непараболичности спектра. Измерения на широких квантовых ямах (от 12 до 20 нм) с инвертированной зонной структурой были выполнены в работе [35]. В этой работе предложена непрямозонная модель спектра, в которой максимум валентной зоны смещен из Γ -точки, что приводит к формированию четырех эквивалентных долин в определенном диапазоне дырочных концентраций. Дальнейший шаг в изучении свойств широких КЯ был сделан в работе [36]. Гетероструктуры были снабжены электростатическим затвором, что поз-

волило изменять концентрацию носителей в широком диапазоне и исследовать ее влияние на магнитотранспорт. При этом появилась возможность извлечь параметры расщепления Рашбы в данной системе. Данный эффект связан со снятием спинового вырождения в структурах без центра инверсии и проявляется, в частности, в виде биений амплитуды шубниковских осцилляций как функции магнитного поля.

Существенный рост интереса к изучению материалов с инвертированным спектром произошел после публикации теоретических работ [20, 38]. В первой из них [38] было предложено новое квантовое состояние электронной материи - топологический изолятор, в котором, среди прочих необычных эффектов, возникает квантовый спиновый эффект Холла. Теоретическое предложение основывалось на расчетах зонной структуры графена. Предполагалось, что в отсутствие магнитного поля должны существовать пары распространяющихся в противоположных направлениях краевых состояний, имеющих противоположные ориентации спина. Тем не менее, энергетический масштаб, необходимый для наблюдения подобного состояния в графене оказался настолько мал, что экспериментальная проверка данной модели оказалась невозможной на существующем уровне экспериментальной техники. В работе [20] была предложена гораздо более реалистичная модель, предсказывающая существование квантового спинового эффекта Холла в квантовых ямах HgTe с инвертированным спектром. Эти предсказания вскоре были подтверждены экспериментально в работе [6]. Было показано, что для квантовых ям HgTe шириной больше 6.3 нм наблюдается плато остаточного сопротивления на уровне близком к $2e^2/h$. Эта величина остаточного сопротивления не изменялась при изменении ширины образца, что указывало на краевую природу проводящих состояний в данном режиме. Кроме того, было показано, что данное состояние разрушается небольшим внешним магнитным полем. Позже наличие краевого транспорта было подтверждено в ходе экспериментов по нелокальному транспорту в H-мостиках [8], а также методами визуализации распределения токов с применением

сканирующей СКВИД-магнитометрии [9] и при изучении джозефсоновской интерференции в КЯ HgTe [10].

На волне интереса к квантовым ямам HgTe в связи с обнаружением квантового спинового эффекта Холла, активно начали исследоваться структуры с ориентацией поверхности (013), созданные новосибирской группой [7, 39–48]. В работе [39] было показано, что при ширине квантовой ямы 18-20.5 нм в системе реализуется состояние двумерного полуметалла, которое характеризуется знакопеременным эффектом Холла. Такое поведение свидетельствует об одновременном наличии в системе двух типов носителей заряда разного знака - электронов и дырок. Для объяснения данного явления была предложена модель спектра, предполагающая не прямое перекрытие валентной зоны и зоны проводимости. В серии последующих работ [49, 50] подобное двумерное полуметаллическое состояние было обнаружено в широких квантовых ямах с ориентациями (112) и (001). Тем самым было показано, что данное состояние является универсальным свойством широких квантовых ям HgTe. На основе зонных расчетов по модели [51] было показано, что не прямое перекрытие зон может получиться только при учете механических напряжений в слоях HgTe/Hg_xCd_{1-x}Te, вызванных разностью постоянных решетки кристаллических структур HgTe и CdTe. В работе [44] спектр квантовых ям HgTe с ориентацией (013) в режиме двумерного полуметалла был подробно изучен методом магнитотранспортных измерений и анализа осцилляций Шубникова-де Гааза. При этом были обнаружены существенные количественные расхождения между экспериментальными параметрами спектра и результатами **кp** - расчетов. Качественно, тем, не менее, полуметаллический характер спектра был подтвержден и в данной работе. В работах [7] и [47] были проведены эксперименты по наблюдению нелокального транспорта в КЯ HgTe с инвертированным спектром. При этом для образцов малого размера (~ 1 мкм) были воспроизведены результаты [6], полученные для квантовых ям ориентации (001). Тем не менее, для образцов большего размера наблюдалось существенно большее, чем h/e^2 , сопротивление. При этом сопро-

тивление в области низких температур оказывалось практически не зависящим от температуры. Такое поведение не согласуется с представлением о защите краевых проводящих состояний от рассеяния при сохранении симметрии относительно обращения времени и указывает на наличие для данных состояний нетривиальных механизмов рассеяния.

Помимо демонстрации наличия транспорта по краевым состояниям в КЯ HgTe, принципиальным вопросом является также выяснение их спиновой структуры. Дело в том, что возникновение проводящих краевых состояний возможно не только за счет нетривиальной топологии системы, но и за счет явления загиба зон на краю образца или краевого допирования [52]. Первые эксперименты, чувствительные к спиновой поляризации краевых токов [11] использовали явление прямого и обратного внутреннего спинового эффекта Холла [53–55]. Идея экспериментов заключалась в обнаружении нелокального зарядового тока в системе, индуцированного спиновым током за счет сильного спин-орбитального взаимодействия. Эксперименты такого типа, тем не менее, очень сложно интерпретировать, так как природа спинового эффекта Холла к настоящему моменту сама по себе являются предметом активного исследования. В работах [12, 13] был использован другой подход: были изготовлены гибридные структуры с контактом к КЯ HgTe из сверхпроводника или ферромагнетика и измерены их вольт-амперные характеристики. Анализ этих характеристик на основе теоретических моделей также позволил косвенно подтвердить наличие нетривиальной спиновой структуры краевых состояний в системе.

Совокупность результатов транспортных исследований квантовых ям HgTe различной ширины и ориентации показывает, что, помимо ширины ямы и состава барьерных слоев, спектр системы существенным образом зависит от температуры, механических напряжений, присутствующих в слоях гетероструктуры и от кристаллической ориентации слоев гетероструктур. Подробный расчет спектра на базе 4-зонной модели Кейна, учитывающий все упомянутые выше факторы, был выполнен в работе [56]. В том числе, был произведен расчет влия-

ния на спектр КЯ HgTe внешнего гидростатического давления. Общая картина поведения спектра в области низких температур согласно расчетам получается следующей: при нулевом внешнем давлении с изменением ширины квантовой ямы происходит переход от изолятора с неинвертированной зонной структурой к бесщелевому полупроводниковому состоянию с Дираковским спектром носителей, которое реализуется для ям ориентации (001) при ширине около 6.3 нм. При дальнейшем увеличении ширины происходит инверсия зон и в системе возникают бесщелевые краевые состояния. При ширине более 11 нм в системе происходит не прямое перекрытие зон, приводящее к формированию состояния двумерного полуметалла.

1.2. $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Bi}_2\text{Te}_3$.

Халькогениды висмута привлекали значительное внимание исследователей начиная с 1950-х гг. благодаря их необычным электронным и термоэлектрическим свойствам [57–62]. Кристаллическая структура Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 ромбоэдрическая с точечной группой D_{3d} (см. Рисунок 1.3). При этом в элементарной ячейке находится пять атомов. Кристаллы являются слоистыми, каждый атомный слой представляет из себя треугольную решетку. Внутри слоев атомы связаны достаточно сильно, в то время как связь между слоями преимущественно ван дер Ваальсова. Ввиду нарушенной симметрии относительно инверсии, на электронную структуру соединений этого класса также, как и в HgTe, оказывает значительное влияние эффект спин-орбитального взаимодействия. Расчеты спектра Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 на основе различных моделей [63, 64] показывают, что оба этих материала являются полупроводниками с величиной щели около 300 и 160 мэВ соответственно. Значительный рост интереса к халькогенидам висмута в последнее время вызван серией теоретических работ [63, 65, 66], появившихся вскоре после экспериментального наблюдения состояния спинового квантового эффекта Холла в квантовых ямах HgTe. В работе

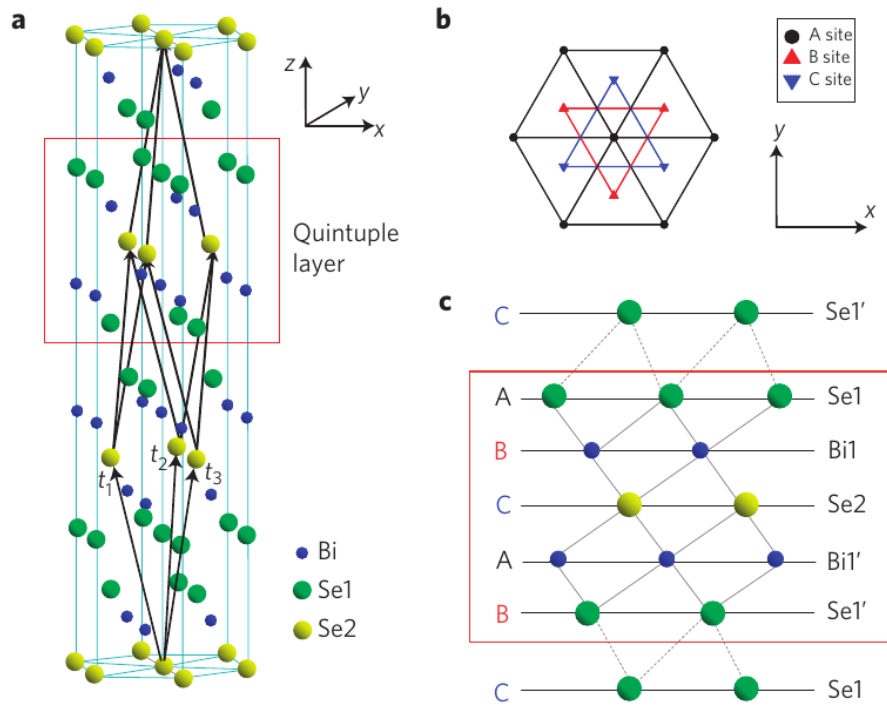


Рис. 1.3. (а) Кристаллическая структура Bi_2Se_3 с тремя векторами элементарной ячейки t_1, t_2, t_3 . Красным прямоугольником отмечен один из квинтслоев кристалла, содержащий атомные слои Se1 – Bi1 – Se2 – Bi1' – Se1' и имеющий толщину 0.943 нм. (b) Вид кристаллической структуры вдоль вертикальной оси z, перпендикулярной базальной плоскости кристалла. Треугольная решетка в пределах одного квинтслоя имеет 3 различных неэквивалентных атомных позиции, обозначенных как A, B и C. (c) Вид сбоку на единичный квинтслой. Слои Se1 (Bi1) и Se1' (Bi1') связаны друг с другом инверсией относительно атомов слоя Se2 [63].

[65] было теоретически предсказано существование двумерных бесщелевых поверхностных состояний с Дираковским спектром на поверхности трехмерных изоляторов с нетривиальной топологией зонной структуры. Чуть позднее в работе [66] в качестве материалов-кандидатов для обнаружения этих состояний были предложены соединения $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ и объемные кристаллы HgTe в условиях одноосной деформации. В работе [63] были проведены расчеты электронного спектра Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 , показавшие, что поверхностные состояния должны быть присущи и этому классу материалов.

Теоретические предложения были подтверждены в экспериментах по фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением [67, 68], а также методом сканирующей туннельной микроскопии [69–71]. В транспортных свойствах, тем

не менее, ситуация в соединениях Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 оказывается достаточно сложной - из-за кристаллического несовершенства, реальные материалы содержат большое количество примесей, что приводит к смещению уровня Ферми глубоко в зону проводимости или валентную зону [72, 73]. Кроме того, появляются примесные состояния в щели. В результате специфические свойства поверхностных состояний становится достаточно трудно выделить на фоне большого вклада в транспорт объемных носителей заряда. Два основных способа уменьшения объемной проводимости в данных материалах состоят во введении компенсирующих примесей, сдвигающих уровень Ферми в область щели и в выращивании тонких эпитаксиальных пленок имеющих существенно большее сопротивление объема по сравнению с поверхностью.

В транспортных свойствах тонких пленок в присутствии дополнительного канала проводимости в виде поверхностных состояний интерпретация данных осложняется отклонением от простой квазиклассической картины из-за квантовых поправок к проводимости. Основной вклад при этом вносят два механизма - интерференционный и обусловленный электрон-электронным взаимодействием.

Физическая причина возникновения интерференционной поправки - увеличение, по сравнению с классическим рассмотрением, вероятности возврата электрона в исходную точку в процессе диффузионного движения за счет квантовой интерференции электронных волновых функций. Условиями для наблюдения данной поправки является малость длины свободного пробега электрона l , по сравнению с характерным размером образца L , и длиной фазовой когерентности l_φ . Простые физические соображения [74] приводят к такой форме зависимости поправки от времени фазовой релаксации τ_φ , т.е. времени, в течении которого сохраняется фазовая когерентность электронных волновых функций:

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} \approx -\frac{1}{k_F l} \ln \frac{\tau_\varphi}{\tau}. \quad (1.14)$$

Зависимость времени дефазировки от температуры, как правило, носит степенной характер:

$$\frac{\hbar}{\tau_\varphi} \propto (k_B T)^p, \quad (1.15)$$

где $p = 2$, или 1 когда доминирующим механизмом дефазировки является электрон-фононное или электрон-электронное рассеяние.

Интерференция волновых функций разрушается магнитным полем из-за сдвига фаз волн, распространяющихся в противоположных направлениях по петлевым траекториям с самопересечением:

$$\Delta\phi = 2\pi\Phi/\Phi_0, \quad (1.16)$$

где $\Phi = BS$ - магнитный поток через площадь, охваченную петлевой траекторией электрона, а $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ - элементарный квант потока. Дополнительное влияние на интерференционную добавку оказывает также рассеяние электронов на магнитных примесях и спин-орбитальное взаимодействие. Последнее может изменять знак добавки и приводить к эффекту слабой антилокализации (WAL). При рассмотрении влияния магнитного поля на интерференционные эффекты удобно ввести следующие параметры:

$$B_{tr} = \frac{\hbar c}{4eD\tau}, \quad B_\phi = \frac{\hbar c}{4eD\tau_\phi}, \quad B_{so} = \frac{\hbar c}{4eD\tau_{so}}, \quad (1.17)$$

где $D = l^2/2\tau$ - коэффициент диффузии, а $l = v_F\tau$. Так как средняя площадь, заметаемая замкнутой траекторией электрона за время t , порядка Dt , то введенные выше поля определяют момент, когда поток магнитного поля через петлю, заметаемую за соответствующее время релаксации станет сопоставим с величиной кванта потока. При этом сдвиг фаз волновых функций электрона за счет магнитного поля становится порядка 2π . Используя такие обозначения целесообразно ввести безразмерный параметр, определяющий величину магнитного поля $x = B/B_{tr}$.

Для $x \ll 1$ (и одновременно $B \lesssim B_\phi, B_{so}$) справедлив результат Хиками-Ларкина-Нагаоки (ХЛН) [75]:

$$\Delta\sigma(B) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\beta_{s1}}{x}\right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2}\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\beta_\phi}{x}\right) - \frac{1}{2}\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\beta_{s2}}{x}\right) \right] \quad (1.18)$$

$$\beta_{s1} = \frac{B_\phi + B_{so}}{B_{tr}}, \quad \beta_{s2} = \frac{B_\phi + 2B_{so}}{B_{tr}}, \quad \beta_\phi = \frac{B_\phi}{B_{tr}}, \quad (1.19)$$

где Ψ - дигамма функция. Следует отметить, что данный результат справедлив только для параболического спектра. В других ситуациях, таких как более сильные поля, высокоподвижные образцы, наличие нескольких групп носителей (долин) и переходы между ними, непараболический спектр, необходимо применение более сложных моделей [76–80].

Для анализа поправок, обусловленных WAL в слабых магнитных полях для систем с несколькими каналами проводимости, как правило, используется упрощенная формула Хиками-Ларкина-Нагаоки, которую можно переписать так :

$$\frac{\Delta\rho_{WAL}(B)}{\rho_D^2} = \alpha \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left[\Psi\left(\frac{\hbar c}{4el_\varphi^2 B} + \frac{1}{2}\right) - \ln\left(\frac{\hbar c}{4el_\varphi^2 B}\right) \right]. \quad (1.20)$$

Здесь $l_\varphi = \sqrt{D\tau_\varphi}$ - длина фазовой когерентности, а α - префактор, т.е. подгоночный параметр, связанный с числом каналов WAL. Режим диффузионного транспорта, для которого применима эта формула реализуется тогда, когда l_φ и магнитная длина $L_B \equiv \sqrt{\hbar c/eB}$ оказываются много больше средней длины свободного пробега l электронов. Та же теория дает следующее выражение для температурной зависимости поправки в нулевом магнитном поле:

$$\frac{\Delta\rho_{WAL}(T)}{\rho_D^2} = -\alpha \frac{e^2}{\pi^2\hbar} \ln(l_\varphi/l) \quad (1.21)$$

Именно в такой форме мы будем использовать ХЛН-формулы в дальнейшем анализе.

Одним из характерных свойств одномерных краевых и двумерных поверхностных состояний в топологических материалах является отсутствие рассеяния назад в случае сохранения в системе симметрии относительно обращения времени [81–83]. Это обстоятельство должно проявляться в отсутствии эффекта слабой локализации и появлении вместо него эффекта слабой антилокализации [65, 84]. При этом в слабом магнитном поле должно наблюдаться падение проводимости (или, что то же самое - рост сопротивления). Именно такое поведение демонстрирует большинство пленок халькогенидов висмута. Тем не менее, температурная зависимость проводимости в экспериментах оказывается качественно такой же, как в случае слабой локализации, т.е. с понижением температуры проводимость системы не растет, а падает. Такое поведение наблюдается как в пленках, полученных различными методами [85–87], так и в кристаллических чешуйках, отслоенных от объемных кристаллов [88], [89]. Эти наблюдения указывают на существование помимо WAL дополнительного механизма, приводящего к диэлектрической температурной зависимости сопротивления ($d\rho/dT < 0$) при понижении температуры. Это явление получило название «низкотемпературный транспортный парадокс» [19].

В работах [19, 85, 87, 88, 90–93] было предположено, что причиной такого аномального поведения сопротивления может быть поправка к проводимости, обусловленная электрон-электронным взаимодействием, $\Delta\sigma_{ee}$. В качестве обоснования такого предложения обычно ссылаются на микроскопическую теорию электрон-электронного взаимодействия (EEI) [94–96]. Характерной чертой этой теории является то, что в двумерном случае поправка от электрон-электронного взаимодействия имеет такой же логарифмический характер зависимости от температуры, как и локализационная поправка:

$$\delta\sigma_{xx}^{(ee)} \sim \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln \frac{T\tau}{\hbar} \quad (1.22)$$

Более детальное рассмотрение вклада ЕЕІ в транспорт выполнено в работах [97–100]. В соответствии с результатами [98], поправка может быть представлена в виде двух слагаемых - “синглетного” (или “зарядового”), $\delta\sigma_C$, и “триплетного”, $\delta\sigma_T$:

$$\delta\sigma_{xx}^{(ee)} = \delta\sigma_C + n_T\delta\sigma_T, \quad (1.23)$$

$$\delta\sigma_C = \frac{e^2}{\pi\hbar} \frac{T\tau}{\hbar} \left\{ 1 - \frac{3}{8}f(T\tau) \right\} - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln\left(\frac{E_F}{T}\right), \quad (1.24)$$

$$\begin{aligned} \delta\sigma_T &= \frac{F_0^\sigma}{1 + F_0^\sigma} \frac{e^2}{\pi\hbar} \frac{T\tau}{\hbar} \left\{ 1 - \frac{3}{8}t(T\tau; F_0^\sigma) \right\} - \\ &- 3 \left(1 - \frac{1}{F_0^\sigma} \ln(1 + F_0^\sigma) \right) \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln\left(\frac{E_F}{T}\right), \end{aligned} \quad (1.25)$$

где множитель n_T перед $\delta\sigma_T$ отвечает числу триплетных каналов взаимодействия и в простейшем случае однодолинной системы равен трем, F_0^σ - ферми-жидкостная константа, а функции f и t описывают переходную область между двумя предельными режимами ЕЕІ: диффузионным ($T\tau \ll 1$) и баллистическим ($T\tau \gg 1$). В предельных случаях они имеют явное аналитическое выражение. Для диффузионного предела, который отвечает изучаемым нами системам при температурах ниже 2 К, приведенные выше выражения сводятся к следующей формуле:

$$\delta\sigma_{xx}^{(ee)} = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ 1 + 3 \left(1 - \frac{\ln(1 + F_0^\sigma)}{F_0^\sigma} \right) \right\} \ln\left(\frac{\hbar}{T\tau}\right), T\tau \ll 1 \quad (1.26)$$

Префактор в выражении (1.26) включает в себя ферми-жидкостные параметры и носит общее название ферми-жидкостной константы связи $K_{ee} \equiv 2\pi^2\hbar/e^2 \times \partial(\delta\sigma_{xx}^{ee})/\partial \ln T$. Несколькими группами были предприняты попытки подгонки экспериментальных данных на основе теории ЕЕІ, где в качестве под-

гоночного параметра использовалась величина K_{ee} . Значения константы оказались очень сильно разбросаны по величине даже для образцов с номинально похожими значениями концентрации носителей заряда [А3].

Другим способом определения константы электрон-электронного взаимодействия K_{ee} является анализ температурной зависимости Холловского сопротивления. Он основан на том, что диффузионная поправка из-за ее-взаимодействия не влияет на Холловскую проводимость [96, 101]. Математически это выражается в том, что для тензора магнитосопротивления в перпендикулярном магнитном поле справедливо следующее выражение:

$$\sigma = \sigma_D + \begin{pmatrix} \Delta\sigma_{ee} & 0 \\ 0 & \Delta\sigma_{ee} \end{pmatrix}.$$

Первое слагаемое, друдевская проводимость для однокомпонентной двумерной системы, может быть записано так:

$$\sigma_D = \frac{n e \mu}{1 + \mu^2 B^2} \begin{pmatrix} 1 & \mu B \\ -\mu B & 1 \end{pmatrix}.$$

После инверсии тензора проводимости получаем, в предположении, что $\Delta\sigma_{ee} \ll n e \mu$, следующее выражение для тензора магнитосопротивления:

$$\rho \approx \frac{1}{n e \mu} \begin{pmatrix} 1 & -\mu B \\ \mu B & 1 \end{pmatrix} - \frac{\Delta\sigma_{ee}}{(n e \mu)^2} \begin{pmatrix} 1 - \mu^2 B^2 & -2\mu B \\ 2\mu B & 1 - \mu^2 B^2 \end{pmatrix}$$

В пределе слабых магнитных полей, $\mu B \ll 1$, приходим к следующему соотношению [96]:

$$\frac{\Delta\rho_{xy}}{\rho_{xy}} = 2 \frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_{xx}} = -2 \frac{\Delta\sigma_{ee}}{\sigma_D}. \quad (1.27)$$

Приведенное выше соотношение для поправки от электрон-электронного взаимодействия справедливо и для многокомпонентной системы. Предполагая, что классическая часть тензора проводимости является просто суммой вкладов

от отдельных составляющих мы можем записать:

$$\sigma = \sum_{i=1}^N \frac{n_i e \mu_i}{1 + (\mu_i B)^2} \begin{pmatrix} 1 & \mu_i B \\ -\mu_i B & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \Delta\sigma_{ee} & 0 \\ 0 & \Delta\sigma_{ee} \end{pmatrix}$$

Здесь N - число проводящих каналов. Вычисление обратного тензора ведет к довольно громоздким выражениям, поэтому мы ограничим рассмотрение наиболее важным практически случаем, когда для всех i выполняется условие низкополевого предела: $B\mu_i \ll 1$. В этом пределе мы можем пренебречь всеми слагаемыми квадратичными по магнитному полю и рассматривать только линейную часть Холловского сопротивления. В таком случае мы получаем:

$$\rho_{xx} = \frac{1}{\sum_{i=1}^N n_i e \mu_i} \left(1 - \frac{\Delta\sigma_{ee}}{\sum_{i=1}^N n_i e \mu_i} \right) \quad (1.28)$$

$$\rho_{xy} = \frac{\sum_{i=1}^N n_i e \mu_i^2 B}{(\sum_{i=1}^N n_i e \mu_i)^2} \left(1 - \frac{2\Delta\sigma_{ee}}{\sum_{i=1}^N n_i e \mu_i} \right) \quad (1.29)$$

Отсюда видим, что соотношение (1.27) выполнено также и для многокомпонентной системы.

Описанный выше подход будет применен нами в дальнейшем для определения параметров электрон-электронного взаимодействия в тонких пленках дихалькогенидов висмута, что рассмотрено более подробно в Главе 5.

Глава 2

Методика измерений.

2.1. Образцы.

В рамках настоящей работы проводились измерения на двух различных типах систем - гетероструктурах HgTe/CdHgTe и пленках трехмерных топологических изоляторов на основе Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 . Ниже кратко описана технология изготовления образцов, использованных при проведении измерений.

2.1.1. Гетероструктуры HgTe/CdHgTe.

Экспериментальные образцы с квантовыми ямами HgTe изготавливались на базе гетероструктур HgTe/CdHgTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs в Институте физики полупроводников СО РАН группой Н.Н. Михайлова [102]. Квантовая яма HgTe в этих структурах заключена между барьерными слоями $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}$ толщиной 30 нм и отделена от GaAs подложки буферными слоями ZnTe (20 нм) и CdTe (5.5 мкм). Буферные слои позволяют уменьшить механические напряжения, вызванные несоответствием постоянных решетки отдельных компонент структуры и, как следствие, снизить количество дислокаций в области квантовой ямы HgTe.

Для проведения транспортных измерений на эпитаксиальных пластинах были созданы мезаструктуры в виде холловских мостиков. Мезаструктуры изготавливались методом фотолитографии с последующим травлением. Сверху образцы покрывались слоем диэлектрика, поверх которого напылялся металлический затвор. В нашем случае был использован диэлектрик Si_3N_4 толщиной 100 нм и затвор золото-титан (TiAu), имеющий хорошую адгезию к диэлектрику.

Схема и внешний вид образца с готовой мезаструктурой приведены на

Рисунке 2.1.

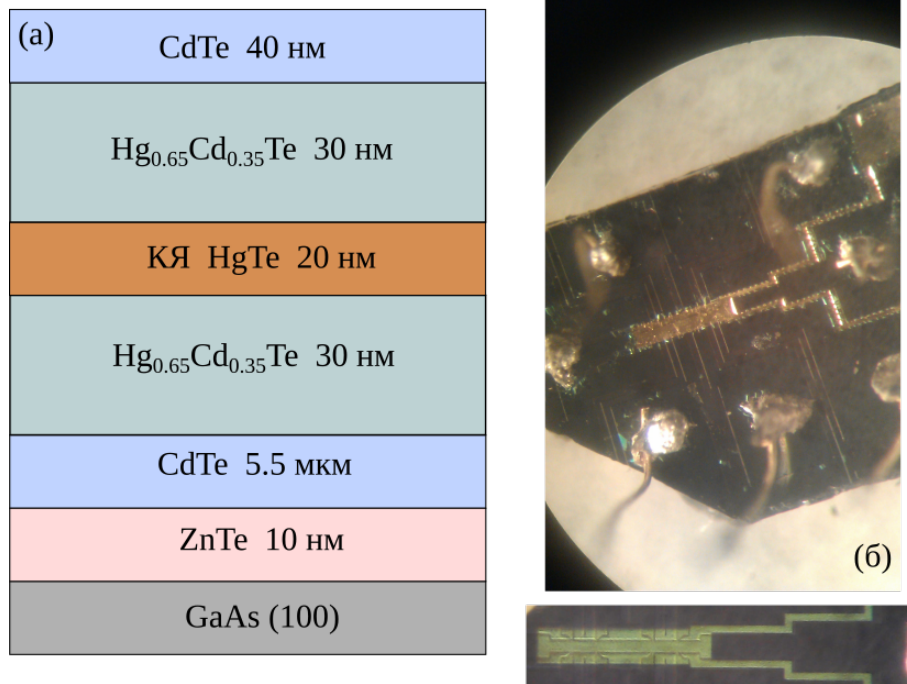


Рис. 2.1. (а) схема расположения слоев гетероструктуры с квантовой ямой HgTe, (б) внешний вид образца с готовой мезоструктурой.

2.1.2. Эпитаксиальные пленки Bi_2Se_3 .

Для проведения измерений транспорта в системах Bi_2Se_3 было использовано несколько серий образцов с различными параметрами. Пленки Bi_2Se_3 толщинами от 10 до 15 нм были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке BaF_2 с ориентацией (111) по той же методике, что и в работах [103, 104] в ФИАНе группой Ю.Г. Селиванова.

На базе полученных пленок были созданы мезоструктуры в виде холловских мостиков, полученных методом лазерной литографии (с использованием лазерного литографа Heidelberg $\mu\text{PG}101$) с последующим травлением в кислородной плазме, либо методом ручного выщарпывания (скрайбирования) при помощи бритвенного лезвия (см. Рисунок 2.2). Мезоструктуры, сделанные вручную, не имеют такой строгой геометрии как литографические, однако они имеют нетронутый активный слой. Провода к контактным площадкам приклеи-

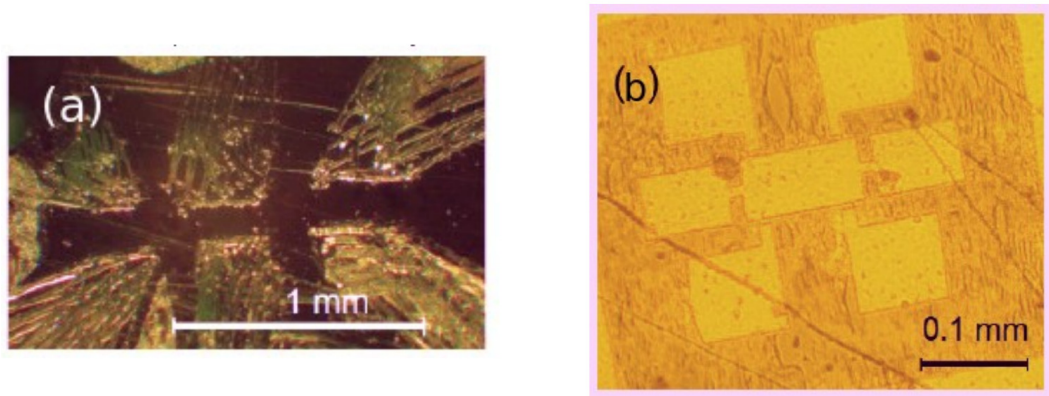


Рис. 2.2. Оптическое изображение мезоструктур на образцах Bi_2Se_3 , полученных методами ручного скрайбирования (а) и лазерной литографии (b).

вались при помощи графитовой или серебряной пасты. Результаты, полученные на обоих типах мезоструктур, отличались друг от друга незначительно. Сопротивление всех наших образцов не превышало $1.5 \text{ k}\Omega/\square$ при комнатной температуре, так что все их можно считать "хорошими" металлами, в которых квантовые поправки к проводимости малы.

2.2. Техника высоких давлений.

Для измерений под давлением применялись цилиндрические камеры высокого давления типа поршень-цилиндр. Схематический вид камеры показан на Рисунке 2.3, где перечислены ее основные составные части.

Конструктивно корпус камеры (3,8 на рисунке) состоит из двух частей, впрессованных одна в другую - внутреннего вкладыша (8) с полированным цилиндрическим каналом и внешней оправы (3) с резьбами для фиксирующих гаек (2,11). Благодаря созданию предварительного напряжения внешней оболочки при впрессовывании в нее внутренней, такая двухстенная конструкция позволяет значительно увеличить прочность камеры по сравнению с одностенным цилиндром. В нашем случае вкладыш был изготовлен из термообработанного немагнитного хром-никель-алюминиевого сплава марки 40ХНЮ, а оправка из бериллиевой бронзы марки БрБ2. В канале вкладыша размещается образец и

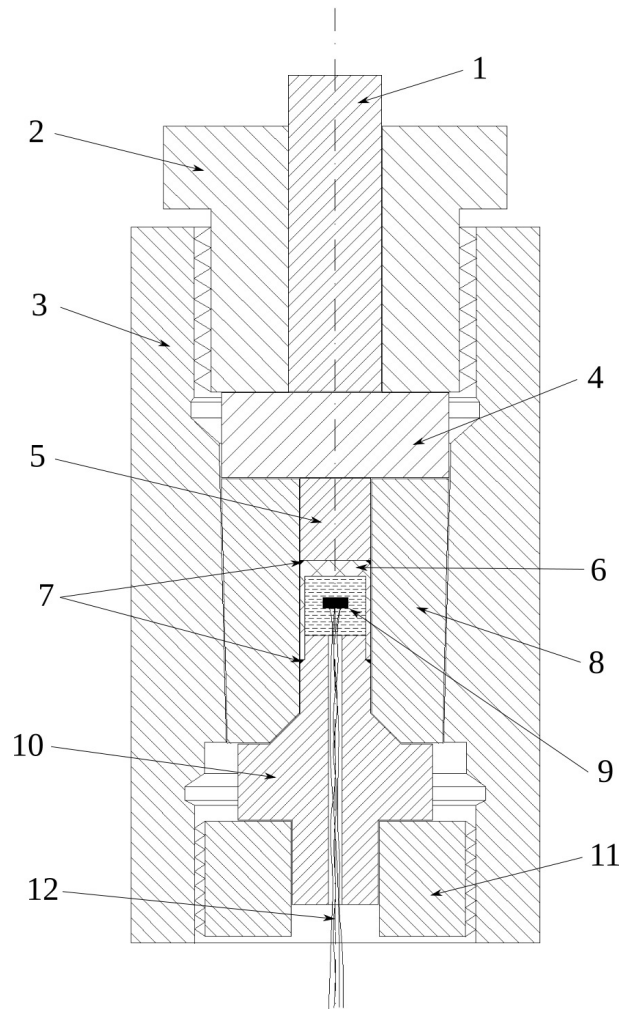


Рис. 2.3. Схематический вид камеры давления в разрезе. 1 - цилиндрический толкатель, 2 - гайка, фиксирующая подпятник, 3 - внешняя часть корпуса камеры, 4 - подпятник, 5 - поршень, 6 - тefлоновая ампула, 7 - антиэкструзионные гasketы, 8 - внутренняя часть корпуса камеры, 9 - образец и датчики давления, 10 - обтюратор, 11 - гайка, фиксирующая обтюратор, 12 - электрические вводы в камеру.

датчики давления (9), предварительно погруженные в жидкость, передающую давление. Правильно подобранная жидкость позволяет обеспечить гидростатичность давления, действующего на образец. Нами была использована кремний-органическая жидкость ПЭС-1[105]. Электрические вводы в камеру (12) выполнены медными проводами сечением 0.07-0.1 мм, пропущенными сквозь канал обтюратора (10), запирающего камеру со стороны, противоположной поршню и толкателю. Герметизация вводов выполнена при помощи низкотемпературного эпоксидного клея. Сам обтюратор, также как и внутренняя часть кор-

пуса камеры, выполнен из стали 40ХНЮ, но закален до меньшей твердости, чем вкладыш. За счет этого уменьшается риск повреждения корпуса камеры при возможных перекосах или разрушении обтюлятора. Контроль давления при комнатной температуре осуществляется при помощи манганиновой проволоки, сопротивление которой линейно зависит от приложенного давления. При низкой температуре давление определяется по смещению температуры сверхпроводящего перехода в оловянной (Sn) проволоке. Необходимость измерения давления после охлаждения связана с неизбежным его изменением вследствие неодинаковости коэффициентов теплового расширения различных частей камеры и жидкости ПЭС-1.

Обычно при работе с камерой применялась следующая техника:

- Исследуемый образец подвешивается на проводах, пропущенных через канал в обтюляторе камеры.
- На носик обтюлятора надевается бронзовое уплотнительное антиэкструзионное кольцо (гаскета (7) на Рисунке 2.3), препятствующее протеканию тефлона и жидкости, передающей давление, в зазоры между стенкой канала камеры и внешней поверхностью обтюлятора.
- Носик обтюлятора вместе с образцом плотно вставляется в тефлоновую капсулу (6), заполненную жидкостью, передающей давление.
- Обтюратор вставляется в камеру давления так, что капсула и образец оказываются в канале камеры. Сам обтюратор плотно фиксируется при помощи гайки (11).
- С противоположного конца канала также вставляется антиэкструзионная гаскета, после чего устанавливается цилиндрический поршень (5). Обычно поршень изготавливался из карбида вольфрама или закаленного сплава 40ХНЮ.

- Поверх поршня устанавливается подпятник (4), после чего конструкция предварительно фиксируется при помощи гайки (2).
- В канал поршневой гайки (2) вставляется толкатель (1) из карбида вольфрама, после чего вся конструкция помещается под пресс.
- Прессом создается усилие на толкатель, которое через подпятник передается поршню, после чего положение поршня фиксируется докручиванием гайки (2). В процессе нагружения прессом давление в камере контролируется по манганиновому датчику.
- Камера размещается на вставке в криостат и плавно охлаждается до низких температур.

2.3. Техника низких температур.

Общая схема транспортных измерений в криомагнитной системе показана на Рисунке 2.4. При измерениях образец размещался в низкотемпературной вставке в зазоре сверхпроводящего магнита. Сам магнит находится в ванне с жидким гелием-4, изолированной от внешних теплопритоков вакуумной рубашкой криостата, и радиационными экранами, охлаждаемыми за счет контакта с азотной рубашкой, заполненной жидким азотом. Наши измерения выполнялись в двух жидкостных криомагнитных системах УИС-8 и “21 Т” (производство Cryogenic Inc.). Первая из них содержит сверхпроводящий магнит с магнитным полем до 8 Тл. Температурная вставка, использованная в измерениях, позволяла достигать минимальной температуры 1.3 К за счет откачки паров жидкого He-4. Система “21 Т” использовалась для проведения измерений в более сильных магнитных полях, т.к. она снабжена сверхпроводящим соленоидом с максимальным полем до 21 Тл. Кроме того, при измерениях использовалась низкотемпературная вставка в криостат с He-3, которая позволяла проводить измерения при температурах вплоть до 0.3 К. Такая температура достигалась

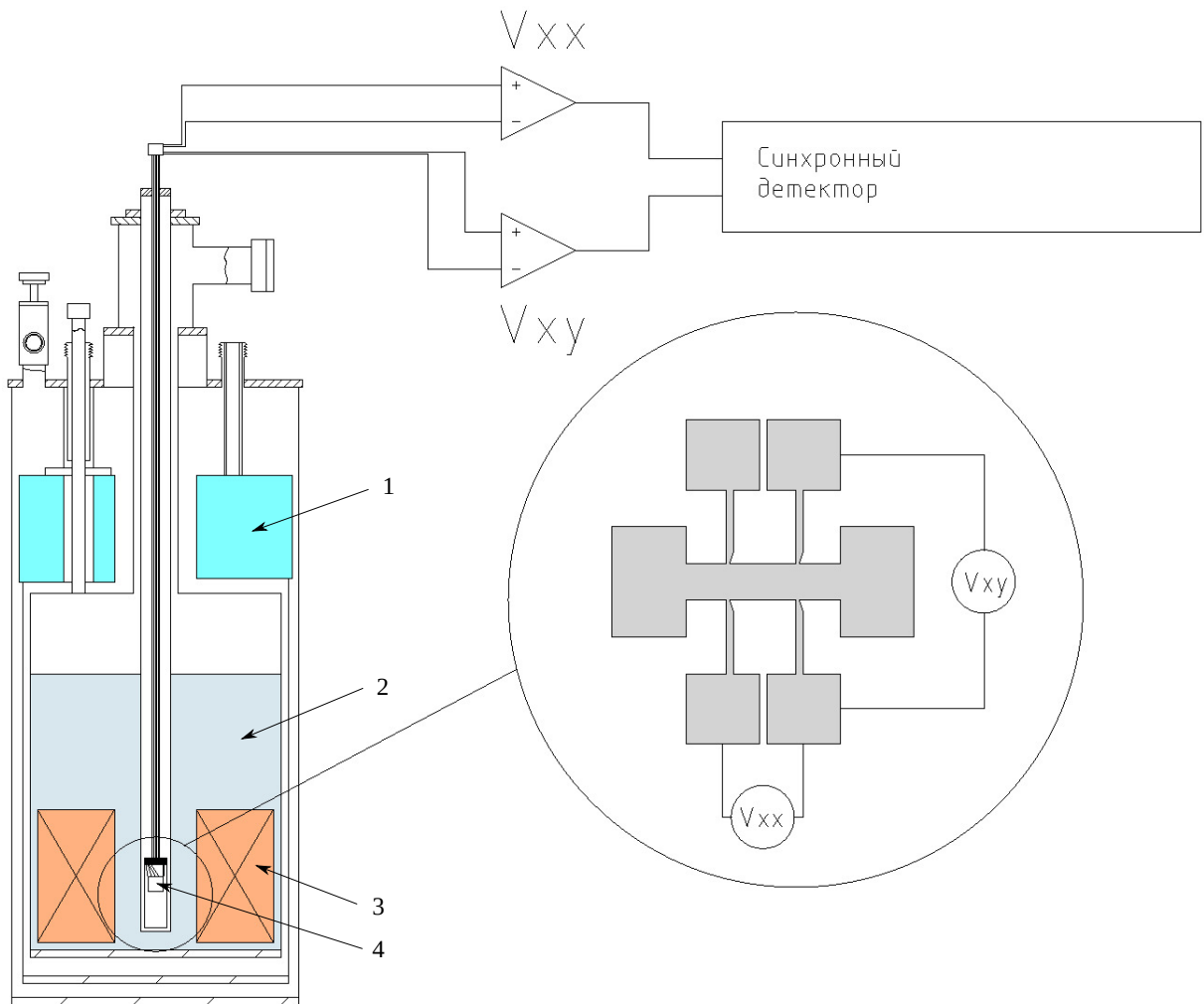


Рис. 2.4. Схема низкотемпературного транспортного эксперимента. 1 - азотная рубашка, 2 - гелиевая ванна, 3 - сверхпроводящий магнит, 4 - образец внутри низкотемпературной вставки, V_{xx} , V_{xy} - сигналы продольной и Холловской разности потенциалов, усиленные при помощи измерительных предусилителей. Подключение источника тока к образцу не показано, чтобы не загромождать рисунок.

при помощи откачки паров He-3 за счет работы внутреннего криосорбционного насоса. Также в данной установке имелась возможность размещать образец на вращающейся платформе, что позволяло изучать поведение образцов не только в перпендикулярном, но и в наклонном относительно базисной плоскости исследуемого кристалла магнитном поле.

2.4. Техника магнитотранспортных измерений.

Измерения сопротивления образцов проводились по 4-х контактной схеме на переменном токе с использованием техники синхронного детектирования. Такая техника измерений позволяет эффективно выделять полезный сигнал на фоне шумов и избавляться от паразитных постоянных сдвигов измеряемого сигнала, вызванных термо-ЭДС. Типичные измерительные частоты лежали в диапазоне 10-80 Гц. В этом диапазоне амплитуды паразитных емкостных и индуктивных сигналов, как правило, оказывались минимальными. Для дальнейшего избавления от шумов ток через образцы подавался через оптоизолированный источник тока, управляемый напряжением, а измеряемый сигнал усиливался инструментальным усилителем. Как источник тока, так и усилитель имели автономное питание, что обеспечивало гальваническую развязку образца от общих сетей переменного тока.

Для измерений холловской компоненты магнитосопротивления использовались два дополнительных контакта, расположенных по разные стороны проводящего канала Холловского мостика. Измерения проводились при типичных токах через образец на уровне 1-100 нА, что, с одной стороны, позволяло обеспечить приемлемый уровень измеряемого сигнала, а с другой - избежать перегрева образцов током. Для исключения влияния асимметрии контактов на продольный (падение напряжения V_{xx} вдоль направления тока j_x) и поперечный (Холловское напряжение V_{xy}) измеряемые сигналы применялась техника симметризации: измерения проводились в двух противоположных ориентациях магнитного поля, после чего продольный сигнал симметризовался по полю, а поперечный - антисимметризовался. Особенно важна данная процедура для анализа Холловского сигнала, т.к. при наличии неизбежного смещения измерительных контактов вдоль образца большая амплитуда продольного сопротивления вносит в него значительный вклад.

Глава 3

Переход полуметалл-изолятор в 20нм КЯ HgTe под давлением.

3.1. Введение.

Двумерный полуметалл, возникающий в системе HgTe/CdHgTe сам по себе является уникальным физическим объектом. Фактически, единственной альтернативной реализацией именно двумерной электрон-дырочной системы является система GaSb-InAs-GaSb[106–110]. Эта система, тем не менее, имеет несколько существенных отличий от HgTe/CdHgTe. Во-первых, подвижность и концентрация дырочных носителей в HgTe намного выше, чем в GaSb-InAs-GaSb, что делает их вклад в транспортные свойства намного более весомым. Во-вторых, электроны и дырки в GaSb-InAs-GaSb пространственно разделены, т.к. находятся на разных интерфейсах, что существенно снижает возможности наблюдения эффектов электрон-дырочного взаимодействия. В КЯ HgTe носители, напротив, сосуществуют в одной и той же области в реальном пространстве. В третьих, параметры носителей в КЯ HgTe могут изменяться в широких пределах за счет применения электростатического затвора, изменения ширины КЯ и модификации спектра давлением. В системе GaSb-InAs-GaSb возможности для подобных модификаций гораздо более ограничены. Перечисленные особенности электронной структуры КЯ HgTe делают их идеальными кандидатами для рассмотрения одной из фундаментальных задач физики твердого тела, имеющей длительную историю - проблемы реализации состояния экситонного изолятора.

Значительное развитие вопрос о возможных фазовых переходах в равновесной или квазиравновесной электрон-дырочной системе получил в теоретических и экспериментальных работах, посвященных переходу экситонный газ - электрон-дырочная жидкость в полупроводниковых системах [111, 112]. В хо-

де исследований стало ясно, что вид фазовой диаграммы электрон-дырочной системы существенно зависит от особенностей спектра электронов и дырок. В частности, большую роль играет долинное вырождение и анизотропия спектра. Основные результаты в этой области, тем не менее, были получены для квазиравновесной системы электронов и дырок, созданной в полупроводниках при помощи постоянной внешней оптической накачки или импульсного возбуждения электронного газа. При этом наиболее изученными стали классические полупроводниковые системы, такие как германий и кремний, обладающие многодолинным и сильно анизотропным спектром. Для таких систем образование диэлектрического электрон-дырочного состояния является энергетически не выгодным, а вместо него реализуется металлическое состояние в виде капель электрон-дырочной жидкости. Кроме того следует отметить, что неравновесность электрон-дырочной жидкости существенным образом определяет характер многих кинетических явлений в системе. Вопрос же о возможности реализации различных конденсированных состояний экситонов в равновесных системах по настоящее время остается сравнительно мало исследованным, прежде всего с точки зрения эксперимента. Поэтому изучение термодинамических и кинетических свойств различных равновесных электрон-дырочных фаз по-прежнему является одной из открытых фундаментальных задач физики конденсированного состояния.

Понятие экситонного изолятора впервые было введено в рассмотрение в работе Н. Мотта 1949 года [14]. В последствии концепция экситонного изолятора получила теоретическое развитие в работах [15, 16, 113–115]. В частности, было показано, что полупроводник с узкой энергетической щелью или полуметалл с равным количеством электронов и дырок неустойчивы при определенных условиях, по отношению к формированию электрон-дырочных пар. При этом спектр системы становится похожим на спектр сверхпроводника с энергетиче-

ской щелью Δ , масштаб которой определяется энергией связи пар:

$$E_B = \frac{m^* e^4}{2\kappa^2 \hbar^2}, \quad \frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \quad (3.1)$$

Для перехода в состояние экситонного изолятора необходимо, чтобы размер энергетической щели в полупроводнике или величина перекрытия зон в полуметалле не превосходили энергию связи экситонов. Модельная фазовая диаграмма ЭИ, а также ожидаемый вид температурной зависимости удельного сопротивления системы показаны на Рисунке 3.1.

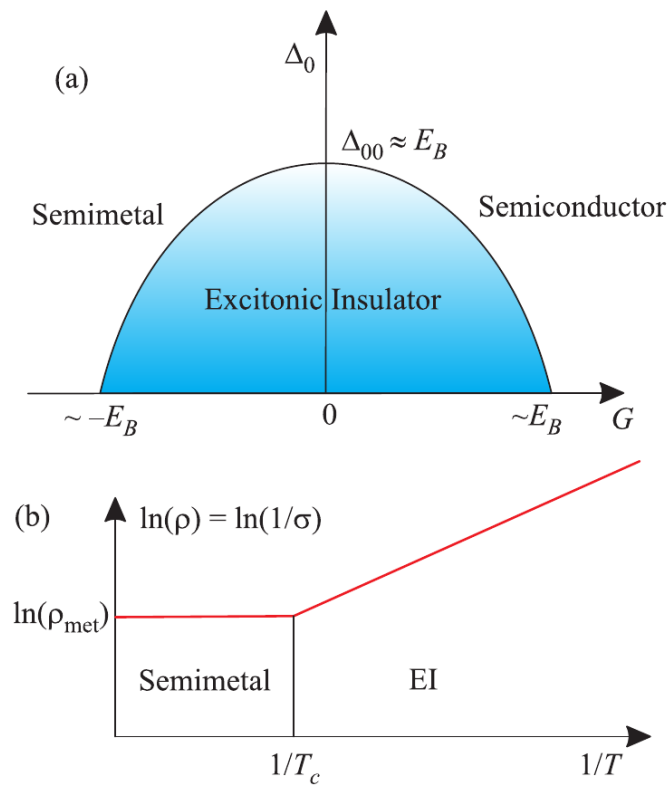


Рис. 3.1. (а) Фазовая диаграмма ЭИ, Δ_0 - энергетическая щель ЭИ при нулевой температуре, G - полупроводниковая щель (правая часть диаграммы) или величина перекрытия зон полуметалла (левая часть диаграммы), E_B - энергия связи электрон-дырочных пар. (б) Температурная зависимость удельного сопротивления от температуры, $\rho(T)$, которая ожидается на основе теоретических моделей.

Обычно в большинстве полуметаллов и полупроводников указанное выше условие образования экситонного диэлектрика не выполнено, но в узкозонных полупроводниках и полуметаллах с малой величиной перекрытия зон пере-

ход теоретически возможен. Дополнительным препятствием для образования электрон-дырочного конденсата является рассеяние носителей на примесях, играющее роль, аналогичную магнитному рассеянию в сверхпроводниках [116]. Первые экспериментальные указания на реализуемость подобного состояния были обнаружены в работе [117]. Переход в диэлектрическое состояние был обнаружен в полуметаллическом антимониде висмута в магнитном поле при приложении гидростатического давления. Существенный интерес, тем не менее, представляет обнаружение экситонного изолятора в нулевом магнитном поле. Экспериментально было предложено несколько материалов-кандидатов, в которых предположительно происходит экситонная конденсация в нулевом поле: $1T\text{-TiSe}_2$ [118–120, 120–122], $\text{TmSe}_{0.45}\text{Te}_{0.55}$ [123–127], Ta_2NiSe_5 [128–130]. В первых двух из этих систем убедительные свидетельства перехода в состояние экситонного изолятора оказалось достаточно трудно обнаружить из-за дополнительных физических эффектов. Так, вблизи предполагаемого экситонного перехода в $1T\text{-TiSe}_2$ происходит переход в состояние волны зарядовой плотности, сопровождающийся структурной перестройкой кристаллической решетки, что существенно изменяет спектр системы. В системе $\text{TmSe}_{0.45}\text{Te}_{0.55}$, где переход в диэлектрическое состояние происходит под давлением, значительное влияние на транспортные и термодинамические свойства оказывает магнетизм ионов Tm. Также стоит отметить работу [131], в которой экситонная конденсация была продемонстрирована в бислоях InAs/GaSb.

Для двумерного полуметалла в широких КЯ HgTe величина энергии связи экситонов может быть оценена по формуле (3.1). Если использовать экспериментальные значения электронной и дырочной эффективных масс $0.025m_e$ и $0.15m_e$ [132] соответственно, а значение диэлектрической константы, κ , принять равным 20 [133], то получаем, что $E_B \approx 0.7$ мэВ. При этом полуметаллическое перекрытие зон составляет около 3–5 мэВ [39, 50], но оно может быть уменьшено за счет приложения гидростатического давления. Расчеты, проведенные в [56] показывают, что необходимое давление превышает 20 кбар при низких темпера-

турах, но может снижаться при повышении температуры вплоть до 15 кбар при 100 К. Тем не менее, согласно работам [44, 46] результаты **кр** расчетов могут значительно расходиться с экспериментом количественно при наличии полуметаллического перекрытия зон, так что фактическая величина давления, при котором следует ожидать экситонной конденсации в широких КЯ HgTe может отличаться от расчетной.

В данной главе представлены результаты транспортных измерений, проведенных с квантовой ямой HgTe с ориентацией подложки (100) шириной 20 нм при гидростатическом давлении около 14.4 кбар. В КЯ HgTe при воздействии такого давления мы наблюдали резкий переход от металлического типа проводимости к активационному при понижении температуры, что указывает на возможное установление в системе режима экситонного изолятора.

3.2. Результаты.

Рисунок 3.2 демонстрирует основной результат наших измерений - резкую трансформацию вида температурной зависимости сопротивления образца при приложении давления. В данном случае напряжение на затворе соответствует точке электронейтральности (ТЭН), т.е. ситуации, когда концентрации электронов и дырок одинаковы. Сопротивление образца явно демонстрирует экспоненциальный рост, который начинается только при температуре ниже 10 К. Эта температурная зависимость радикально отличается от той, что наблюдается при нулевом давлении. Последняя показана на Рис.3.2(b). В этом случае при понижении температуры с 10 до 0.2 К сопротивление демонстрирует лишь слабое изменение около значения $3 \text{ k}\Omega/\square$. В диапазоне 2-4 К это изменение, вероятно, обусловлено температурной зависимостью электрон-дырочного рассеяния, специфической для двумерного полуметалла [134]. При более низких температурах незначительный рост сопротивления, по всей видимости, обусловлен эффектом слабой локализации.

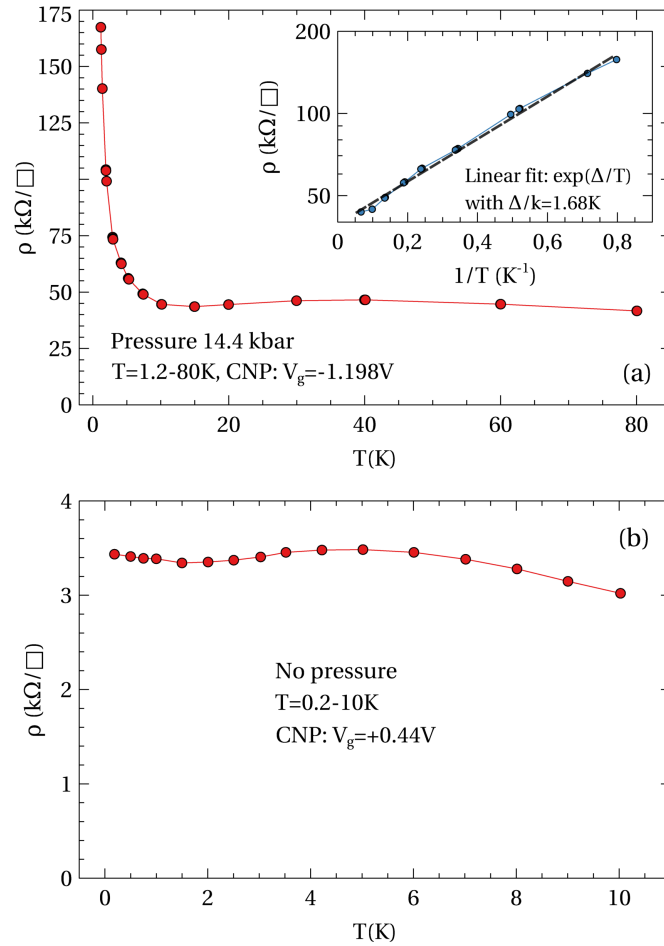


Рис. 3.2. (а) Зависимость сопротивления от температуры в точке электронейтральности (CNP, $N_s = P_s$) под давлением 14.4 кбар. На врезке показан результат подгонки низкотемпературной части кривой активационной зависимостью. (б) Зависимость сопротивления от температуры при нулевом давлении [A1].

Больше информации о свойствах системы под давлением дают зависимости сопротивления образца от затворного напряжения, $\rho(V_g)$. На рисунке 3.3 приведена серия зависимостей $\rho(V_g)$, измеренных при различных температурах при нулевом давлении (а) и при давлении 14.4 кбар (б). Кривые на рисунке 3.3(а) характерны для двумерного полуметалла в широкой квантовой яме HgTe и более подробно обсуждаются в более ранних публикациях [39, 49, 50]. При больших положительных значениях напряжения на затворе, когда квантовая яма заполнена высокоподвижными электронами сопротивление мало и составляет, например 60 Ω/\square при температуре 4.2 К (красная кривая на рисунке 3.3(а)). По мере уменьшения напряжения на затворе сопротивление возрастает и достига-

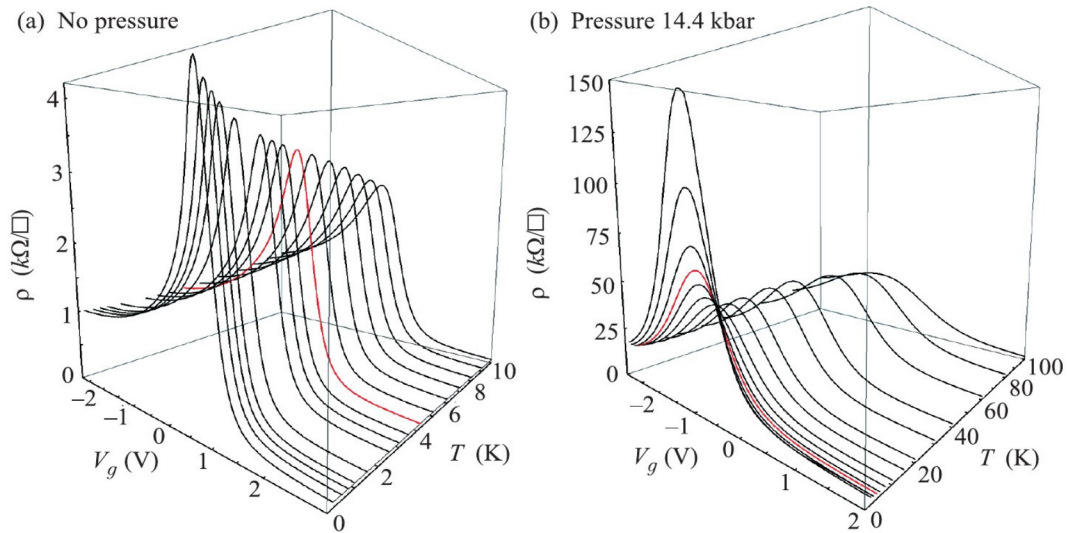


Рис. 3.3. Зависимости $\rho(V_g)$ при различных температурах. (а) - При нулевом давлении, $T = 0.2, 0.5, 0.75, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4.2, 5, 6, 7, 8, 9, 10$ К. (б) - При давлении 14.4 кбар, $T = 1.3, 2, 3, 4.2, 5.3, 7.4, 10, 15, 20, 30, 40, 60, 80, 100$ К. Красным цветом выделены кривые, измеренные при температуре 4.2 К [A1].

ет максимальной величины около $3 \text{ k}\Omega/\square$ возле точки электронейтральности. При отрицательных значениях напряжения на затворе квантовая яма постепенно наполняется дырками, сопротивление снова уменьшается и устанавливается на уровне $1 \text{ k}\Omega/\square$, что заметно больше значений на электронной стороне из-за разности в подвижности двух типов носителей заряда.

Как видно из рисунка 3.3(b), давление очень существенно меняет описанную выше картину. Несмотря на то, что качественный вид зависимостей $\rho(V_g)$ не изменяется, значения сопротивления для всех концентраций значительно возрастают. Так, например, сопротивление образца в электронной области, т.е. при достаточно большом положительном напряжении на затворе, составляет теперь $1.1 \text{ k}\Omega/\square$ вместо $60 \Omega/\square$, наблюдавшихся ранее, а в дырочной возрастает до $14 \text{ k}\Omega/\square$ против $1 \text{ k}\Omega/\square$ без давления. Наиболее сильно температурная зависимость сопротивления изменяется около точки электронейтральности. В то время как при нулевом давлении сопротивление плавно возрастает с понижением температуры, под давлением наблюдается экспоненциальный рост пика в сопротивлении в районе ТЭН. Наблюдаемые нами изменения сопротивления

образца обратимы, т.е. после снятия давления сопротивление возвращается к исходным значениям. Особенно интересно в наблюдаемой температурной зави-

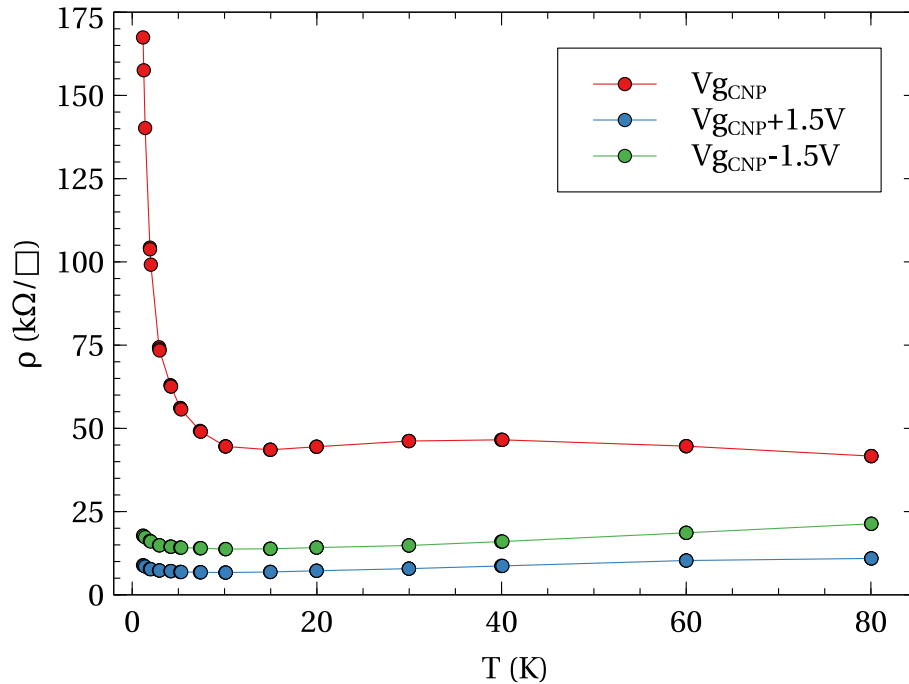


Рис. 3.4. Зависимости удельного сопротивления от температуры при давлении 14.4 кбар для различных величин напряжения на затворе.

симости то, что экспоненциальный рост сопротивления начинается только при температуре ниже 10 К, а при более высокой температуре никаких признаков щели в энергетическом спектре не наблюдается. При понижении температуры от 100 до 10 К температурная зависимость сопротивления демонстрирует широкий максимум в районе 40 К. Такое поведение явно не совместимо ни с логарифмической зависимостью вследствие слабой локализации или антилокализации, ни с наличием щели в энергетическом спектре даже с поправкой на зависящее от температуры электрон-фононное и примесное рассеяние. Вообще говоря, само значение удельной проводимости $40 \text{ k}\Omega/\square$, достигаемое в точке CNP уже при высоких температурах свидетельствует о том, что при низких температурах устанавливается, скорее всего, недиффузионный механизм транспорта. В этом состоит отличие от нулевого давления, при котором транспорт продолжает иметь диффузионный характер. Характерная для активационного роста величина щели мала, что можно было бы связать с близостью к Моттовскому

переходу. Однако, данный режим присущ только состоянию ТЭН. При отходе напряжения на затворе от значения, соответствующего ТЭН, рост сопротивления с понижением температуры становится гораздо более мягким и не описывается активационным законом. Это отличие хорошо видно на Рисунке 3.4.

Таким образом, мы приходим к следующему заключению: при температурах от 100 до 10 К система остается полуметаллической и демонстрирует немонокотонную зависимость $\rho(T)$, не описываемую простыми моделями, в то время как при более низкой температуре открывается щель в энергетическом спектре и система становится диэлектриком с соответствующей активационной температурной зависимостью сопротивления.

Описанное поведение ясно указывает на переход металл-изолятор при температуре около 10 К, что согласуется с ожидаемым переходом в фазу экситонного изолятора (см. Рисунок 3.1(b)). Тем не менее, согласно теории, величина щели в энергетическом спектре должна по порядку величины совпадать с температурой перехода и энергией связи экситонов. В то время как T_c в нашем случае действительно близка к $E_B \approx 0.7$ мэВ, величина энергетической щели, Δ , оказывается в четыре раза меньше этой оценки. Одной из причин такого расхождения может быть беспорядок в системе. Он, тем не менее, должен одинаково снижать как Δ , так и T_c . Для объяснения наблюдаемого расхождения, таким образом, необходима теория проводимости двумерного полуметалла, принимающая в расчет также и эффекты беспорядка.

Следует отметить, что среди различных сценариев перехода полуметалл-экситонный изолятор есть и такой, который очень близок по форме к теории сверхпроводимости Бардина-Купера-Шриффера. Он был впервые предложен Келдышем и Копаевым [135], а позже обсуждался в работах [114, 136]. Этот сценарий, тем не менее, может реализовываться только в системе с идентичными электронной и дырочной Ферми-поверхностями, что в нашей системе не выполняется.

3.3. Выводы.

В заключение можно сказать, что настоящий эксперимент имел целью обнаружение теоретически предсказанного перехода из состояния двумерного полуметалла в экситонный изолятор. Для этого к квантовой яме HgTe шириной 20 нм с ориентацией подложки (100) было приложено гидростатическое давление, которое должно приводить к уменьшению полуметаллического перекрытия энергетических зон. Действительно, как показывают наши измерения, под давлением перекрытие уменьшается и сопротивление ожидаемо возрастает. Кроме того, под давлением транспортные свойства системы подвергаются значительному изменению. Наиболее значимым является появление перехода полуметалл-диэлектрик ниже 10 К в точке электронейтральности системы. Эта температура хорошо согласуется с оценкой энергии связи экситонов $E_B \approx 0.7$ мэВ, что соответствует температуре около 8 К. По нашему мнению, характер наблюдаемого перехода явно указывает на возникновение коллективного экситонного состояния электрон-дырочной системы при понижении температуры ниже порога энергии связи экситонов. Об этом свидетельствует резкая трансформация вида температурной зависимости сопротивления в точке электронейтральности при температурах ниже 10 К.

Глава 4

Транспорт в КЯ HgTe в широком диапазоне давлений.

4.1. Введение.

В связи с изложенными в предыдущей главе результатами естественным образом возникает вопрос об эволюции наблюдаемого состояния с давлением, а также о транспортных свойствах системы в магнитном поле. Кроме того, самостоятельный интерес представляет изучение влияния дефектов кристаллической структуры на транспорт в двумерных полуметаллических системах. В частности, в работе [137] предсказано, что это влияние должно быть особенно сильно для двумерного полуметалла с малым перекрытием энергетических зон. В указанной работе построена модель, согласно которой в присутствии длинноволнового беспорядка полуметалл с равными концентрациями электронов и дырок при нулевой температуре распадается пространственно на три типа областей - области, заполненные целиком электронами, области, заполненные дырками и промежуточные области, где присутствуют как электроны, так и дырки. При этом если электрон-дырочная рекомбинация подавлена, то переходы между электронными и дырочными областями практически не происходят. В областях же третьего типа концентрации носителей малы вследствие малой величины перекрытия валентной зоны и зоны проводимости. Указанное выше подавление электрон-дырочной рекомбинации ожидаемо в системе с непрямым перекрытием зон, так как она в основном происходит с участием фононов которые “вымерзают” при низких температурах. Таким образом, если флуктуации случайного длинноволнового потенциала сравнимы по величине с полуметаллическим перекрытием зон и области первых двух типов не перколируют через всю систему, то следует ожидать резкого возрастания сопротивления при пони-

жении температуры вблизи точки электронейтральности системы.

В данной главе изложены результаты изучения магнитотранспорта в КЯ HgTe в перпендикулярном магнитном поле при гидростатическом давлении от 0 до 15.1 кбар. Проведенные нами измерения позволили проследить эволюцию зарядового транспорта в системе при изменении давления, температуры и магнитного поля в широком диапазоне. Мы обнаружили признаки существенной перестройки электронной системы при давлениях свыше 13 кбар и установили, как влияет беспорядок на свойства полуметаллической системы с малым перекрытием энергетических зон.

4.2. Результаты.

4.2.1. Нулевое магнитное поле.

Рисунок 4.1 суммирует картину изменения с давлением зависимостей $R(V_g)$, измеренных в нулевом магнитном поле при температуре 1.3 К. Каждая из кривых была получена при изменении напряжения на затворе, V_g , при фиксированных температуре и давлении. При каждом давлении максимальное сопротивление достигается тогда, когда концентрации электронов и дырок почти одинаковы (“точка электронейтральности”, ТЭН). Происхождение максимума объясняется двумя факторами: (1) когда система близка к ТЭН плотность состояний носителей заряда достигает минимума, (2) уменьшение концентрации носителей приводит к увеличению длины экранирования, возрастанию амплитуды флуктуаций потенциала, а также к усилению e-h рассеяния (механизм Ландау-Барбера). Такой тип зависимости характерен для рассматриваемой полуметаллической системы [41, 49, 50, 134].

В принципе, положение ТЭН может быть определено более точно из зависимостей концентрации электронов и дырок от напряжения на затворе, но в нашем случае это оказалось невозможным по причинам, обсуждаемым ниже. При достаточно низких температурах положение максимума сопротивления и

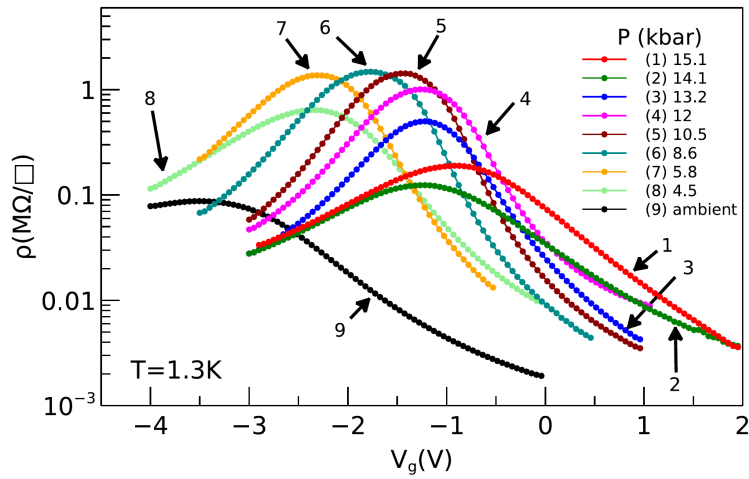


Рис. 4.1. Удельное сопротивление, ρ , как функция затворного напряжения при различных давлениях, при температуре 1.3 К. Данные при нулевом давлении отвечают состоянию образца после сброса давления по окончании всего цикла измерений [A1].

ТЭН практически совпадают, так что их различие для наших целей не существенно и мы будем в дальнейшем ссылаться на максимум сопротивления как на ТЭН без дополнительных оговорок.

Как показано в Главе 3, основное различие между зависимостями $R(V_g)$ при нулевом давлении и при высоком давлении состоит в том, что сопротивление в ТЭН резко возрастает с давлением. Новые данные, приведенные в настоящей главе подтверждают это наблюдение. Нами были проведены систематические измерения магнитотранспорта при давлениях, которые изначально прикладывались в следующей последовательности: $0 \rightarrow 15.1 \rightarrow 14.1 \rightarrow 12 \rightarrow 13.2 \rightarrow 10.5 \rightarrow 8.6 \rightarrow 5.8 \rightarrow 4.5 \rightarrow 0$ кбар.

При возрастании давления до 8.6 кбар сопротивление образца также растет. Именно такой зависимости можно ожидать на основе расчетов зонной структуры [56], которые предсказывают уменьшение перекрытия зон при увеличении давления. При более высоких давлениях, тем не менее, сопротивление ведет себя неожиданно - его рост с давлением насыщается и сменяется падением в противоречии с простой моделью спектра.

Как было уже упомянуто ранее, наиболее интересные эффекты ожидаются вблизи ТЭН, так что нами были измерены температурные зависимости

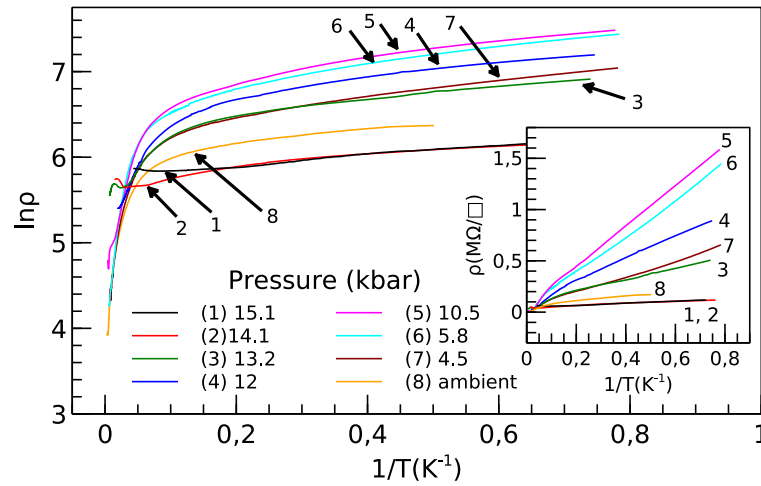


Рис. 4.2. Температурные зависимости сопротивления образца в точке электронейтральности при различных давлениях. Данные при нулевом давлении отвечают состоянию образца после сброса давления по окончании всего цикла измерений. На врезке показаны зависимости R от $1/T$ в низкотемпературной области. Номера кривых на врезке соответствуют номерам на основном графике [A1].

сопротивления в ТЭН при различных давлениях. На Рисунке 4.2 приведены результаты этих измерений в координатах $\log \rho - 1/T$ при том же наборе давлений, что и на Рисунке 4.1. При измерении каждой из кривых напряжение на затворе соответствовало ТЭН и оставалось фиксированным во всем диапазоне температур.

Величина удельного сопротивления на Рисунке 4.2, как правило, превышала $25 \text{ k}\Omega/\square$, так что можно ожидать активационного или прыжкового режима проводимости в системе. Именно это и наблюдается при температурах выше 10 К, но по мере дальнейшего снижения температуры рост сопротивления неожиданно замедляется и следует закону $\rho \propto T^{-1}$ вместо ожидаемой для прыжкового режима зависимости $\rho \propto (T_0/T)^p$ [24].

Подобный характер температурной зависимости уже наблюдался ранее в более узких КЯ HgTe шириной 8-8.3 нм [25]. В этих системах замедление роста сопротивления при охлаждении интерпретировалось как проявление краевого транспорта. Несмотря на то, что особенности краевого транспорта в данной системе не изучались, такое объяснение представляется возможным и в нашем

случае. Отметим, также, что зависимость типа $\rho \propto T^{-1}$ наблюдалась ранее и для полуметаллических КЯ HgTe, выращенных на подложке GaAs с ориентацией (112) и к настоящему моменту так и не получила должного объяснения. Если все же попытаться аппроксимировать данную зависимость формулой Аррениуса $\rho \propto \exp(\Delta/T)$, то получится значение щели менее 0.5 К, что не имеет физического смысла. Для более высоких температур $\log \rho$ следует активационной зависимости с величиной щели порядка 100 К.

4.2.2. Прыжковая проводимость при высоких температурах.

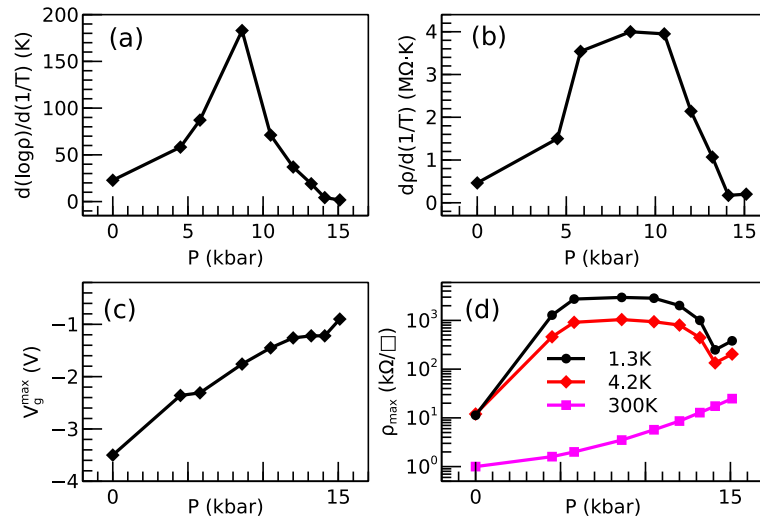


Рис. 4.3. (a) Зависимость от давления наклона кривых $\ln R(1/T)$, измеренных в точке электронейтральности в диапазоне $15 < T < 5$ К. (b) Зависимость от давления наклона низкотемпературных участков кривых $R(1/T)$. (c) Положение максимума на кривых $R(V_g)$ при $T = 1.3$ К как функция давления. (d) зависимость сопротивления образца от давления при $T = 1.3, 4.2$ и 300 К. Символы соответствуют экспериментальным точкам, соединительные линии - для удобства восприятия [A1].

Характерно, что наклоны как низко- так и высокотемпературной части температурной зависимости сопротивления, равно как и сама величина сопротивления в ТЭН при низких температурах демонстрируют немонотонную зависимость от температуры при изменении давления. Эти зависимости показаны на Рисунке 4.3. Теоретические расчеты зонной структуры [56] предсказывают монотонное уменьшение перекрытия зон с давлением. Соответственно, можно

было бы ожидать монотонного увеличения сопротивления с давлением. Наблюдаемые немонотонные зависимости не укладываются в подобную полуклассическую картину и, по нашему мнению, свидетельствуют о комбинированном влиянии на свойства системы как зонной структуры, так и беспорядка, которые меняются одновременно при изменении давления.

Давление вызывает уменьшение перекрытия зон и, как результат, усиливает влияние беспорядка на транспорт в системе, приводя к образованию пространственно неоднородного состояния. Это состояние можно представить себе как систему проводящих “озер”, разделенных изолирующими “барьерами”. Активационная энергия Δ , которая определяет транспорт при достаточно высоких температурах, при такой интерпретации должна быть напрямую связана с величиной “барьеров” которые носители заряда должны преодолевать для осуществления прыжков между соседними проводящими областями. В разделе 4.2.3 мы обсудим данные по низкотемпературному “когерентному” транспорту, поддерживающие данную модельную картину.

В данной интерпретации мы можем заключить из Рисунка 4.3(а), что высота барьера растет до давления ≈ 10 кбар. По мере дальнейшего увеличения давления, Δ падает почти до нуля и демонстрирует тенденцию к насыщению, что согласуется со степенной температурной зависимостью. Это можно интерпретировать как появление перекрытия между проводящими “озерами”, сопровождающееся эффективным уменьшением разделяющих их барьеров. Наконец, при увеличении давления до 15 кбар низкотемпературное сопротивление резко возрастает в 2-3 раза (см. Рисунок 4.3(d)). Подобная низкотемпературная аномалия наблюдалась и для других образцов, в то время как при комнатной температуре такое поведение не наблюдается (см. Рисунок 4.3(d), нижняя кривая).

4.2.3. Магнитотранспортные измерения.

Общая картина.

Для получения дополнительной информации о характере изменений транспортных свойств системы с давлением нами также были проведены измерения в перпендикулярном магнитном поле. Напряжение на затворе изменялось в пределах от -1.5 В до $+1.5$ В (относительно ТЭН), а температуры варьировались от 1.3 до 30 К. При измерениях использовались магнитные поля до 4 Тл. Общая картина магнитотранспорта выглядит гораздо наглядней в терминах проводимости σ_{xx} и σ_{xy} , полученной путем инверсии тензора магнитосопротивления. Эти величины впоследствии будут именоваться магнитопроводимостью (МП). Для иллюстрации рассмотрим характерную картину МП при давлении 10.5 кбар.

Общая картина МП при данном давлении показана на Рисунке 4.4 при температуре 1.3 К. Для удобства мы разделим диапазон исследованных концентраций на три области следующим образом: (I) область положительных относительно ТЭН напряжений, где в транспорте доминирует электронный вклад, (II) область около ТЭН и (III) область отрицательных относительно ТЭН напряжений, где основными носителями являются дырки.

Область (1) характеризуется достаточно большой проводимостью в слабом магнитном поле и проявлениями квантового эффекта Холла (КЭХ) в более сильных полях (см. Рисунок 4.5). Во всем диапазоне магнитных полей магнитопроводимость отрицательна (т.е. падает с увеличением магнитного поля), в то время как холловская компонента демонстрирует плато КЭХ, соответствующие фактору заполнения $\nu = 1$. На Рисунке 4.5 показаны температурные изменения диагональной (а) и холловской (b) компонент МП для напряжения на затворе 0.05 В ($+1.5$ В относительно ТЭН). На этом же рисунке в слабых магнитных полях ($B < 0.1$ Тл) видны проявления квантовых поправок к проводимости из-за слабой локализации и антилокализации. Они быстро исчезают при увеличении

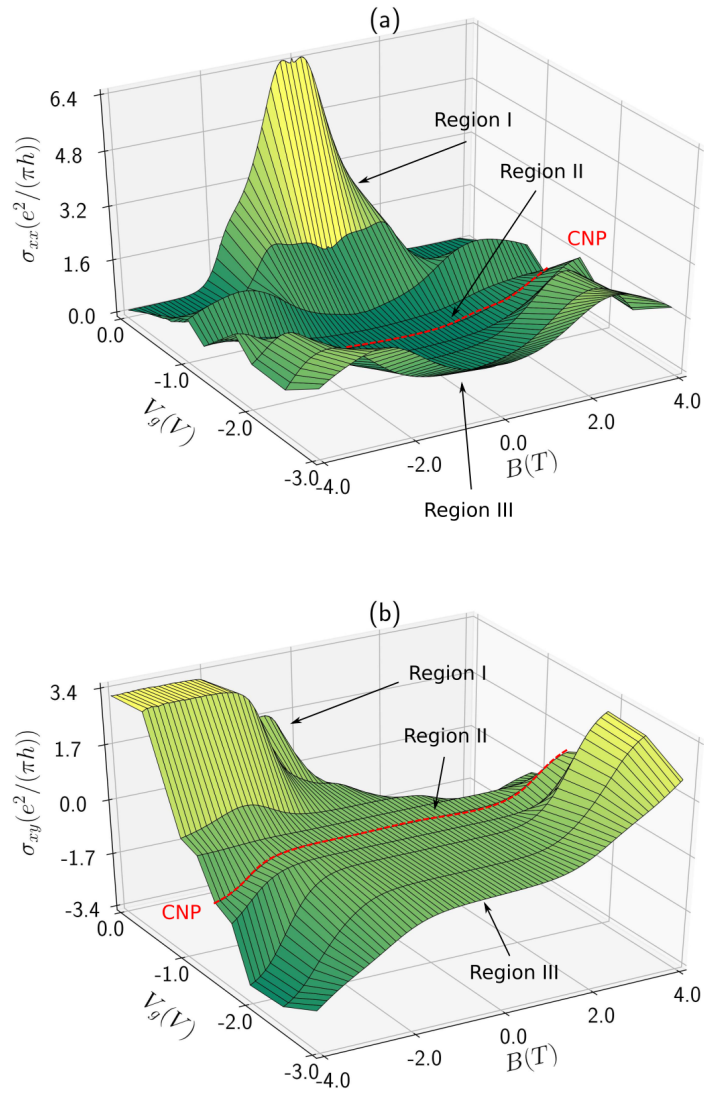


Рис. 4.4. Зависимости (а) σ_{xx} и (б) σ_{xy} от напряжения на затворе V_g и величины магнитного поля при давлении 10.5 кбар и температуре 1.3 К [A1].

температуры выше 1.3 К.

Монотонная магнитопроводимость.

Если оставить в стороне квантовые поправки, то во всем диапазоне температур в слабых магнитных полях наблюдается монотонное магнитосопротивление, которое в области I имеет квазиклассическую форму (см. Рисунок 4.5(a)). Тем не менее, температурные зависимости подвижности носителей заряда, полученные из подгонки экспериментальных данных простой двухзонной моделью оказываются противоречивыми: подвижность электронов растет с повышением

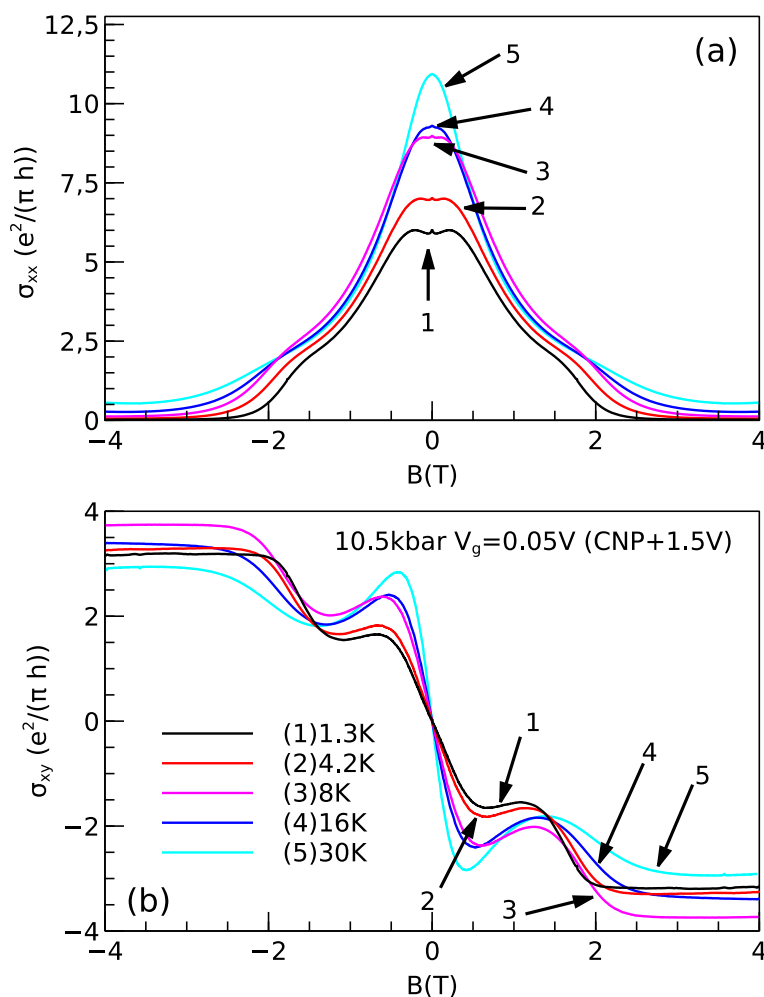


Рис. 4.5. Магнетопроводимость образца при давлении 10.5 кбар и $V_g = 0.05$ В (+1.5 В относительно ТЭН) при следующем наборе температур: (1) 1.3, (2) 4.2, (3) 8, (4) 16, и (5) 30 К. (a) $\sigma_{xx}(B)$, (b) $\sigma_{xy}(B)$ [A1].

температуры в противоположность тому, что можно ожидать для большинства стандартных механизмов рассеяния. Если попытаться объяснить такое поведение смещением ТЭН с температурой, то также получается, что с увеличением температуры подвижность должна упасть. Зависимость $\mu_n(T)$ также противоречит данным экспериментов при нулевом давлении [50]. Иными словами, простая двухзонная модель, успешно работающая при нулевом давлении, по-видимому, не применима к нашим экспериментальным данным, полученным под давлением.

При напряжениях на затворе, близких с ТЭН (см. Рисунок 4.4)), картина магнитотранспорта претерпевает сильные качественные изменения, как видно

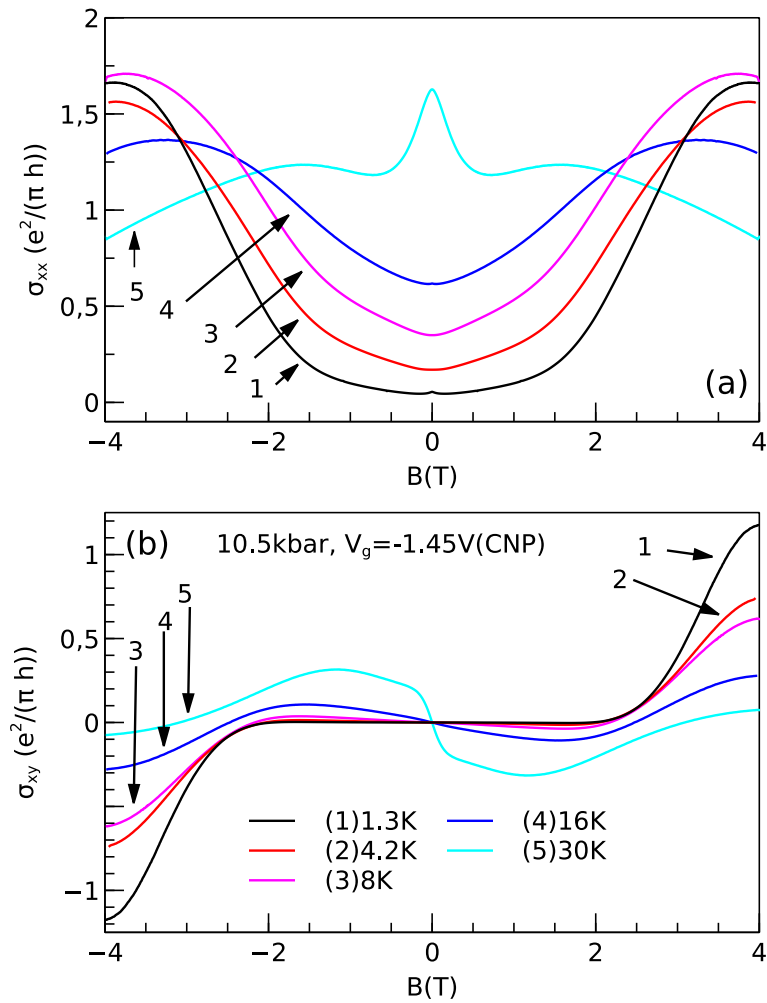


Рис. 4.6. Магнетопроводимость образца при давлении 10.5 кбар и $V_g = -1.45V$ (ТЭН) при следующем наборе температур: (1) 1.3, (2) 4.2, (3) 8, (4) 16, и (5) 30 К. (а) $\sigma_{xx}(B)$, (б) $\sigma_{xy}(B)$ [A1].

из Рисунка 4.6. Диагональная компонента проводимости падает почти на порядок при $T = 1.3K$ по сравнению с $V_g = 0.05V$, переводя систему в прыжковый режим проводимости. Этот режим соответствует широкой “долине” низкой проводимости на Рисунке 4.4. Обращает на себя внимание также и то, что холловская компонента проводимости падает практически до нуля и остается таковой в конечном диапазоне напряжений на затворе (см. Рисунок 4.4(b)). Этот эффект наблюдается в интервале давлений 4.5-12 кбар и отсутствует при нулевом давлении.

Нулевой эффект Холла наблюдался ранее в компенсированной электрон-дырочной системе в гетероструктурах InAs/GaSb [138] в режиме квантового

эффекта Холла. В этой системе нулевой Холловский сигнал наблюдается тогда, когда число занятых электронами и дырками уровней Ландау одинаково. Однако, между квантованными плато неизбежно наблюдаются пики σ_{xy} . Наша ситуация сильно отличается от описанной выше и низкополевой магнитотранспорт в нашем случае не определяется эффектами квантования спектра, а имеет другую природу. По нашему мнению низкие значения σ_{xy} - прямое следствие низкой диагональной проводимости системы, связанной с резким ростом ρ_{xx} при понижении температуры (см. формулу 1.5 в Главе 2).

Особенности прыжкового транспорта.

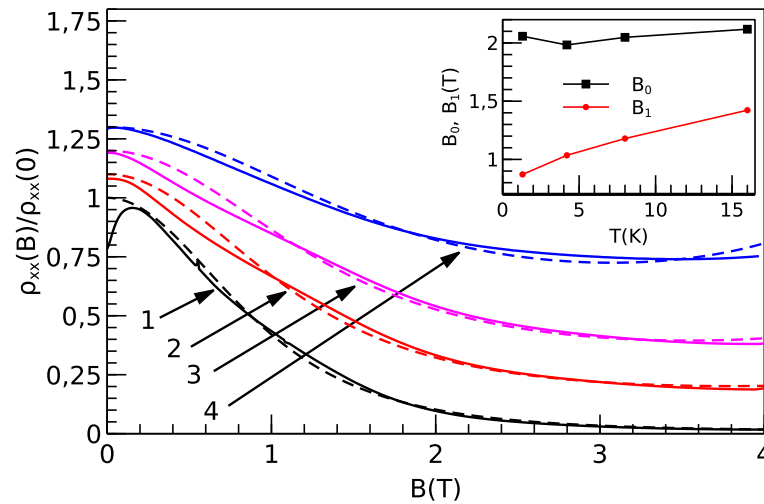


Рис. 4.7. Диагональная компонента магнитосопротивления образца при давлении $P = 10.5$ кбар и $V_g = -1.45$ В (ТЭН) при следующем наборе температур: (1) 1.3, (2) 4.2, (3) 8, (4) 16 К. Сплошными линиями показаны экспериментальные данные, а пунктирными - результаты подгонки данных по формуле Райха-Глазмана [17]. Для наглядности все данные нормированы на значения сопротивления в нулевом магнитном поле (за вычетом антилокализационной поправки) и сдвинуты на 0.1 (кривая 2), 0.2 (кривая 3) и 0.3 (кривая 4) соответственно. Для нормировки ρ_{xx} использованы следующие значения: $1880 k\Omega/\square$ при $T = 1.3$ К, $486 k\Omega/\square$ при $T = 4.2$ К, $234 k\Omega/\square$ при $T = 8$ К и $132 k\Omega/\square$ при $T = 16$ К. На врезке показаны температурные зависимости параметров модели, полученных из подгонки [A1].

Вторая характерная черта $\sigma_{xx}(B, T)$ - эффект положительной магнитопроводимости (ПМП) в противоположность тому, что наблюдается в области I. ПМП наблюдается, по крайней мере, вплоть до температур 16 К (Рисунок 4.6(a)).

Для описания этого эффекта удобнее вернуться обратно от магнитопроводимости к магнитосопротивлению. Соответствующие данные приведены на Рисунке 4.7 сплошными линиями. Нетрудно видеть, что сопротивление в этой области параметров превышает величину $26k\Omega/\square$, являющуюся верхним пределом для режима диффузионного транспорта. Приложение перпендикулярного магнитного поля приводит к уменьшению сопротивления в 50 раз при $T = 1.3\text{ К}$ и $B = 4\text{ Тл}$. По мере увеличения температуры эффект отрицательного магнитосопротивления $\delta\rho(B)/\rho(0)$ становится слабее, но по-прежнему имеет порядок единицы. Так, например, $\delta\rho(B)/\rho(0)$ изменяется более чем на 30% при $T = 16\text{ К}$ (см. Рисунок 4.7).

Известно, что отрицательное магнитосопротивление характерно для режима прыжковой проводимости. Одной из простых моделей отрицательного магнитосопротивления в двумерных системах является модель, предложенная Райхом и Глазманом [17]. В этой модели делается предположение, что прыжки носителей заряда происходят между областями делокализованных состояний. Эта модель предсказывает квадратичное отрицательное магнитосопротивление в слабых магнитных полях, которое сменяется экспоненциальным ростом сопротивления в более сильных полях. Подобная картина вполне может реализоваться в двумерном полуметалле с малым перекрытием энергетических зон в присутствии потенциала беспорядка, как это было предложено в работе [137]. Похожая ситуация также наблюдалась в прыжковом режиме в двумерной электронной системе [139]. Таким образом, мы предполагаем, что данная модель применима и к нашему случаю. В некоторых упрощающих предположениях аналитическая зависимость сопротивления от магнитного поля выглядит следующим образом:

$$\frac{R(B)}{R(0)} = \exp\left(\frac{B^2}{B_0^2}\right) \frac{1}{\cosh^2(B/B_1)}, \quad (4.1)$$

где параметр B_0 связан с формой энергетических барьеров, разделяющих “озе-

ра” делокализованных состояний, а B_1 связан с геометрией самих “озер” и, грубо говоря, обратно пропорционален площади делокализованных областей. Результаты подгонки наших экспериментальных данных по данной модели с использованием двух подгоночных параметров B_0 и B_1 показаны на Рисунке 4.7 пунктирными линиями. Можно видеть, что наблюдается удовлетворительное качественное согласие модели с экспериментальными данными.

Несмотря на то, что авторы оригинальной работы [17] не анализируют температурную зависимость отрицательного магнитосопротивления (ОМС), ими сделан комментарий о том, что можно ожидать сильного ослабления эффекта ОМС по мере уменьшения длины фазовой когерентности носителей заряда до размера “озер”. Это утверждение также находится в согласии с нашими экспериментальными данными. Температурные зависимости модельных параметров B_0 и B_1 , полученные из подгонки, показаны на Рисунке 4.7. В то время как B_0 почти не зависит от температуры, рост B_1 говорит об уменьшении размера проводящих областей при повышении температуры. Такое уменьшение может быть связано с ростом величины перекрытия зоны валентности и зоны проводимости, которое, согласно расчетам [56], должно происходить с повышением температуры.

При отрицательных напряжениях на затворе (область III на Рисунке 4.4, -1.5 В относительно ТЭН) режим прыжковой проводимости сохраняется, хотя проводимость заметно возрастает. Также, как и вблизи ТЭН экспериментальные данные достаточно хорошо описываются моделью Райха-Глазмана [17], что видно из Рисунка 4.8.

Слабая антилокализация и необычное поведение МП в слабых магнитных полях.

Как уже отмечалось ранее, в слабых магнитных полях, $B < 0.1$ Тл и при низких температурах во всем диапазоне исследованных напряжений на затворе полевая зависимость магнитопроводимости имеет узкий пик (см. Рисунок

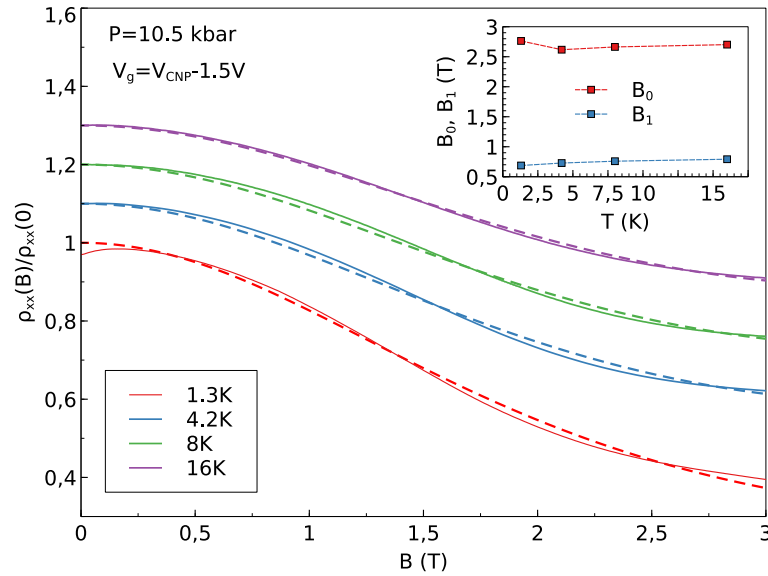


Рис. 4.8. Диагональная компонента магнитосопротивления образца при давлении $P = 10.5$ кбар и $V_g = -2.95$ В (на 1.5 В меньше ТЭН) при температурах 1.3, 4.2, 8, 16 К. Сплошными линиями показаны экспериментальные данные, а пунктирными - результаты подгонки данных по формуле Райха-Глазмана [17]. Для наглядности все данные нормированы на значения сопротивления в нулевом магнитном поле (за вычетом антилокализационной поправки) и сдвинуты на 0.1 (кривая 2), 0.2 (кривая 3) и 0.3 (кривая 4) соответственно. На врезке показаны температурные зависимости параметров модели, полученных из подгонки.

ки 4.5(а), 4.6(а), 4.9(а)). Его амплитуда и ширина соответствуют величинам, характерным для эффекта слабой антилокализации (WAL). Данный эффект уже изучался ранее [43], поэтому подробного его обсуждения мы здесь не приводим. Пик WAL постепенно исчезает при повышении температуры до 8 К, что также характерно для данного эффекта.

Тем не менее, при еще более высоких температурах в слабых полях возникает новый пик магнитопроводимости, значительно большей амплитуды и ширины (см. Рисунки 4.5(б), 4.6(б) и 4.9(б)). Так как температуры достаточно высоки, то резонно предположить, что пик имеет квазиклассическую природу. Появление пика также сопровождается знакопеременным эффектом Холла, как видно из Рисунков 4.5(б), 4.6(б) и 4.9(б). Наклон Холловской проводимости в окрестности нулевого поля меняет знак с положительного на отрицательный, что свидетельствует о росте вклада электронов в транспорт. Что удивительно,

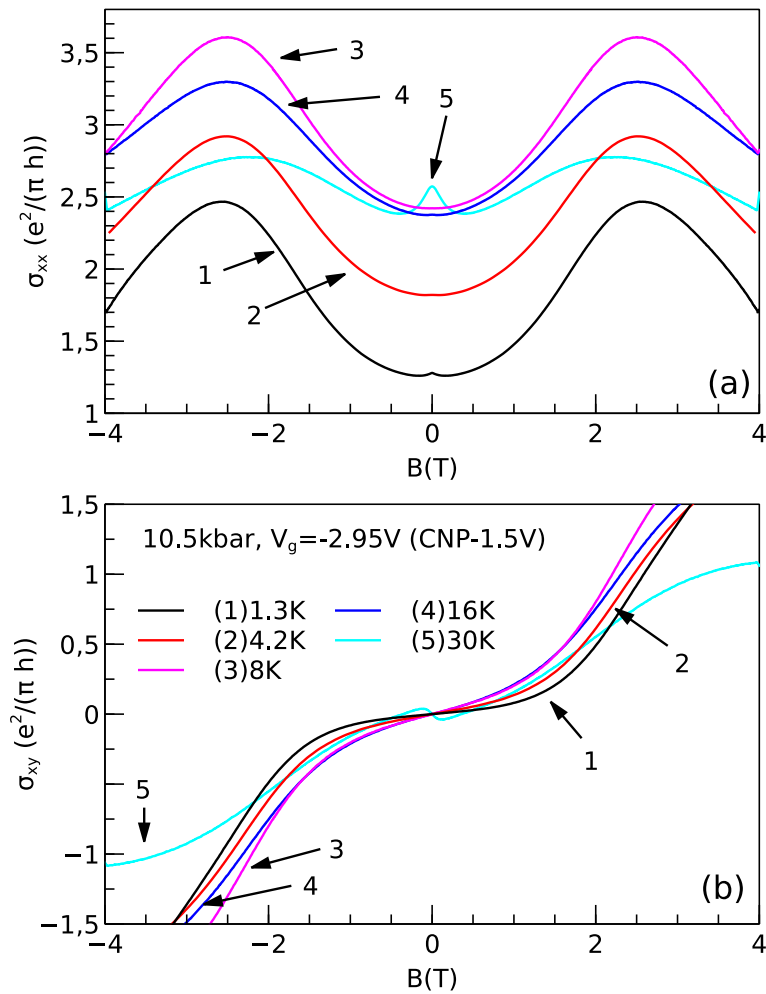


Рис. 4.9. Магнитопроводимость образца при давлении 10.5 кбар и $V_g = -2.95$ В (-1.5 В относительно ТЭН) при следующем наборе температур: (1) 1.3, (2) 4.2, (3) 8, (4) 16, и (5) 30, К. (a) $\sigma_{xx}(B)$, (b) $\sigma_{xy}(B)$ [A4].

амплитуда пика растет при повышении температуры от 16 до 30 К.

Подобное необычное поведение согласуется с теоретическими предсказаниями, данными в работе [137] для температурной зависимости Холловской проводимости при отрицательных напряжениях на затворе. Согласно этой работе, при повышении температуры вероятность электрон-дырочного рассеяния с участием фононов растет, возникает возможность рассеяния между соседними когерентными областями и вклад электронов в транспорт становится гораздо заметней, т.к. они обладают намного большей, чем дырки, подвижностью. При этом транспорт в системе приобретает характер типичный для двухкомпонентной квазиклассической системы. По мере увеличения магнитного поля квазиклас-

сическая модель предсказывает отрицательную магнетопроводимость. Эти два фактора (отрицательная магнетопроводимость, ОМП, и рост вклада электронов при более высоких T) и определяют возникновение пика МП. Тем не менее, в более сильных полях (более 0.5 Тл на Рисунке 4.6(а)) магнетопроводимость снова начинает расти с увеличением поля. Это может быть интерпретировано как остаточный эффект прыжковой проводимости типа Райха-Глазмана. Из приведенных выше данных можно сделать такое заключение: при высоких температурах вклад в транспорт вносят, по крайней мере, два механизма: (1) прыжковый между делокализованными “озерами” и (2) диффузионный, обусловленный делокализацией носителей благодаря процессам электрон-дырочного рассеяния. Если подытожить описанную выше картину магнетосопротивления при фиксированном давлении, то можно сказать следующее: при больших концентрациях носителей (вдали от ТЭН) наблюдается развитие КЭХ в сильных магнитных полях. При низких концентрациях носителей происходит переключение с полуклассического на прыжковый механизм транспорта по мере понижения температуры с 30 до 1.3 К. Такое поведение частично согласуется с теоретическим рассмотрением [137], но некоторые из наблюдающихся особенностей явно не укладываются в предложенную там полуклассическую модель.

Влияние давления на магнитотранспорт.

На Рисунке 4.10 показано, как изменяется магнитотранспорт в системе по мере изменения давления в области концентраций вблизи ТЭН. Как видно, его удастся описать моделью Райха и Глазмана практически во всем диапазоне исследованных давлений. Соответствующие модельные кривые, равно как зависимости параметров модели от давления, показаны на Рисунке 4.10(а). Как видно из графиков, оба параметра B_0 и B_1 уменьшаются по мере роста давления вплоть до ≈ 12 кбар. Другими словами, электронные и дырочные “озера”, образованные потенциалом беспорядка [137] растут в размере по мере роста давления, что можно интерпретировать как эффективную делокализацию. Такое

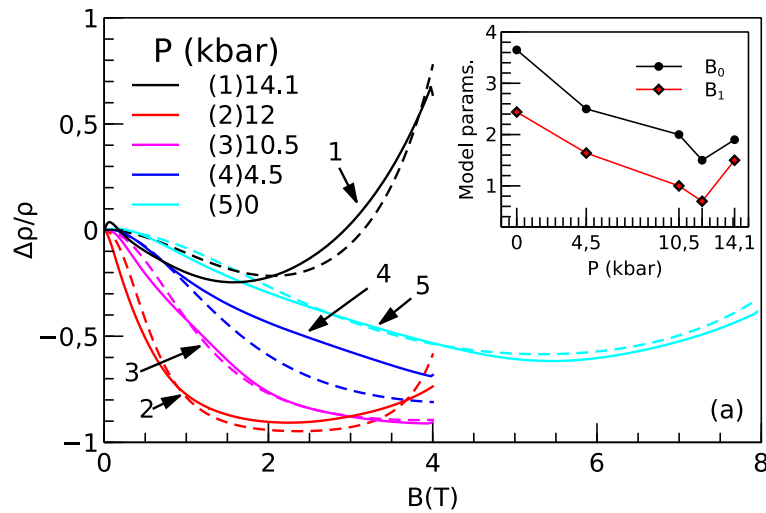


Рис. 4.10. Результаты подгонки данных $R(B)$ формулой Райха-Глазмана [17] при различных давлениях. Напряжение на затворе, V_g , для всех кривых соответствует точке электронной нейтральности. Экспериментальные данные показаны сплошными линиями, в то время как подгоночные кривые - пунктирными. На врезке приведены зависимости двух подгоночных параметров от давления [A4].

поведение согласуется с представлением об уменьшении полуметаллического перекрытия зон в нашей системе под давлением. Тем не менее, при дальнейшем повышении давления параметры B_0 и B_1 начинают расти, что соответствует картине исчезновения “озер” и барьеров между ними. Несмотря на то, что изменения параметров не очень велики, они влияют на сопротивление экспоненциальным образом. Это соответствует наблюдаемому резкому изменению сопротивления выше $P = 14$ кбар (Рисунок 4.3(d)). Резкое изменение параметров прыжкового транспорта может также указывать на существенную перестройку электронного спектра системы. Детали такого возможного преобразования не могут быть выяснены из наших экспериментальных данных и требуют дальнейшего изучения. Одно из возможных объяснений - структурный переход, индуцированный давлением. Действительно, с одной стороны, объемные кристаллы HgTe испытывают переход в фазу киновари выше 14 кбар (см., например, работу [140]). С другой стороны, из теоретической интерпретации экспериментов по поглощению и прохождению оптического излучения через гетероструктуры HgTe/CdTe следует, что такой переход в сверхрешетках должен быть подавлен

[141]. Другой возможностью является предложенный нами ранее переход в фазу экситонного изолятора. Этот сценарий, тем не менее, также не имеет под собой достаточных экспериментальных доказательств. На основании приведенной картины можно прийти к такому заключению: (1) транспорт в окрестностях ТЭН имеет прыжковый характер вплоть до давлений 14.1 кбар, (2) сильная локализация носителей в этом режиме определяется беспорядком, хотя эффекты электрон-дырочного взаимодействия не могут быть исключены, (3) на транспортные свойства вблизи ТЭН сильно влияет величина перекрытия энергетических зон, изменяемая давлением.

4.2.4. Необратимое влияние сильного давления на границы КЯ HgTe.

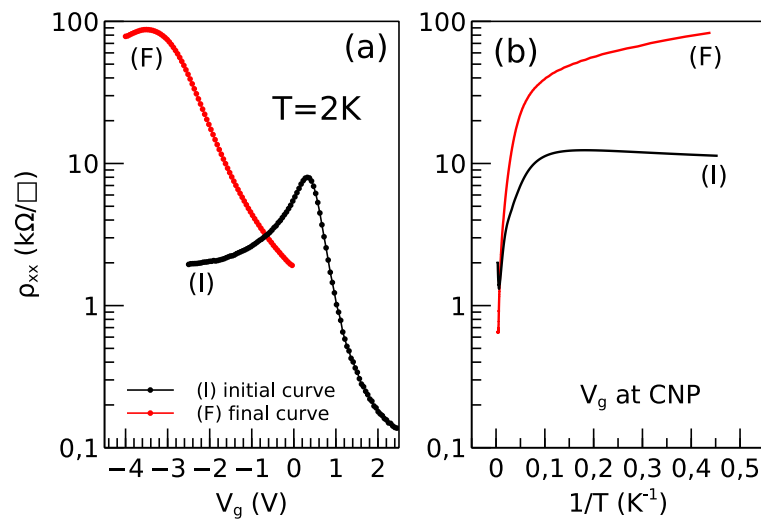


Рис. 4.11. Сравнение зависимостей (a) $\rho(V_g)$ и (b) $\rho(T)$ до и после приложения давления 15 кбар при атмосферном давлении [A4].

После проведения серии измерений при высоких давлениях нами было обнаружено, что сопротивление образца необратимо изменилось в условиях нулевого давления. Это иллюстрирует Рисунок 4.11, где показаны зависимости $\rho(V_g)$ при $T = 2 K$ и $\rho(T)$ до и после приложения давления. Проведенный нами более детальный анализ данного эффекта позволяет утверждать, что необратимые изменения происходят при первоначальном приложении высокого давле-

ния, после чего свойства образца изменяются с давлением вполне обратимо.

Для выяснения причин необратимости нами был проведен сравнительный рентгеноструктурный анализ образцов до и после приложения давления. Измерения кривых качания показали, что после приложения давления плотность дислокаций в КЯ существенно возросла. Это, по-видимому, и является причиной возрастания сопротивления образцов почти на порядок при нулевом давлении. Дополнительным к возникновению дислокаций эффектом может быть также диффузия атомов ртути по дислокациям, которая, в частности, может приводить к образованию заряженных вакансий. Эти структурные дефекты препятствуют четкому разделению эффектов беспорядка и изменений зонной структуры на свойства системы.

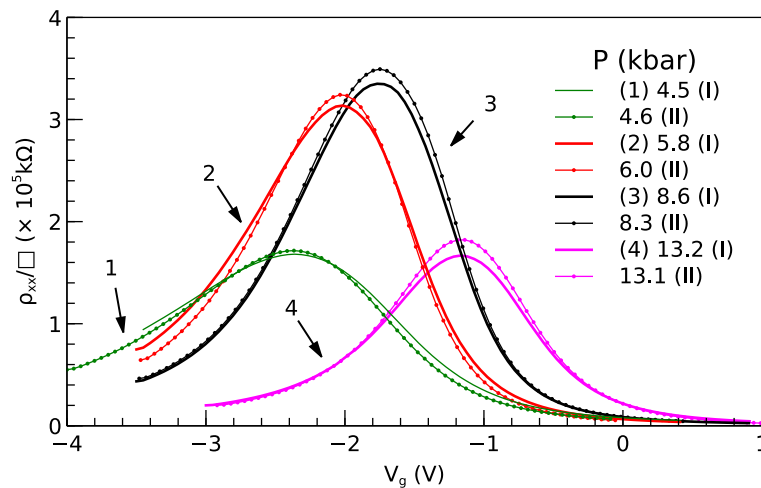


Рис. 4.12. Сравнение зависимостей $\rho(V_g)$, измеренных при первоначальных измерениях (I) и при повторной нагрузке камеры с образцом (II) при достаточно близких значениях давления при температуре $T = 4.2$ К. Сплошные линии соответствуют первоначальной нагрузке, а помеченные точками - повторной. Последние сдвинуты по горизонтали для удобства сравнения [A4].

Для проверки того факта, что свойства системы изменяются обратимо после первоначального приложения давления были проведены дополнительные измерения. В частности, для одного из образцов были измерены зависимости $R(V_g)$ в нескольких давлениях, близких к тем, при которых делались измерения при исходной нагрузке образца. Результаты показаны на Рисунке 4.12. Как

можно видеть из данного рисунка, несмотря на небольшие различия в форме повторно измеренных кривых, их трансформация с давлением качественно воспроизводит картину, полученную при первоначальных измерениях. На основе этих данных мы утверждаем, что дальнейшие изменения сопротивления образцов с давлением происходят, в основном, благодаря изменениям зонной структуры, а не благодаря образованию новых структурных дефектов.

4.3. Выводы.

Основным наблюдением по результатам проделанных измерений является то, что приложение давления к КЯ HgTe принципиально меняет их транспортные свойства по сравнению с условиями нулевого избыточного давления. При нулевом давлении транспорт в системе хорошо описывается простой полуклассической моделью с двумя типами носителей заряда. В противоположность этому, при повышении давления возникает немонотонная зависимость сопротивления от давления вблизи точки электронейтральности. Для давлений ниже 9 кбар сопротивление растет с давлением, что находится в согласии с теоретическими результатами зонных расчетов [56] и моделями транспорта в неупорядоченном двумерном полуметалле с непрямым перекрытием зон [137]. При более высоких давлениях рост сопротивления насыщается и оно начинает падать. Выше давления 14 кбар характер прыжкового транспорта существенно изменяется, что может свидетельствовать о перестройке кристаллической структуры или существенном преобразовании электронного спектра, связанном с формированием фазы экситонного изолятора. При высоких температурах наблюдается активационный тип температурной зависимости вблизи ТЭН, но при низких температурах она сменяется степенным законом, $\rho \sim 1/T$. Такой тип зависимости можно сравнить с результатами численного моделирования, проведенного в работе [137]. Так, если построить модельные зависимости в координатах $\log R - 1/T$ и $R - 1/T$, то получится картина, которая очень близ-

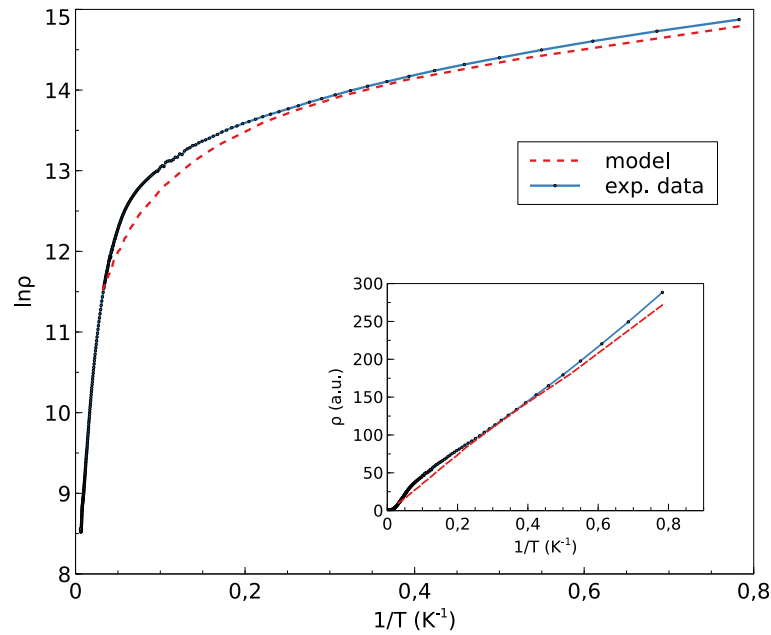


Рис. 4.13. Сравнение поведения $\rho(T)$, полученного в эксперименте, и предсказанного моделью [137]. Для проведения сравнения модельные параметры перемасштабированы в экспериментальные.

ка к той, что видна в эксперименте. В том числе, виден почти линейный участок зависимости $R(1/T)$ при низких температурах (см. Рисунок 4.13). Тем не менее, модель не предсказывает резкого экспоненциального роста сопротивления, который наблюдается экспериментально при более высоких температурах. Как активационная энергия в температурной зависимости сопротивления, так и само сопротивление демонстрируют немонотонное изменение с давлением, которое можно интерпретировать в терминах изменения с давлением размеров проводящих “озер”, образованных потенциалом заряженных примесей, присутствующих в системе, а также высоты разделяющих их барьеров. Сопротивление в ТЭН и при отрицательных относительно ТЭН напряжениях на затворе демонстрирует сильный спад в магнитном поле, который сменяется заметным ростом в более сильном поле. Такое поведение качественно хорошо согласуется с моделью прыжковой проводимости, предложенной Райхом и Глазманом в работе [17] почти во всем диапазоне исследованных давлений. При температурах выше 16 К наблюдается пик проводимости, появление которого сопровождается изменением знака Холловской компоненты проводимости в слабых магнитных

полях, что можно интерпретировать как результат смешивания двух различных механизмов транспорта - прыжкового и полуклассического диффузионного.

Помимо этого, обнаружено, что побочным эффектом приложения давления к системе является необратимое увеличение плотности структурных дефектов, которые существенно влияют на транспорт в определенной области параметров. Несмотря на отсутствие прямых экспериментальных доказательств перехода в фазу экситонного изолятора, диэлектрическое состояние, которое наблюдается вблизи ТЭН достаточно необычно по своим свойствам и, возможно, более адекватно может быть описано с учетом эффектов электрон-дырочного взаимодействия. На данный момент очевидно, что более детальный анализ поведения системы возможен только на основе подробного теоретического рассмотрения вопроса о свойствах двумерных полуметаллов в присутствии беспорядка, учитывающего также и эффекты взаимодействия носителей заряда, которое к настоящему моменту еще не проведено.

Квантовый транспорт в эпитаксиальных пленках Bi_2Se_3 .

5.1. Введение.

При изучении проводимости эпитаксиальных пленок халькогенидов висмута как топологических материалов естественным образом возникает два взаимосвязанных между собой направления исследований. Во-первых, принципиальным является выявление вклада в транспорт поверхностных состояний и обнаружение указаний на их топологическую защищенность. Во-вторых, важным является понимание особенностей объемного транспорта в многокомпонентных двумерных системах как таковых.

В исследованиях электронного транспорта наиболее явным свидетельством наличия топологических состояний является наблюдение квантового аномального эффекта Холла [142]. Однако, данный эффект требует исключительно высокого качества образцов, которого технологически достаточно сложно добиться. Более распространенным указанием на топологическую природу поверхностных состояний является наблюдение слабой антилокализации (WAL) в отсутствие эффектов слабой локализации. Также косвенным свидетельством может служить появление аномальной фазы осцилляций Шубникова–де Гааза (SdH). Аномальная добавка к фазе осцилляций при определенных условиях равна фазе Берри поверхностных состояний, которая для топологически защищенных состояний отлична от нуля [66, 143]. Тем не менее, интерпретация данных о фазе осцилляций во многих реальных образцах может быть неоднозначной [144]. Также немаловажным является вопрос о том, как возникновение и проявление топологических состояний в Bi_2Se_3 зависит от деталей технологического процесса роста пленок.

Второе из упомянутых выше направлений также представляет фундаментальный интерес, так как с теоретической точки зрения все пленки топологических изоляторов являются многокомпонентными системами. Это обстоятельство существенным образом влияет на поведение квантовых поправок к проводимости. При этом возникает задача корректного разделения вкладов в проводимость от различных источников поправок. Кроме того, в работах [19, 145] было показано, что обобщение теории поправок к проводимости от электрон-электронного взаимодействия на многокомпонентные системы не сводится к результатам работы [94]. Учет рассеяния между электрон-дырочными подсистемами еще более усложняет рассмотрение [146, 147]. В такой ситуации особую ценность приобретает экспериментальный подход.

В данной главе описаны результаты изучения вклада квантовых поправок к проводимости, обусловленных эффектами слабой антилокализации и электрон-электронного взаимодействия в магнитотранспортные свойства эпитаксиальных пленок Bi_2Se_3 . Мы показываем, что поверхностные и объемные носители заряда в наклонном магнитном поле ведут себя как двумерные и определяем для них параметры электрон-электронного взаимодействия с использованием феноменологического подхода, основанного на анализе температурной зависимости холловского сопротивления.

5.2. Результаты.

Нами была изучена серия пленок Bi_2Se_3 с различными значениями толщины, а также концентрации и подвижности носителей заряда. На поверхности пленок были сформированы мезоструктуры в виде холловских мостиков методом фотолитографии либо методом механического скрайбирования. В дальнейшем проводились одновременные измерения как продольной, так и холловской компонент тензора магнитосопротивления. Ниже представлены результаты, полученные для четырех различных образцов с условными номерами 724, 711, 685

и 691.

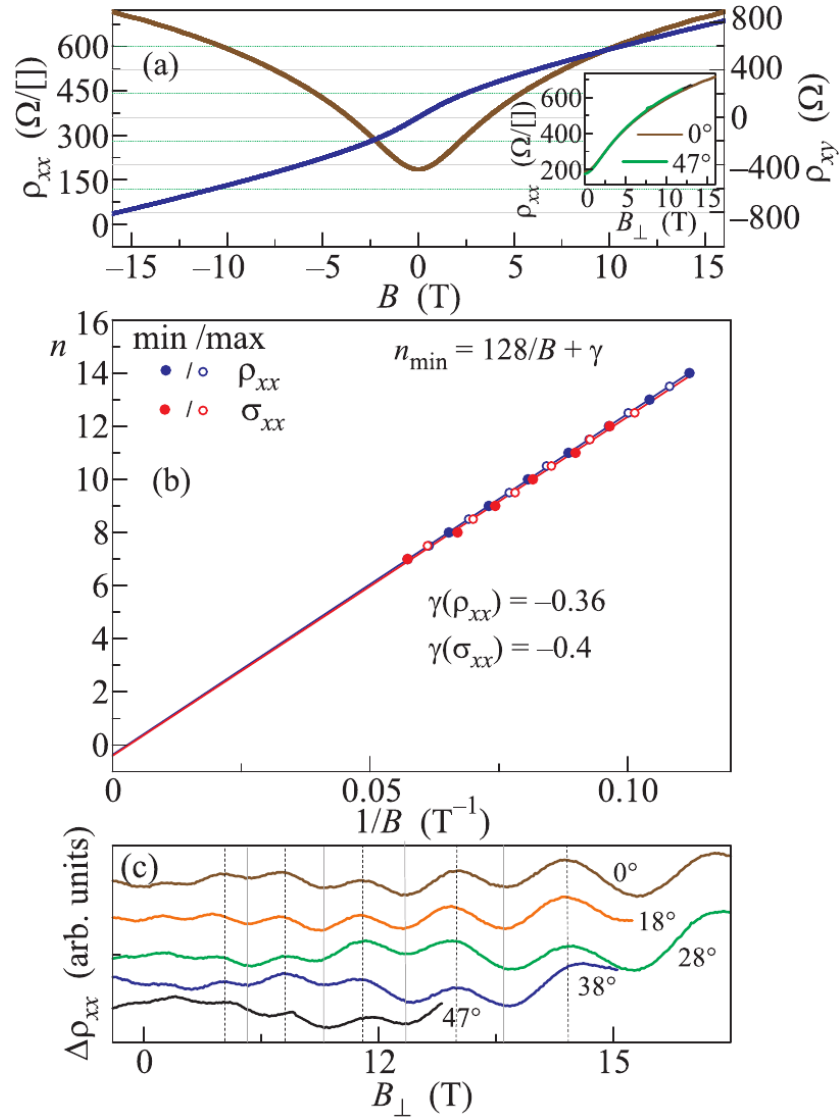


Рис. 5.1. (а) Диагональная и холловская компоненты магнитосопротивления образца 711 при температуре 1.6 К в широком диапазоне магнитных полей; на вставке - магнитосопротивление в зависимости от перпендикулярной компоненты поля для двух углов наклона магнитного поля (0° и 50° относительно нормали к поверхности пленки); (б) осцилляции сопротивления в зависимости от перпендикулярной составляющей поля для различных углов наклона [A2].

В качестве примера на Рисунке 5.1(а) показаны магнитосопротивление и эффект Холла для образца 711 в широком диапазоне (до 16 Тесла) магнитных полей при температуре 1.6 К. Похожие зависимости наблюдаются и для других образцов. Как будет показано ниже, наши пленки в отношении магнитотранспорта ведут себя как двумерные системы, поэтому в дальнейшем под продоль-

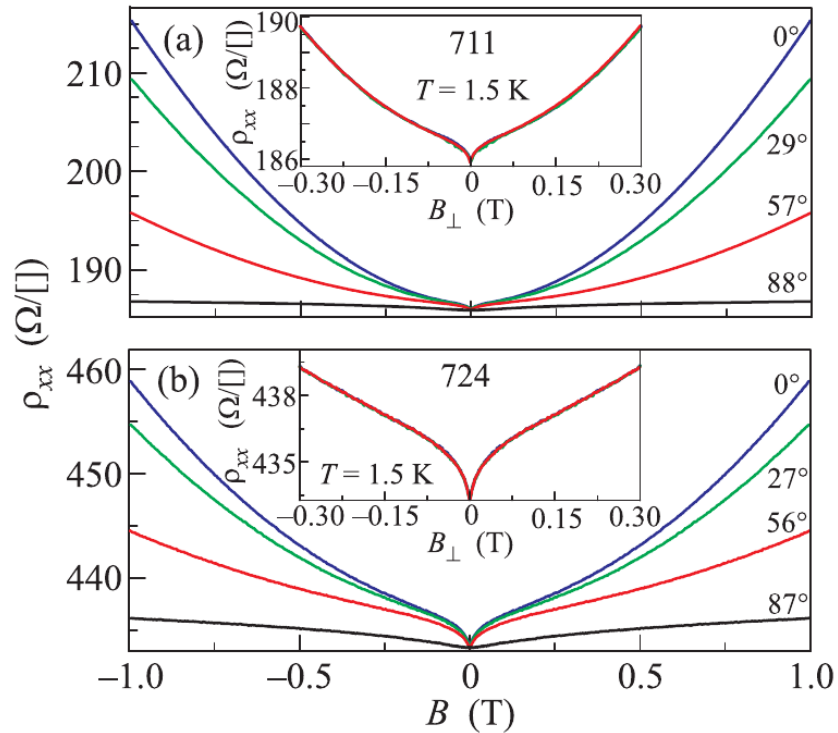


Рис. 5.2. Магнитосопротивление образцов 711 (a) и 724 (b) при температуре 1.5 К в наклонных магнитных полях; на вставках показаны три полученные кривые, соответствующие углам поворота $0^\circ \div 60^\circ$, в зависимости от перпендикулярной компоненты магнитного поля. В таком представлении кривые сливаются в одну с точностью до ошибки измерений [A2].

ным сопротивлением мы будем понимать сопротивление образцов, умноженное на геометрический фактор, w/L , где w - ширина холловского мостика, а L - расстояние между контактами вдоль тока. Положительное магнитосопротивление и нелинейный эффект Холла обычно говорит о наличии в системе как минимум двух групп носителей с различными подвижностями. В нашем случае квазиклассическая двухзонная модель не позволяет одновременно описать зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ во всем диапазоне полей. Удовлетворительного совпадения экспериментальных данных и модели удастся добиться только в более узком диапазоне полей (до 6 Тл). При этом оказывается, что одна из двух предполагаемых групп носителей имеет значительно более высокую подвижность, чем другая. Поэтому магнитополевая зависимость проводимости (сопротивления) в диапазоне слабых магнитных полей ($B < 0.5$ Тл) определяется в основном носителями с большей подвижностью μ_S и концентрацией n_S ,

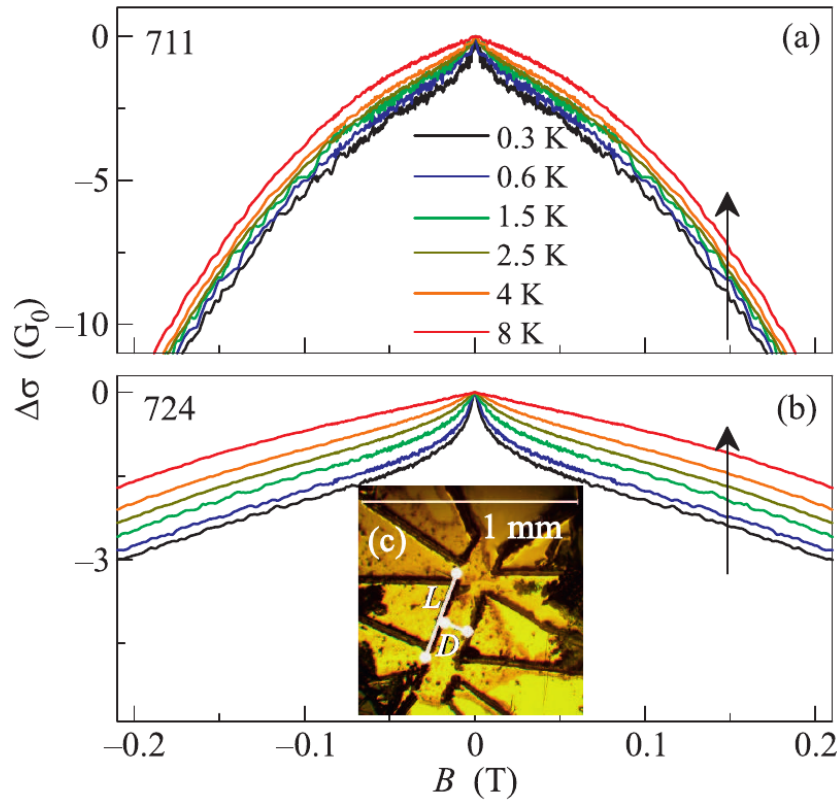


Рис. 5.3. Проводимость $\Delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(0)$ образцов 711 (a) и 724 (b) при различных температурах, стрелка указывает направление увеличения температуры; (c) оптическое изображение образца 724 [A2].

а вклад второй подгруппы носителей σ_V с малой подвижностью можно считать не зависящим от магнитного поля. Мы ассоциируем высокоподвижную группу носителей с поверхностными состояниями. Таким образом, квадратичный участок экспериментальных кривых $\sigma_{xx}(B)$ в полях выше 0.1-0.2 Тл, где слабая антилокализация существенно подавлена (в масштабе Рисунка 5.1 не видна, см. ниже), в дальнейшем аппроксимируется следующим образом:

$$\sigma(B) = \sigma_V + \frac{en_s\mu_s}{1 + \mu_s^2 B^2} \quad (5.1)$$

Стоит отметить, что в таком виде σ_V учитывает не только проводимость по объемным состояниям, но и другие поправки к проводимости, имеющие слабые полевые зависимости.

В сильных магнитных полях для наших образцов наблюдаются осцилляции Шубникова - де Гааза (ШдГ), амплитуда которых для образца 711 состав-

ляет менее 1% полного сопротивления (Рисунок 5.1(a)), а для части образцов оказывается настолько малой, что осцилляции удается выделить лишь на зависимости производной сопротивления от обратного поля. В сильных магнитных полях кривые магнитосопротивления образцов в зависимости от перпендикулярной компоненты поля при разных углах наклона (относительно нормали к плоскости пленки) совпадают. Пример наложения кривых для образца 711 показан на вставке на Рисунке 5.1(a). Положение минимумов осцилляций ШдГ после вычитания монотонного МС также зависит только от перпендикулярной компоненты магнитного поля, как это показано на Рисунке 5.1(b). То есть и в наблюдаемых осцилляциях ШдГ, и в монотонном МС в сильных полях электроны, демонстрируют двумерный транспорт. В случае эффекта ШдГ, тем не менее, такое поведение может объясняться заметно более низкой подвижностью объемных носителей, которые вследствие этого могут не давать вклада в осцилляции. Отметим, что при наклоне поля (50°) величина параллельной компоненты B_{\parallel} составляет около 10 Тл и связанная с ней магнитная длина $L_B \approx 26/\sqrt{B_{\parallel}}$ нм становится заметно меньше чем толщина слоя Bi_2Se_3 . Как показано в работах [148, 149], орбитальные эффекты должны приводить к дополнительному положительному магнитосопротивлению квантовых ям которое, однако, в исследованных образцах не возникает. Существенно, что вклады от обеих подгрупп носителей заряда отчетливо видны в эффекте Холла (Рисунок 5.1(a), т.е. их вклады в проводимость системы оказываются сравнимыми. Отсутствие влияния параллельного поля на магнитосопротивление указывает на то, что все носители в системе с точки зрения транспортных свойств ведут себя как двумерные. Это поведение существенно отличается от результатов, представленных в работах [150, 151]. В этих работах магнитосопротивление монокристаллов Bi_2Se_3 микрометровой толщины имеет характер, аналогичный случаю, когда вся система образуется множеством параллельно соединенных двумерных подсистем с толщиной порядка квинтслоя каждая (≈ 1 нм). А в описываемых здесь исследованиях эпитаксиальные пленки демонстрируют отчетливое наличие второй

группы носителей заряда, связанных с состояниями в объеме пленки, при этом в магнитотранспорте эти состояния проявляются как двумерные.

Поведение продольного магнитосопротивления в слабых полях для образцов 711 и 724 представлено на Рисунке 5.2. Видно, что при низких температурах наблюдается эффект слабой антилокализации при практически незаметном вкладе слабой локализации. По изменению кривых при изменении наклона магнитного поля видно, что сопротивление зависит только от перпендикулярной компоненты поля - при пересчете в зависимость от B_{\perp} кривые практически полностью совпадают. Отсутствие видимых признаков слабой локализации на полевых зависимостях нетривиально для обычных двумерных систем [152], но согласуется с теоретическими представлениями об интерфейсных состояниях в ТИ [84]. При этом за счет того, что в исследуемых образцах в квантовых поправках фигурируют длины, l_{φ} , превосходящие толщину пленки, амплитуда поправок оказывается логарифмической функцией температуры, что соответствует двумерному случаю, хотя, кроме поверхностных состояний, вклад в наблюдаемые квантовые поправки могут вносить и объемные носители заряда. Из приведенных данных следует, что квадратичная часть магнитосопротивления, также как и наблюдаемые осцилляции ШдГ и WAL, обусловлены электронами с двумерным энергетическим спектром.

В результате подгонки зависимостей диагональной и холловской компонент монотонного магнитосопротивления от магнитного поля согласно двухзонной модели Друде (1.7), нами были определены подвижности, μ_S , μ_V , и концентрации, n_S , n_V обеих групп носителей в образцах 711 и 724. Для образцов 685 и 691 надежно определить удастся только величины μ_S и n_S . Здесь также, как и в случае с сопротивлением, под концентрациями мы понимаем поверхностные величины, что в случае объемных носителей означает произведение объемной концентрации на толщину пленки. Полученные значения μ_S и n_S также соответствуют значениям, полученным из анализа шубниковских осцилляций. Эти данные сведены в Таблицу 5.1.

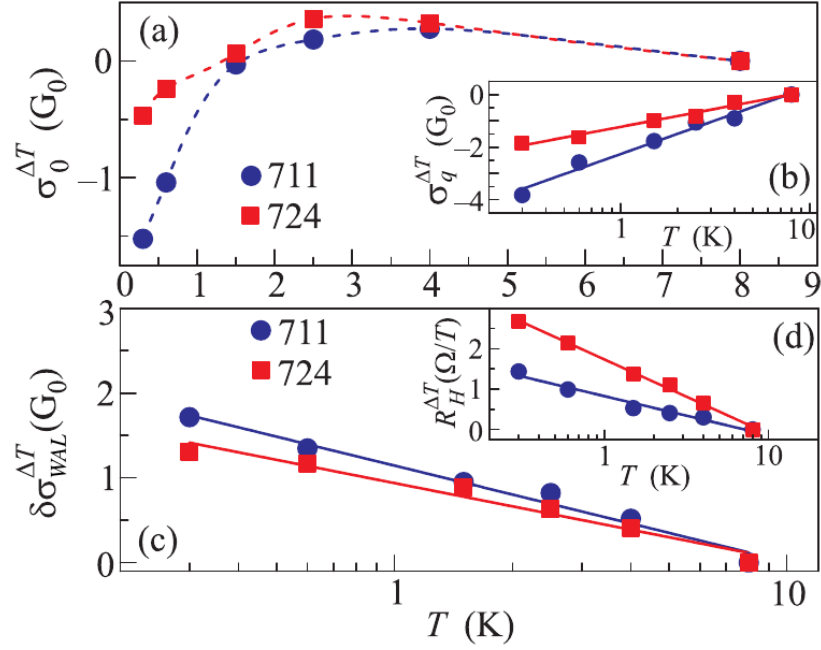


Рис. 5.4. Температурные зависимости изменения величин $\sigma_0^{\Delta T} = \sigma_0(T) - \sigma_0(8K)$ (a), $\sigma_q^{\Delta T} = \sigma_q(T) - \sigma_q(8K)$ (b), $\delta\sigma_{WAL}^{\Delta T} = \delta\sigma_{WAL}(T) - \delta\sigma_{WAL}(8K)$ (c), и холловской константы в малых полях $R_H^{\Delta T}$ (d), линии проведены для наглядности [A2].

Таблица 5.1. Транспортные параметры использованных при измерениях образцов Bi_2Se_3 .

Образец	$n_S,$ 10^{12} см^{-2}	$\mu_S,$ $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	$n_V,$ 10^{12} см^{-2}	$\mu_V,$ $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	w/L	$d,$ нм	α	K_{ee}^{xy}	K_{ee}^{xx}
Bi_2Se_3 -685	61	85	–	–	0.64	15	0.5 ± 0.15	3.1 ± 0.3	3.1 ± 0.3
Bi_2Se_3 -691	140	37	–	–	0.62	18	0.5 ± 0.1	2.5 ± 0.3	2.8 ± 0.3
Bi_2Se_3 -711	3.1	8600	8.7	900	0.23	16	0.6 ± 0.1	1.5 ± 0.2	1.8 ± 0.2
Bi_2Se_3 -724	3.3	3800	6.9	320	0.29	10	0.33 ± 0.03	1.6 ± 0.15	1.6 ± 0.15

Поведение диагональной компоненты магнитосопротивления для образцов 711 и 724 при изменении температуры представлено на Рисунке 5.1. Для выделения вклада квантовых поправок мы производим пересчет удельного сопротивления в проводимость и вычитаем из значений проводимости в нулевом магнитном поле величину проводимости при температуре 8 К, где пик слабой локализации исчезает. Результирующая зависимость $\sigma_0^{\Delta T} = \sigma_0(T) - \sigma_0(8K)$, соответствующая нулевому магнитному полю представлена на Рисунке 5.4(a). Видно, что эта зависимость является немонотонной (см. Рисунок 5.4(a)). Так как согласно (1.7)

друдевская составляющая проводимости в слабых полях ведет себя следующим образом:

$$\sigma_D \approx e(\mu_S n_S + \mu_V n_V) - B^2 e(\mu_S^3 n_S + \mu_V^3 n_V) \equiv D_0 + D_1 B^2,$$

то вычитая монотонную квадратичную по магнитному полю часть $D_1 B^2$ из зависимостей $\sigma_0^{\Delta T}(B, T)$ мы получаем сумму почти не зависящего от температуры друдевского вклада, D_0 , и вклада от квантовых поправок к проводимости, $\delta\sigma_q(T, B) + \delta\sigma_{WAL}(B, T)$, где $\delta\sigma_{WAL}$ - добавка к проводимости от слабой антилокализации (WAL), а σ_q поправка от электрон-электронного взаимодействия, имеющая слабую зависимость от магнитного поля. Так как магнитное поле подавляет WAL, а σ_q от магнитного поля практически не зависит, то значения проводимости в достаточно сильном поле дают нам величину $\sigma_q(T) + D_0$, которая уменьшается при охлаждении. При этом уменьшение $\sigma_q + D_0$ имеет характер, близкий к логарифмическому (Рисунок 5.4(b)), что может быть обусловлено только температурной зависимостью $\sigma_q(T)$. Уменьшение проводимости системы при охлаждении при наличии положительной добавки, связанной с WAL является проявлением упомянутого в Главе 2 “транспортного парадокса”. Логарифмический характер зависимости $\sigma_q(T)$ является одним из аргументов в пользу того, что низкотемпературное падение проводимости в исследуемой системе обусловлено квантовой поправкой от электрон-электронного взаимодействия. В нашем случае на это также указывает логарифмический рост холловской константы в слабых полях (см. Рисунок 5.4(d) и обсуждение ниже). Температурная зависимость добавки $\delta\sigma_{WAL}(T) = \sigma_0 - (\sigma_q + \sigma_D)$ в общую проводимость оказывается тоже линейна в логарифмическом масштабе, как это показано на Рисунке 5.4(c). Это согласуется с представлением о том, что $\delta\sigma_{WAL}$ обусловлена эффектом антилокализации в двумерной электронной подсистеме.

Из полученных экспериментальных данных также возможно определение механизма сбоя фазы в исследуемых образцах. При этом следует отметить,

что для поверхностных состояний $k_F l > 50$ (k_F -фермиевский волновой вектор, l -длина свободного пробега), т.е. в рассмотрении можно применять стандартную теорию квантовых поправок, кратко рассмотренную в Главе 2. Магнитополевая зависимость интерференционных поправок при этом описывается формулой (1.20), которая содержит два подгоночных параметра - префактор, α , и длину дефазировки, l_φ .

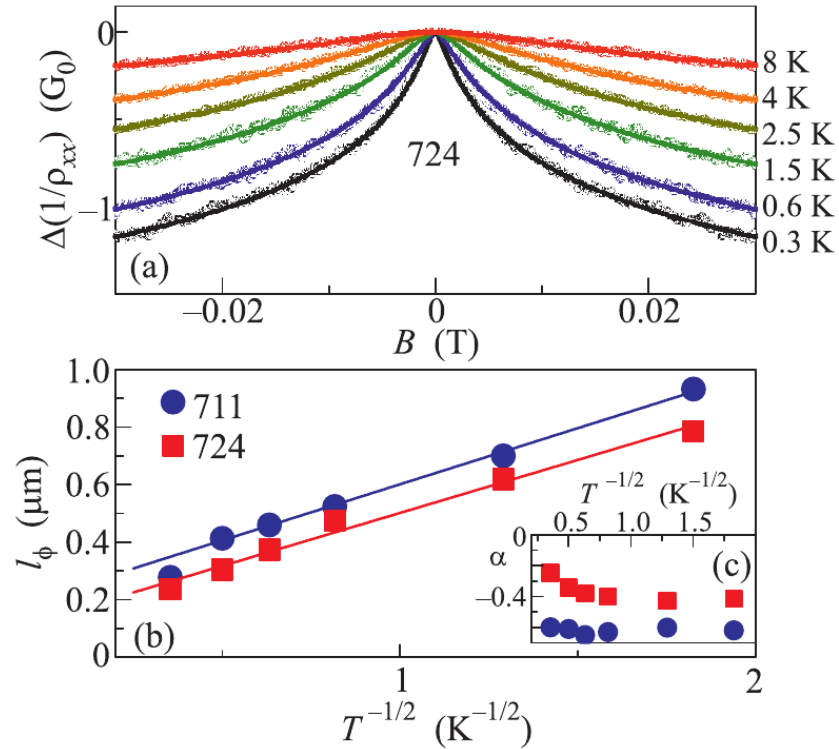


Рис. 5.5. (а) Магнитополевая зависимость $\Delta(1/\rho_{xx}(B)) = 1/\rho_{xx}(B) - 1/\rho_{xx}(0)$ для образца 724 при различных температурах, точки - экспериментальные данные, линии - аппроксимация по формуле (1.20). (б) Температурная зависимость длины дефазировки l_φ . (с) Значения префактора α , полученные при различных температурах [A2].

На Рисунке 5.5(а) представлен результат аппроксимации экспериментальных данных формулой (1.20) для образцов 711 и 724. Получившиеся значения длины дефазировки (Рисунке 5.5(б)) оказываются достаточно близки для двух образцов. Для обоих образцов находим $l_\varphi \sim T^{-0.5}$, это соответствует доминантной роли ee -рассеяния в качестве основного механизма сбоя фазы [96], что совпадает с результатами других групп [87, 88, 153, 154]. Для других двух (наиболее разупорядоченных) образцов, 685 и 691, получается такая же зависимость, но

длина дефазировки оказывается 5 раз меньше. Так же как и в других работах [87, 93, 153–155] мы получаем, что для образцов 711, 685 и 691 величина префактора близка к значению 0.5 и почти не зависит от температуры (средние значения префактора приведены в Таблице 5.1), что говорит о наличии сильного спин-орбитального взаимодействия. Значение префактора α для образца 724 оказывается близко к 0.33. Похожие значения были получены и в других работах [87, 92].

Отклонения параметра α от идеальных значений могут теоретически быть объяснены следующим образом [19]: в изучаемой системе можно выделить две группы носителей - группу поверхностных носителей, локализованных на верхней и нижней границах пленки и группу объемных носителей. В том случае, если время рассеяния между этими двумя группами превышает время потери фазовой когерентности, то с точки зрения WAL каждая из них должна вносить независимый вклад со своей величиной $\alpha_{1,2}$ и мы должны наблюдать результирующий префактор $\alpha_{tot} = \alpha_1 + \alpha_2$. И если для поверхностных носителей всегда ожидается $\alpha_1 = 0.5$, то для объемных ситуация более сложная и возможны режимы как с α_2 близким к нулю, так и с отрицательным α_2 , соответствующим режиму слабой локализации. В противоположной ситуации, когда рассеяние между каналами происходит с сохранением фазовой когерентности, они могут рассматриваться как один канал и должны давать полное значение префактора $\alpha_{tot} = 0.5$. В реальности, по-видимому, имеет место промежуточная ситуация, когда каналы связаны лишь частично, что вполне может приводить к отклонению α от идеальных значений 0.5 и 1. Величина префактора α может быть отличной от 0.5 также и по причине неточного определения отношения w/L в образцах, полученных методом ручного скрайбирования. Также стоит отметить, что несмотря на хорошее согласие теории ХЛН и экспериментальных данных изначальная теория ХЛН была составлена для тривиальных систем и в ней не учитываются особенности ТИ. Возможно, что для более точного описания данных для двумерных ТИ теория требует дополнительной модификации [156].

Знание величины поправки от электрон-электронного взаимодействия позволяет определить константу электрон-электронного взаимодействия, K_{ee} , в соответствии с формулой (1.22). При этом, однако, нам необходимо предположить, что вся температурная зависимость сопротивления, полученная после вычитания друдевского фона и WAL-поправки определяется ee - поправкой. Это предположение может быть проверено независимо при помощи описанного в Главе 2 феноменологического подхода, основанного на анализе температурной зависимости холловского сопротивления при помощи соотношения (1.27). При этом, как отмечено в той же Главе 2, данный подход справедлив и для многокомпонентной системы. Ранее такой метод уже успешно применялся для неупорядоченных систем с более простым спектром [157, 158].

Опишем более подробно процедуру сопоставления двух разных способов определения ee - поправки. Вначале, как уже было описано ранее, мы производим пересчет сопротивления в проводимость и выделяем из проводимости поправку σ_q для каждой температуры. Далее, мы находим $\Delta\sigma_{ee}$ для каждой температуры при помощи соотношения (1.27):

$$\Delta\sigma_{ee}(T) = \sigma_D \times [\rho_{xy}(B, T) - \rho_{xy}^D(B)] / \rho_{xy}^D(B)$$

При этом величина Холловского сопротивления берется при достаточно высокой температуре вне диапазона диффузионного режима взаимодействия, т.е. при $T\tau > 1$. Так как изменение Холловского сопротивления с температурой весьма слабое, конкретный выбор величины ρ_{xy}^D не играет существенной роли. После этого обе зависимости, $\sigma_q(T)$ и $\Delta\sigma_{ee}(T)$, строятся в логарифмическом масштабе по температуре и аппроксимируются линейной зависимостью, наклон которой, согласно (1.22) дает нам значение константы ee - взаимодействия. Для дополнительной проверки корректности выделения поправки σ_q в первом способе, мы можем выделить и вычесть из исходных данных интерференционную WAL-поправку, непосредственно используя результаты анализа на

основе формул ХЛН (1.20, 1.21). Результаты описанных выше вычислений на примере образца 724 представлены на Рисунке 5.6.

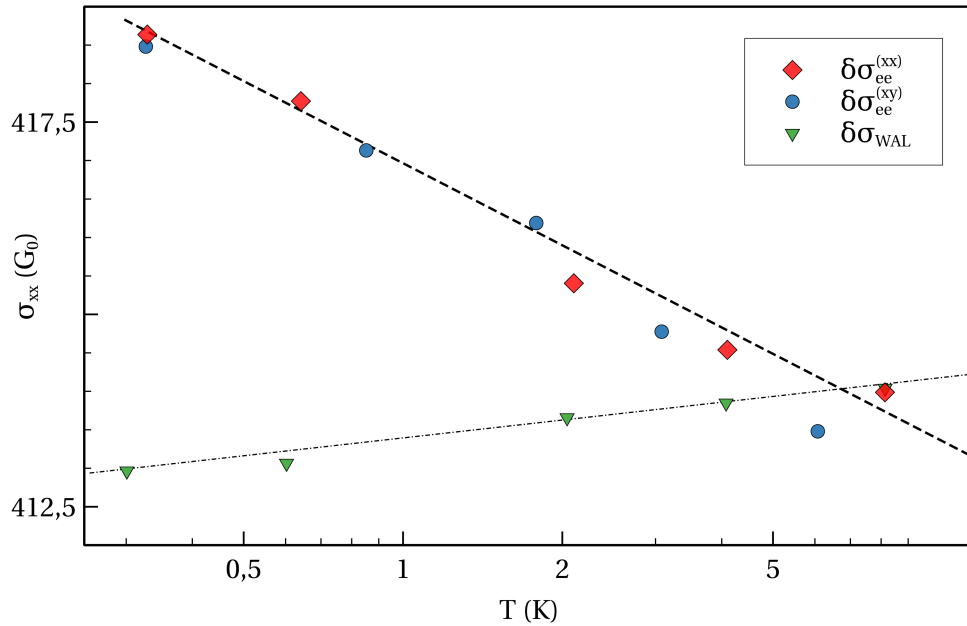


Рис. 5.6. Температурные зависимости квантовых поправок к проводимости для образца Bi_2Se_3 -724. Символами показаны квантовые поправки: ромбами - температурная зависимость проводимости за вычетом поправки от WAL, кружками - температурная зависимость проводимости за счет ee -взаимодействия, полученная из анализа Холловского наклона по формуле (1.27); треугольниками - WAL-поправка, определенная из магнитосопротивления с использованием соотношения (1.20). Черная пунктирная линия показывает подгоночную кривую для определения K_{ee} [A3].

Из рисунка видно, что два способа определения ee -поправки дают практически одинаковую величину поправки к проводимости, обусловленную когерентными, но не интерференционными механизмами. Этот факт является существенным аргументом в пользу того, что дополнительная температурная зависимость сопротивления при низких температурах действительно связана с ЕЕI. Полученные нами величины K_{ee} также приведены в Таблице 5.1. При этом величину K_{ee} , определенную первым способом (т.е. без учета данных по температурной зависимости холловского сопротивления), мы обозначаем как K_{ee}^{xx} , а вторым способом - K_{ee}^{xy} .

Наиболее важным результатом проведенного анализа оказывается то, что

значения $K_{ee} = 3.1$ для образца 685 и $2.5 \div 2.8$ для образца 691, необычайно велики и превышают величины, полученные в легированных пленках Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 [85, 90–93]. Более того, даже в рамках теории [19] невозможно получить значения K_{ee} большие 2. Одной из причин такой большой величины K_{ee} может быть эффективная независимость проводящих каналов друг от друга. Подобный механизм был предложен в работе [87], где в пленках толщиной более 100 нм также наблюдались значения $K_{ee} > 2$. Отметим, что в образцах толщиной 10-20 нм, исследованных нами, такие высокие значения K_{ee} никем ранее не наблюдались. В нашем случае аномальные величины K_{ee} присущи образцам с высокой концентрацией носителей и достаточно низкой подвижностью. Естественно, что для больших концентраций носителей заряда многие подзоны квантования оказываются заполнены. Если бы с каждой из этих подзон был связан свой независимый канал проводимости, то каждый из них давал бы вклад в поправку к проводимости $\Delta\sigma_{ee}^i$ с $K_{ee} \sim 1$. В этом случае общая величина EЕI-поправки была бы суммой этих вкладов и была бы очень большой. На практике электроны из различных подзон взаимодействуют друг с другом и количество эффективных каналов, дающих вклад в ee -поправку может свестись к одному. В действительности, по-видимому, мы сталкиваемся с промежуточной ситуацией, когда взаимодействие между каналами присутствует, но является достаточно слабым. Предпосылкой к такому слабому взаимодействию каналов в образцах $\text{Bi}_2\text{Se}_3 - 685$ и $\text{Bi}_2\text{Se}_3 - 691$ может являться существенно более короткое время рассеяния, τ , которое меньше на два порядка, чем для образцов $\text{Bi}_2\text{Se}_3 - 711$ и $\text{Bi}_2\text{Se}_3 - 724$.

Важно отметить, что недостаточно строго определенная геометрия Холловских мостиков, вырезанных вручную не влияет на выводы, полученные нами в рамках феноменологического подхода. Действительно, в согласии с соотношением (1.27), поправки к коэффициенту Холла вычисляются напрямую из поправок к диагональному сопротивлению. При оценке вклада WAL-поправки мы определяем префактор α из соотношения (1.20) и подставляем тот же самый

префактор в формулу (1.21). Если бы геометрический фактор (w/L в случае Холловской геометрии) был вычислен неправильно, мы автоматически получили бы другое значение α , но полный вклад эффекта WAL в температурную зависимость сопротивления, вычисленный при помощи формулы (1.21) остался бы прежним. То, что почти во всех случаях мы получаем $\alpha \approx 0.5$ означает, что геометрический фактор определен с достаточной точностью.

5.3. Выводы.

Таким образом, на основании квазиклассической модели МС, нами была определена доминантная роль поверхностных двумерных состояний в переносе заряда, также была проиллюстрирована роль квантовых поправок в формировании немонотонной температурной зависимости проводимости. Также нами показано, что в образцах присутствует вторая группа носителей заряда, ассоциируемых с состояниями в объеме пленки, однако, в магнитотранспорте они проявляются как двумерная подсистема, что существенно отличается от результатов, представленных в [150, 151]. Наблюдение WAL в отсутствие явных следов слабой локализации, указывает на топологическую природу поверхностных состояний. При этом основным механизмом дефазировки в исследованных образцах является неупругость ee -рассеяния. Путем анализа температурной зависимости поправки от WAL и монотонной части продольного магнитосопротивления нами была выделена поправка от электрон-электронного взаимодействия. Мы также определили ee -поправку независимым образом, используя феноменологическое свойство поправки от EEl не влиять на Холловскую проводимость, и показали, что два способа дают одинаковый результат. Мы определили константу электрон-электронного взаимодействия, K_{ee} , в исследованных образцах и установили, что в части из них ее величина оказалась аномально большой, что говорит о наличии в системе нескольких эффективно независимых каналов проводимости.

Заключение

Результаты.

Подытожим основные полученные нами результаты:

1. Впервые изучены магнитотранспортные свойства КЯ HgTe с ориентацией подложки (100) в перпендикулярном магнитном поле в широком диапазоне давлений от 0 до 15.1 кбар. Измерения выявили сложную немонотонную зависимость сопротивления образцов от давления, температуры, магнитного поля и концентрации носителей. Показано, что в области промежуточных давлений наблюдается эффект сильного отрицательного магнитосопротивления, связанный с температурно-активированными прыжками носителей между проводящими областями в двухфазной системе.
2. В области высоких давлений более 14 кбар обнаружен резкий переход от металлического типа проводимости к диэлектрическому при понижении температуры, что является указанием на установление в системе нового электрон-дырочного состояния.
3. Проведены измерения температурной зависимости диагональной и Холловской компонент магнетосопротивления высококачественных эпитаксиальных пленок Bi_2Se_3 в перпендикулярном и наклонном магнитных полях. Показано, что константа электрон-электронного взаимодействия, определенная из анализа поведения квантовых поправок к проводимости может принимать аномально большие значения ($K_{ee} > 3$), указывающие на возникновение в системе нескольких слабосвязанных проводящих каналов.
4. С помощью простой классической модели магнитосопротивления оценен вклад каждой группы носителей заряда в проводимость пленок Bi_2Se_3 .

Результаты проведенного анализа особенностей слабой антилокализации указывают на топологическую природу поверхностных состояний в исследованных пленках. При этом установлено, что состояния в объеме пленки проявляются в магнитотранспорте как двумерные не только в слабых, но и в сильных магнитных полях.

Представленные результаты, разумеется, затрагивают лишь небольшую часть того круга вопросов, которые возникли в связи с изучением топологических материалов, свойства которых в большой степени обусловлены сильными эффектами спин-орбитального взаимодействия. Развитые нами подходы и методы, тем не менее, могут быть применены для поиска ответов на несколько важных открытых вопросов в данной области. Остановимся ниже на тех направлениях, которые представляются наиболее естественным продолжением выполненных нами исследований.

Наиболее близким развитием темы квантовых ям HgTe являлось бы изучение влияния давления на транспорт в узких ямах с толщинами близкими к области инверсии зонной структуры ($d \approx 6.3$ нм). Согласно теоретическим расчетам, наиболее обстоятельно выполненным в работе [56] на основе $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ - метода, в этой области следует ожидать перехода от инвертированной к неинвертированной зонной структуре при сравнительно небольших давлениях 3-5 кбар, легко доступных в эксперименте. Это обстоятельство открывает возможность пронаблюдать появление транспорта по краевым топологически защищенным состояниям в одном и том же образце. Ранее подобного перехода никем продемонстрировано не было - сравнение свойств КЯ с докритической и закритической толщинами всегда производится на разных образцах, что не позволяет полностью исключить влияние на транспорт факторов не связанных напрямую с топологией зонной структуры. При этом перспективными представляются два подхода - один основан на использовании техники гидростатического давления, уже примененной нами к изучению широких квантовых ям, а другой - на ис-

пользовании одноосного сжатия. Оба подхода имеют свои плюсы и минусы. Несомненным плюсом первого является более простая интерпретация полученных данных, однако, второй подход технически позволяет менять степень деформации структуры *in situ*, без отогрева исследуемого образца до комнатной температуры, что невозможно в случае гидростатического давления без использования сложной техники с газовой средой передающей давление.

В отношении семейства трехмерных топологических изоляторов Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 значительный интерес представляет изучение влияния на транспорт как магнитных, так и не магнитных примесей таких материалов, как Cu, Sr, Cr, Eu, Nb. Данное направление активно развивается в последнее десятилетие параллельно с изучением свойств чистых материалов и здесь уже получены впечатляющие результаты. Не останавливаясь подробно на обзоре всего многообразия работ в данном направлении, отметим такие интригующие открытия как немагнитическая сверхпроводимость, возможная реализация топологического сверхпроводящего состояния, влияние ферромагнитного упорядочения на краевой транспорт. К настоящему моменту автор диссертации уже принял участие в проведении исследований в данном направлении. Часть из полученных новых результатов опубликована, но не включена в состав настоящей диссертации. В частности, проведены исследования особенностей квантовых осцилляций в сверхпроводящей системе $\text{Bi}_{2-x}\text{Cu}_x\text{Se}_3$ [150], исследования влияния магнитной примеси Eu на квантовый транспорт в эпитаксиальных пленках $(\text{Bi}_{1-x}\text{Eu}_x)_2\text{Se}_3$ [159, 160], изучена роль структурной деформации в возникновении немагнитического порядка в $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ [161]. Работы в данном направлении также планируется продолжить.

Благодарности.

Прежде всего, хотелось бы выразить искреннюю благодарность моему научному руководителю Владимиру Моисеевичу Пудалову, в течении многих лет

направлявшему мою научную деятельность и оказывавшему квалифицированную поддержку на всех этапах выполнения настоящей работы. Его высокий научный уровень, организаторские способности, а также исключительные человеческие качества значительно повлияли на мое формирование как физика-экспериментатора. Также хотелось бы поблагодарить весь коллектив Центра по изучению высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В.Л. Гинзбурга за возможность освоения работы на современном научном оборудовании, а также за создание доброжелательной творческой атмосферы и поддержку в решении многих технических и организационных вопросов.

Помимо этого, автор благодарен своим коллегам и соавторам А.Ю. Кунцевичу, Л.А. Овешникову, Б.А. Аронзону, З.Д. Квону, Е.Б. Ольшанецкому, Ю.Г. Селиванову, Е.Г. Чижевскому, Н.Н. Михайлову, которые способствовали получению представленных в данной работе результатов. Особенно хотелось бы выделить моих коллег Ярослава Герасименко и Александра Кунцевича, сотрудничество и дискуссии с которыми на протяжении многих лет являлись мощнейшим источником мотивации к собственным исследованиям.

Отдельно хотелось бы поблагодарить людей, оказавших мне значительную помощь в освоении специфической техники криомагнитных исследований. Здесь следует отметить [О.Е. Омеляновского], давшего образец обстоятельности и аккуратности, необходимых в работе экспериментатора, А.В. Корнилова, а также сотрудников ИФВД РАН [А.Н. Вороновского] и [А.Я. Куракова], познакомивших автора с достаточно специфической культурой эксперимента в области физики высоких давлений. Без их ценных советов, указаний и наработок включение в данную область было бы просто невозможно.

Публикации по теме диссертации

Публикации в рецензируемых научных изданиях.

- A1. Olshanetsky E.B., Kvon Z.D., Gerasimenko Ya.A., Prudkoglyad V.A., Pudalov V.M., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A. Metal-insulator transition in a HgTe quantum well under hydrostatic pressure // [Pis'ma v ZhETF](#) – 2013 – Vol. 98, No. 12. – pp. 947-951; [JETP letters](#) – 2014. – Vol. 98, No. 12. – pp. 843-847.
- A2. Овешников Л.Н., Прудкогляд В.А., Нехаева Е.И., Кунцевич А.Ю., Селиванов Ю.Г., Чижевский Е.Г., Аронзон Б.А. Магнетотранспорт в тонких эпитаксиальных пленках Bi_2Se_3 // [Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики](#) – 2016. – Том 104, стр. 651-657; Oveshnikov L.N., Prudkoglyad V.A., Nekhaeva E.I., Kuntsevich A. Yu., Selivanov Yu.G., Chizhevskii E.G., Aronzon B.A. Magnetotransport in thin epitaxial Bi_2Se_3 films // [JETP Letters](#) – 2016. – Vol. 104, No. 9. – pp. 629-634 (English translation).
- A3. Kuntsevich A.Yu., Gabdullin A.A., Prudkoglyad V.A., Selivanov Yu.G., Chizhevskii E.G., Pudalov V.M. Low-temperature Hall effect in bismuth chalcogenides thin films // [Physical Review B](#) – 2016. – Vol. 94, No. 23 – p.235401.
- A4. Prudkoglyad V.A., Olshanetsky E.B., Kvon Z.D., Pudalov V.M., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A. Two-dimensional semimetal in HgTe quantum well under hydrostatic pressure // [Physical Review B](#) – 2018. – Vol. 98, No. 15. – p. 155437.

Публикации в материалах конференций.

- B1. Прудкогляд В.А., Ольшанецкий Е.Б., Квон З.Д., Пудалов В.М., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Влияние внешнего гидростатического давления на зарядовый транспорт в квантовой яме HgTe шириной 20 нм // XXXVII

Совещание по физике низких температур НТ-37 (Казань, 29 июня - 3 июля 2015г.): Программа, тезисы докладов, N07 – с.159.

- В2. Прудкогляд В.А., Ольшанецкий Е.Б., Квон З.Д., Пудалов В.М., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Effect of Hydrostatic Pressure on Charge Transport in HgTe Quantum Well with Inverted Energy Spectrum // Electronic Properties of Two-Dimensional Systems EP2DS-21 (Sendai, Japan, July 26-31, 2015): 21-st International Conference – p. 315.
- В3. Прудкогляд В.А., Ольшанецкий Е.Б., Квон З.Д., Пудалов В.М., Мартовицкий В.П., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Магнитотранспорт в квантовой яме HgTe шириной 20.5 нм в условиях гидростатического давления // Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург, 15–20 февраля 2016 г.): сборник тезисов XXI международной зимней школы. – Екатеринбург: Типография «Межрегиональный издательский центр», 2016 – с. 140.
- В4. Прудкогляд В.А., Ольшанецкий Е.Б., Квон З.Д., Мартовицкий В.П., Пудалов В.М., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., 2D electron-hole system in HgTe quantum well under hydrostatic pressure // 33 International conference on the Physics of Semiconductors ICPS2016 (Beijing, China, July 31 - August 5, 2016): 33rd International Conference – Mo-P.142.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Волков Б. А., Панкратов О. А., Сазонов А. В. Теория электронного энергетического спектра полупроводников группы A4B6 // [ЖЭТФ](#). 1983. Т. 85, № 4. С. 1395.
2. Волков Б. А., Панкратов О. А. Электронная структура точечных дефектов в полупроводниках AIVBVI // [ЖЭТФ](#). 1985. Т. 88, № 1. С. 280–293.
3. Волков Б. А., Панкратов О. А. Безмассовые двумерные электроны в инверсном контакте // [Письма в ЖЭТФ](#). 1985. Т. 42, № 4. С. 145–148.
4. Kosterlitz J. M., Thouless D. J. Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems // [J. Phys. C: Solid State Phys.](#) 1973. Vol. 6, no. 7. P. 1181.
5. Thouless D. J., Kohmoto M., Nightingale M. P., Nijs M. D. Quantized Hall conductance in a two-dimensional periodic potential // [Phys. Rev. Lett.](#) 1982. Vol. 49, no. 6. P. 405.
6. König M., Wiedmann S., Brüne C. et al. Quantum spin Hall insulator state in HgTe quantum wells // [Science](#). 2007. Vol. 318, no. 5851. P. 766–770.
7. Gusev G. M., Kvon Z. D., Shegai O. A. et al. Transport in disordered two-dimensional topological insulators // [Phys. Rev. B](#). 2011. Vol. 84, no. 12. P. 121302.
8. Roth A., Brüne C., Buhmann H. et al. Nonlocal transport in the quantum spin Hall state // [Science](#). 2009. Vol. 325, no. 5938. P. 294–297.
9. Nowack K. C., Spanton E. M., Baenninger M. et al. Imaging currents in HgTe quantum wells in the quantum spin hall regime // [Nat. Mater.](#) 2013. jun. Vol. 12, no. 9. P. 787–791.
10. Hart S., Ren H., Wagner T. et al. Induced superconductivity in the quantum spin hall edge // [Nat. Phys.](#) 2014. aug. Vol. 10, no. 9. P. 638–643.
11. Brüne C., Roth A., Buhmann H. et al. Spin polarization of the quantum spin Hall edge states // [Nat. Phys.](#) 2012. Vol. 8, no. 6. P. 485–490.

12. Kononov A., Egorov S. V., Titova N. et al. Conductance oscillations at the interface between a superconductor and the helical edge channel in a narrow HgTe quantum well // [JETP Letters](#). 2015. jan. Vol. 101, no. 1. P. 41–46.
13. Kononov A., Egorov S. V., Kvon Z. D. et al. Evidence on the macroscopic length scale spin coherence for the edge currents in a narrow HgTe quantum well // [JETP Letters](#). 2015. jun. Vol. 101, no. 12. P. 814–819.
14. Mott N. F. The basis of the electron theory of metals, with special reference to the transition metals // [Proc. Phys. Soc., London, Sect. A](#). 1949. Vol. 62, no. 7. P. 416.
15. Mott N. F. The transition to the metallic state // [Philosophical Magazine](#). 1961. Vol. 6, no. 62. P. 287–309.
16. Halperin B. I., Rice T. M. Possible anomalies at a semimetal-semiconductor transition // [Rev. Mod. Phys.](#) 1968. Vol. 40, no. 4. P. 755.
17. Raikh M. E., Glazman L. I. Negative hopping magnetoresistance of two-dimensional electron gas in a smooth random potential // [Phys. Rev. Lett.](#) 1995. Vol. 75, no. 1. P. 128.
18. Lu H. Z., Shen S. Q. Weak localization of bulk channels in topological insulator thin films // [Phys. Rev. B](#). 2011. Vol. 84, no. 12. P. 125138.
19. Lu H. Z., Shen S. Q. Finite-temperature conductivity and magnetoconductivity of topological insulators // [Phys. Rev. Lett.](#) 2014. Vol. 112, no. 14. P. 146601.
20. Bernevig A., Hughes T. L., Zhang S. C. Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells // [Science](#). 2006. Vol. 314, no. 5806. P. 1757–1761.
21. Groves S., Paul W. Band structure of gray tin // [Phys. Rev. Lett.](#) 1963. Vol. 11, no. 5. P. 194.
22. Groves S. H., Brown R. N., Pidgeon C. R. Interband magnetoreflexion and band structure of HgTe // [Phys. Rev.](#) 1967. sep. Vol. 161, no. 3. P. 779–793.
23. Luttinger J. M., Kohn W. Motion of electrons and holes in perturbed periodic

- fields // *Phys. Rev.* 1955. feb. Vol. 97, no. 4. P. 869–883.
24. Luttinger J. M. Quantum theory of cyclotron resonance in semiconductors: General theory // *Phys. Rev.* 1956. may. Vol. 102, no. 4. P. 1030–1041.
25. Kane E. O. Band structure of indium antimonide // *J. Phys. Chem. Solids.* 1957. jan. Vol. 1, no. 4. P. 249–261.
26. Pidgeon C. R., Brown R. N. Interband magneto-absorption and Faraday rotation in InSb // *Phys. Rev.* 1966. Vol. 146, no. 2. P. 575.
27. Волков В. А., Пинскер Т. Н. Размерное квантование и поверхностные состояния в полу проводниках // *ЖЭТФ.* 1976. Т. 70, № 6. С. 2268–2278.
28. Дьяконов М. И., Хаецкий А. В. Размерное квантование дырок в полупроводнике со сложной валентной зоной и носителей в бесщелевом полупроводнике // *ЖЭТФ.* 1982. Т. 82, № 5. P. 1584–1590.
29. Lin-Liu Y. R., Sham L. J. Interface states and subbands in HgTe-CdTe heterostructures // *Phys. Rev. B.* 1985. Vol. 32, no. 8. P. 5561.
30. Gerchikov L. G., Subashiev A. V. Interface states in subband structure of semiconductor quantum wells // *Phys. Status Solidi B.* 1990. Vol. 160, no. 2. P. 443–457.
31. Goschenhofer F., Gerschütz J., Pfeuffer-Jeschke A. et al. Investigation of iodine as a donor in MBE grown $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ // *J. Electron. Mater.* 1998. Vol. 27, no. 6. P. 532–535.
32. Becker C. R., Brüne C., Schäfer M. et al. The influence of interfaces and the modulation doping technique on the magneto-transport properties of HgTe based quantum wells // *Phys. Status Solidi C.* 2007. Vol. 4, no. 9. P. 3382–3389.
33. König M., Buhmann H., Molenkamp L. et al. The quantum spin Hall effect: theory and experiment // *J. Phys. Soc. Jpn.* 2008. Vol. 77, no. 3. P. 031007.
34. Pfeuffer-Jeschke A., Goschenhofer F., Latussek V. et al. Cyclotron masses of asymmetrically doped HgTe quantum wells // *Phys. B (Amsterdam, Neth.)*. 1998. Vol. 256. P. 486–489.

35. Landwehr G., Gerschütz J., Oehling S. et al. Quantum transport in n-type and p-type modulation-doped mercury telluride quantum wells // [Phys. E \(Amsterdam, Neth.\)](#). 2000. feb. Vol. 6, no. 1-4. P. 713–717.
36. Zhang X. C., Pfeuffer-Jeschke A., Ortner K. et al. Rashba splitting in n-type modulation-doped HgTe quantum wells with an inverted band structure // [Phys. Rev. B](#). 2001. Vol. 63, no. 24. P. 245305.
37. Kane E. O. Chapter 3 the $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ method. 1966. P. 75–100.
38. Kane C. L., Mele E. J. Z_2 topological order and the quantum spin Hall effect // [Phys. Rev. Lett.](#) 2005. sep. Vol. 95, no. 14.
39. Kvon Z. D., Olshanetsky E. B., Kozlov D. A. et al. Two-dimensional electron-hole system in a HgTe-based quantum well // [JETP Letters](#). 2008. Vol. 87, no. 9. P. 502–505.
40. Gusev G. M., Olshanetsky E. B., Kvon Z. D. et al. Quantum Hall effect near the charge neutrality point in a two-dimensional electron-hole system // [Phys. Rev. Lett.](#) 2010. Vol. 104, no. 16. P. 166401.
41. Gusev G. M., Olshanetsky E. B., Kvon Z. D. et al. Nonlocal transport near charge neutrality point in a two-dimensional electron-hole system // [Phys. Rev. Lett.](#) 2012. Vol. 108, no. 22. P. 226804.
42. Gusev G. M., Olshanetsky E. B., Kvon Z. D. et al. Transition from insulating to metallic phase induced by in-plane magnetic field in HgTe quantum wells // [Phys. Rev. B](#). 2013. Vol. 88, no. 19. P. 195305.
43. Minkov G. M., Germanenko A. V., Rut O. E. et al. Weak antilocalization in HgTe quantum wells with inverted energy spectra // [Phys. Rev. B](#). 2012. Vol. 85, no. 23. P. 235312.
44. Minkov G. M., Germanenko A. V., Rut O. E. et al. Two-dimensional semimetal in a wide HgTe quantum well: Magnetotransport and energy spectrum // [Phys. Rev. B](#). 2013. Vol. 88, no. 15. P. 155306.
45. Minkov G. M., Germanenko A. V., Rut O. E. et al. Anisotropic conductivity and weak localization in HgTe quantum wells with a normal energy spectrum //

- [Phys. Rev. B](#). 2013. Vol. 88, no. 4. P. 045323.
46. Minkov G. M., Germanenko A. V., Rut O. E. et al. Hole transport and valence-band dispersion law in a HgTe quantum well with a normal energy spectrum // [Phys. Rev. B](#). 2014. Vol. 89, no. 16. P. 165311.
47. Gusev G. M., Kvon Z. D., Olshanetsky E. B. et al. Temperature dependence of the resistance of a two-dimensional topological insulator in a HgTe quantum well // [Phys. Rev. B](#). 2014. Vol. 89, no. 12. P. 125305.
48. Minkov G. M., Aleshkin Y. V., Rut O. E. et al. Valence band energy spectrum of HgTe quantum wells with an inverted band structure // [Phys. Rev. B](#). 2017. jul. Vol. 96, no. 3.
49. Kvon Z. D., Olshanetsky E. B., Novik E. G. et al. Two-dimensional electron-hole system in HgTe-based quantum wells with surface orientation (112) // [Phys. Rev. B](#). 2011. Vol. 83, no. 19. P. 193304.
50. Olshanetsky E. B., Kvon Z. D., Mikhailov N. N. et al. Two-dimensional semimetal in HgTe-based quantum wells with surface orientation (100) // [Solid State Commun.](#) 2012. Vol. 152, no. 4. P. 265–267.
51. Novik E. G., Pfeuffer-Jeschke A., Jungwirth T. et al. Band structure of semimagnetic $\text{Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ quantum wells // [Phys. Rev. B](#). 2005. Vol. 72, no. 3. P. 035321.
52. Kononov A. A., Deviatov E. V. Spin effects in edge transport in two-dimensional topological insulators // [JETP Letters](#). 2016. dec. Vol. 104, no. 11. P. 811–820.
53. Dyakonov M. I., Perel V. I. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors // [Phys. Lett. A](#). 1971. jul. Vol. 35, no. 6. P. 459–460.
54. Edelstein V. M. Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems // [Solid State Commun.](#) 1990. jan. Vol. 73, no. 3. P. 233–235.
55. Hirsch J. E. Spin hall effect // [Phys. Rev. Lett.](#) 1999. aug. Vol. 83, no. 9. P. 1834–1837.

56. Krishtopenko S. S., Yahniuk I., But D. B. et al. Pressure and temperature driven phase transitions in HgTe quantum wells // [Phys. Rev. B](#). 2016. Vol. 94, no. 24. P. 245402.
57. Satterthwaite C. B., Ure R. W. Electrical and thermal properties of Bi₂Te₃ // [Phys. Rev.](#) 1957. dec. Vol. 108, no. 5. P. 1164–1170.
58. Pawlewicz W. T., Rayne J. A., Ure R. W. Resistivity of Bi₂Te₃ from 1.3~K to 300~K // [Phys. Lett. A](#). 1974. jul. Vol. 48, no. 5. P. 391–392.
59. Köhler H., Landwehr G. Constant energy surfaces of n-type bismuth selenide from the Shubnikov-de Haas effect // [Phys. Status Solidi B](#). 1971. jun. Vol. 45, no. 2. P. K109–K112.
60. Köhler H. Conduction band parameters of Bi₂Se₃ from Shubnikov-de Haas investigations // [Phys. Status Solidi B](#). 1973. jul. Vol. 58, no. 1. P. 91–100.
61. Hyde G. R., Beale H. A., Spain I. L., Woollam J. A. Electronic properties of Bi₂Se₃ crystals // [J. Phys. Chem. Solids](#). 1974. jan. Vol. 35, no. 12. P. 1719–1728.
62. Köhler H. Non-parabolicity of the highest valence band of Bi₂Te₃ from Shubnikov-de Haas effect // [Phys. Status Solidi B](#). 1976. apr. Vol. 74, no. 2. P. 591–600.
63. Zhang H., Liu C. X., Qi X. L. et al. Topological insulators in Bi₂Se₃, Bi₂Te₃ and Sb₂Te₃ with a single Dirac cone on the surface // [Nat. Phys.](#) 2009. may. Vol. 5, no. 6. P. 438–442.
64. Liu C. X., Qi X. L., Zhang H. et al. Model hamiltonian for topological insulators // [Phys. Rev. B](#). 2010. Vol. 82, no. 4. P. 045122.
65. Fu L., Kane C. L., Mele E. J. Topological insulators in three dimensions // [Phys. Rev. Lett.](#) 2007. Vol. 98, no. 10. P. 106803.
66. Fu L., Kane C. L. Topological insulators with inversion symmetry // [Phys. Rev. B](#). 2007. jul. Vol. 76, no. 4.
67. Xia Y., Qian D., Hsieh D. et al. Observation of a large-gap topological-insulator class with a single Dirac cone on the surface // [Nat. Phys.](#) 2009.

- Vol. 5, no. 6. P. 398–402.
68. Chen Y. L., Analytis J. G., Chu J. H. et al. Experimental realization of a three-dimensional topological insulator, Bi_2Te_3 // [Science](#). 2009. jun. Vol. 325, no. 5937. P. 178–181.
69. Alpichshev Z., Analytis J. G., Chu J. H. et al. STM imaging of electronic waves on the surface of Bi_2Te_3 : Topologically protected surface states and hexagonal warping effects // [Phys. Rev. Lett.](#) 2010. jan. Vol. 104, no. 1.
70. Landau quantization of topological surface states in Bi_2Se_3 // [Phys. Rev. Lett.](#) 2010. aug. Vol. 105, no. 7.
71. Hanaguri T., Igarashi K., Kawamura M. et al. Momentum-resolved Landau-level spectroscopy of Dirac surface state in Bi_2Se_3 // [Phys. Rev. B](#). 2010. aug. Vol. 82, no. 8.
72. Qi X. L., Zhang S. C. Topological insulators and superconductors // [Rev. Mod. Phys.](#) 2011. Vol. 83, no. 4. P. 1057.
73. Hasan M. Z., Kane C. L. Colloquium: topological insulators // [Rev. Mod. Phys.](#) 2010. Vol. 82, no. 4. P. 3045.
74. Khmel'nitskii D. E. Localization and coherent scattering of electrons // [Physica B+ C](#). 1984. nov. Vol. 126, no. 1-3. P. 235–241.
75. Hikami S., Larkin A. I., Nagaoka Y. Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system // [Prog. Theor. Phys.](#) 1980. Vol. 63, no. 2. P. 707–710.
76. Magnetoconductance due to weak localization beyond the diffusion approximation: The high-field limit // [Solid State Commun.](#) 1994. nov. Vol. 92, no. 8. P. 711–714.
77. Zduniak A., Dyakonov M. I., Knap W. Universal behavior of magnetoconductance due to weak localization in two dimensions // [Phys. Rev. B](#). 1997. Vol. 56, no. 4. P. 1996.
78. Golub L. E. Weak antilocalization in high-mobility two-dimensional systems // [Phys. Rev. B](#). 2005. Vol. 71, no. 23. P. 235310.

79. Tkachov G., Hankiewicz E. M. Weak antilocalization in HgTe quantum wells and topological surface states: Massive versus massless Dirac fermions // [Phys. Rev. B](#). 2011. Vol. 84, no. 3. P. 035444.
80. Gornyi I. V., Kachorovskii V. Y., Mirlin A. D., Ostrovsky P. M. Quantum interference in HgTe structures // [Phys. Status Solidi B](#). 2014.
81. Zhang T., Cheng P., Chen X. et al. Experimental demonstration of topological surface states protected by time-reversal symmetry // [Phys. Rev. Lett.](#) 2009. dec. Vol. 103, no. 26. P. 266803.
82. Roushan P., Seo J., Parker C. V. et al. Topological surface states protected from backscattering by chiral spin texture // [Nature](#). 2009. aug. Vol. 460, no. 7259. P. 1106–1109.
83. Ando T., Nakanishi T., Saito R. Berry's phase and absence of back scattering in carbon nanotubes // [J. Phys. Soc. Jpn.](#) 1998. aug. Vol. 67, no. 8. P. 2857–2862.
84. Lu H. Z., Shen S. Q. [Weak localization and weak anti-localization in topological insulators](#) // SPIE NanoScience+ Engineering / International Society for Optics and Photonics. 2014. P. 91672E–91672E.
85. Liu H. C., Lu H. Z., He H. T. et al. Tunable interaction-induced localization of surface electrons in antidot nanostructured Bi₂Te₃ thin films // [ACS nano](#). 2014. Vol. 8, no. 9. P. 9616–9621.
86. Zhang M., Lv L., Wei Z. et al. Thermal evaporation growth of topological insulator Bi₂Se₃ thin films // [Materials Letters](#). 2014. Vol. 123. P. 87–89.
87. Wang W. J., Gao K. H., Li Z. Q. Thickness-dependent transport channels in topological insulator Bi₂Se₃ thin films grown by magnetron sputtering // [Sci. Rep.](#) 2016. Vol. 6. P. 25291.
88. Chiu S. P., Lin J. J. Weak antilocalization in topological insulator Bi₂Te₃ microflakes // [Phys. Rev. B](#). 2013. Vol. 87, no. 3. P. 035122.
89. Shen S. Q. Topological insulators. Springer, 2012. Vol. 174.
90. Liu M., Chang C. Z., Zhang Z. et al. Electron interaction-driven insulating

- ground state in Bi_2Se_3 topological insulators in the two-dimensional limit // [Phys. Rev. B](#). 2011. Vol. 83, no. 16. P. 165440.
91. Wang J., DaSilva A. M., Chang C. Z. et al. Evidence for electron-electron interaction in topological insulator thin films // [Phys. Rev. B](#). 2011. Vol. 83, no. 24. P. 245438.
92. Takagaki Y., Jenichen B., Jahn U. et al. Weak antilocalization and electron-electron interaction effects in Cu-doped Bi_2Se_3 films // [Phys. Rev. B](#). 2012. Vol. 85, no. 11. P. 115314.
93. Dey R., Pramanik T., Roy A. et al. Strong spin-orbit coupling and zeeman spin splitting in angle dependent magnetoresistance of Bi_2Te_3 // [Appl. Phys. Lett.](#) 2014. Vol. 104, no. 22. P. 223111.
94. Altshuler B. L., Aronov A. G., Lee P. A. Interaction effects in disordered Fermi systems in two dimensions // [Phys. Rev. Lett.](#) 1980. Vol. 44, no. 19. P. 1288.
95. Lee P. A., Ramakrishnan T. V. Magnetoresistance of weakly disordered electrons // [Phys. Rev. B](#). 1982. Vol. 26, no. 8. P. 4009.
96. Altshuler B. L., Aronov A. G. [Electron–electron interaction in disordered conductors](#) // Modern Problems in condensed matter sciences. Elsevier, 1985. Vol. 10. P. 1–153.
97. Финкельштейн А. М. Влияние кулоновского взаимодействия на свойства неупорядоченных металлов // [ЖЭТФ](#). 1983. Т. 84, № 1. С. 168.
98. Zala G., Narozhny B. N., Aleiner I. L. Interaction corrections at intermediate temperatures: Longitudinal conductivity and kinetic equation // [Phys. Rev. B](#). 2001. Vol. 64, no. 21. P. 214204.
99. Burmistrov I. S., Chtchelkatchev N. M. Electronic properties in a two-dimensional disordered electron liquid: Spin-valley interplay // [Phys. Rev. B](#). 2008. may. Vol. 77, no. 19. P. 195319.
100. Punnoose A. Renormalization group study of intervalley scattering and valley splitting in a two-valley system // [Phys. Rev. B](#). 2010. jan. Vol. 81, no. 3.

P. 035306.

101. Altshuler B. L., Khmel'nitzkii D., Larkin A. I., Lee P. A. Magnetoresistance and Hall effect in a disordered two-dimensional electron gas // [Phys. Rev. B](#). 1980. Vol. 22, no. 11. P. 5142.
102. Dvoretzky S. A., Ikusov D. G., Kvon D. K. et al. Growing HgTe/Cd_{0.735}Hg_{0.265}Te quantum wells by molecular beam epitaxy // [Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing](#). 2007. Vol. 43, no. 4. P. 375–381.
103. Caha O., Dubroka A., Humlicek J. et al. Growth, structure, and electronic properties of epitaxial bismuth telluride topological insulator films on BaF₂ (111) substrates // [Crystal Growth & Design](#). 2013. Vol. 13, no. 8. P. 3365–3373.
104. Hofer K., Becker C., Rata D. et al. Intrinsic conduction through topological surface states of insulating Bi₂Te₃ epitaxial thin films // [Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.](#) 2014. Vol. 111, no. 42. P. 14979–14984.
105. Kirichenko A. S., Kornilov A. V., Pudalov V. M. Properties of polyethylsiloxane as a pressure-transmitting medium // [Instrum. Exp. Tech.](#) 2005. Vol. 48, no. 6. P. 813–816.
106. Chang L. L., Esaki L. Electronic properties of InAs/GaSb superlattices // [Surface Science](#). 1980. Vol. 98, no. 1. P. 70–89.
107. Washburn S., Webb R. A., Mendez E. E. et al. New Shubnikov–de Haas effects in a two-dimensional electron-hole system // [Phys. Rev. B](#). 1985. Vol. 31, no. 2. P. 1198.
108. Mendez E. E., Esaki L., Chang L. L. Quantum Hall effect in a two-dimensional electron-hole gas // [Phys. Rev. Lett.](#) 1985. Vol. 55, no. 20. P. 2216.
109. Washburn S., Webb R. A., Mendez E. E. et al. Interaction effects among two-dimensional electrons and holes // [Phys. Rev. B](#). 1986. Vol. 33, no. 12. P. 8848.
110. Munekata H., Mendez E. E., Iye Y., Esaki L. Densities and mobilities of

- coexisting electrons and holes in GaSb/InAs/GaSb quantum wells // [Surface Science](#). 1986. Vol. 174, no. 1. P. 449–453.
111. Райс Т. и др. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках // М.:Мир, 1980.
112. Келдыш Л. В. и др. Электронно-дырочные капли в полупроводниках ; под ред. Джеффрис К. Д, Келдыш Л. В. // М.:Наука, 1988.
113. Kohn W. Excitonic phases // [Phys. Rev. Lett.](#) 1967. aug. Vol. 19, no. 8. P. 439–442.
114. Jérôme D., Rice T. M., Kohn W. Excitonic insulator // [Phys. Rev.](#) 1967. Vol. 158, no. 2. P. 462.
115. Halperin B. I., Rice T. M. The excitonic state at the semiconductor-semimetal transition // [Solid State Physics](#). 1968. Vol. 21. P. 115–192.
116. Zittartz J. Transport properties of the “excitonic insulator”: Electrical conductivity // [Phys. Rev.](#) 1968. Vol. 165, no. 2. P. 605.
117. Brandt N. B., Chudinov S. M. Investigation of the excitonic insulator phase in bismuth-antimony alloys // [J. Low Temp. Phys.](#) 1972. Vol. 8, no. 3-4. P. 339–365.
118. Cercellier H., Monney C., Clerc F. et al. Evidence for an excitonic insulator phase in 1T-TiSe₂ // [Phys. Rev. Lett.](#) 2007. Vol. 99, no. 14. P. 146403.
119. Monney C., Cercellier H., Clerc F. et al. Spontaneous exciton condensation in 1T-TiSe₂: BCS-like approach // [Phys. Rev. B](#). 2009. Vol. 79, no. 4. P. 045116.
120. Monney C., Schwier E. F., Garnier M. G. et al. Probing the exciton condensate phase in 1T-TiSe₂ with photoemission // [New J. Phys.](#) 2010. Vol. 12, no. 12. P. 125019.
121. Monney C., Battaglia C., Cercellier H. et al. Exciton condensation driving the periodic lattice distortion of 1T-TiSe₂ // [Phys. Rev. Lett.](#) 2011. Vol. 106, no. 10. P. 106404.
122. Monney C., Monney G., Aebi P., Beck H. Electron–hole instability in 1T-

- TiSe₂ // [New J. Phys.](#) 2012. Vol. 14, no. 7. P. 075026.
123. Neuenschwander J., Wachter P. Pressure-driven semiconductor-metal transition in intermediate-valence TmSe_{1-x}Te_x and the concept of an excitonic insulator // [Phys. Rev. B.](#) 1990. Vol. 41. P. 12693–12709.
124. Bucher B., Steiner P., Wachter P. Excitonic insulator phase in TmSe_{0.45}Te_{0.55} // [Phys. Rev. Lett.](#) 1991. Vol. 67, no. 19. P. 2717.
125. Wachter P. Exciton condensation in an intermediate valence compound: TmSe_{0.45}Te_{0.55} // [Solid State Commun.](#) 2001. Vol. 118, no. 12. P. 645–650.
126. Wachter P., Bucher B., Malar J. Possibility of a superfluid phase in a Bose condensed excitonic state // [Phys. Rev. B.](#) 2004. Vol. 69, no. 9. P. 094502.
127. Wachter P., Bucher B. Exciton condensation and its influence on the specific heat // [Phys. B \(Amsterdam, Neth.\)](#). 2013. Vol. 408. P. 51–57.
128. Wakisaka Y., Sudayama T., Takubo K. et al. Excitonic insulator state in Ta₂NiSe₅ probed by photoemission spectroscopy // [Phys. Rev. Lett.](#) 2009. Vol. 103, no. 2. P. 026402.
129. Wakisaka Y., Sudayama T., Takubo K. et al. Photoemission spectroscopy of Ta₂NiSe₅ // [J. Supercond. Novel Magn.](#) 2012. Vol. 25, no. 5. P. 1231–1234.
130. Zero-gap semiconductor to excitonic insulator transition in Ta₂NiSe₅ // [Nat. Commun.](#) 2017. feb. Vol. 8, no. 1.
131. Du L., Li X., Lou W. et al. Evidence for a topological excitonic insulator in InAs/GaSb bilayers // [Nat. Commun.](#) 2017. Vol. 8, no. 1. P. 1–8.
132. Kozlov D. A., Kvon Z. D., Mikhailov N. N. et al. Cyclotron resonance in a two-dimensional semimetal based on a HgTe quantum well // [JETP Letters](#). 2011. apr. Vol. 93, no. 3. P. 170–173.
133. Kasap S., Willoughby A. Mercury Cadmium Telluride: Growth, Properties and Applications. John Wiley & Sons, 2011.
134. Olshanetsky E. B., Kvon Z. D., Entin M. V. et al. Scattering processes in a two-dimensional semimetal // [JETP letters](#). 2009. Vol. 89, no. 6. P. 290–293.
135. Келдыш Л. В., Копаев Ю. В. Возможная неустойчивость полуметаллического состояния // [Физ. Тв.](#) 2011. Vol. 53, no. 1. P. 10–14.

- ского состояния относительно кулоновского взаимодействия // Физ. твердого тела. 1964. Т. 6, № 9. С. 2791–2798.
136. Zittartz J. Anisotropy effects in the excitonic insulator // *Phys. Rev.* 1967. Vol. 162, no. 3. P. 752.
137. Knap M., Sau J. D., Halperin B. I., Demler E. Transport in two-dimensional disordered semimetals // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 113. P. 186801.
138. Daly M. S., Dalton K. S. H., Lakrimi M. et al. Zero-Hall-resistance state in a semimetallic InAs/GaSb superlattice // *Phys. Rev. B.* 1996. Vol. 53, no. 16. P. R10524.
139. Voiskovskii A. E., Pudalov V. M. Negative magnetoresistance in a two-dimensional electronic system in the region of hopping conductivity // *JETP Letters.* 1995. Vol. 62., no. 12. P. 947–951.
140. San-Miguel A., Wright N. G., McMahon M. I., Nemes R. J. Pressure evolution of the cinnabar phase of HgTe // *Phys. Rev. B.* 1995. Vol. 51, no. 14. P. 8731.
141. Latussek V., Becker C. R., Landwehr G. et al. Deformation potentials of the semimetal HgTe // *Phys. Rev. B.* 2005. Vol. 71, no. 12. P. 125305.
142. Chang C. Z., Zhang J., Feng X. et al. Experimental observation of the quantum anomalous Hall effect in a magnetic topological insulator // *Science.* 2013. Vol. 340, no. 6129. P. 167–170.
143. Taskin A. A., Ando Y. Berry phase of nonideal Dirac fermions in topological insulators // *Phys. Rev. B.* 2011. Vol. 84, no. 3. P. 035301.
144. Kuntsevich A. Y., Shupletsov A. V., Minkov G. M. Simple mechanisms that impede the Berry phase identification from magneto-oscillations // *Phys. Rev. B.* 2018. Vol. 97, no. 19. P. 195431.
145. König E. J., Ostrovsky P. M., Protopopov I. V. et al. Interaction and disorder effects in three-dimensional topological insulator thin films // *Phys. Rev. B.* 2013. Vol. 88, no. 3. P. 035106.
146. Punnoose A. Renormalization group study of intervalley scattering and val-

- ley splitting in a two-valley system // *Phys. Rev. B*. 2010. Vol. 81, no. 3. P. 035306.
147. Kuntsevich A. Y., Klimov N. N., Tarasenko S. A. et al. Intervalley scattering and weak localization in si-based two-dimensional structures // *Phys. Rev. B*. 2007. Vol. 75, no. 19. P. 195330.
148. Drichko I. L., Smirnov I. Y., Suslov A. V. et al. Large magnetoresistance of a dilute p-Si/SiGe/Si quantum well in a parallel magnetic field // *Phys. Rev. B*. 2009. Vol. 79, no. 20. P. 205310.
149. Zhou X., Schmidt B., Proust C. et al. Quantum-classical crossover and apparent metal-insulator transition in a weakly interacting 2D Fermi liquid // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 107, no. 8. P. 086804.
150. Vedeneev S. I., Knyazev D. A., Prudkoglyad V. A. et al. Quantum oscillations in strong magnetic fields, Berry phase, and superconductivity in three-dimensional topological $\text{Bi}_{2-x}\text{Cu}_x\text{Se}_3$ insulators // *J. Exp. Theor. Phys.* 2015. jul. Vol. 121, no. 1. P. 65–75.
151. Petrushevsky M., Lahoud E., Ron A. et al. Probing the surface states in Bi_2Se_3 using the Shubnikov–de Haas effect // *Phys. Rev. B*. 2012. Vol. 86, no. 4. P. 045131.
152. Koirala N., Brahlek M., Salehi M. et al. Record surface state mobility and quantum Hall effect in topological insulator thin films via interface engineering // *Nano letters*. 2015. Vol. 15, no. 12. P. 8245–8249.
153. Chen J., He X. Y., Wu K. H. et al. Tunable surface conductivity in Bi_2Se_3 revealed in diffusive electron transport // *Phys. Rev. B*. 2011. Vol. 83, no. 24. P. 241304.
154. Taskin A. A., Sasaki S., Segawa K., Ando Y. Manifestation of topological protection in transport properties of epitaxial Bi_2Se_3 thin films // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 109, no. 6. P. 066803.
155. Bansal N., Kim Y. S., Brahlek M. et al. Thickness-independent transport channels in topological insulator Bi_2Se_3 thin films // *Phys. Rev. Lett.* 2012.

- Vol. 109, no. 11. P. 116804.
156. Adroguer P., Liu W. E., Culcer D., Hankiewicz E. M. Conductivity corrections for topological insulators with spin-orbit impurities: Hikami-Larkin-Nagaoka formula revisited // [Phys. Rev. B](#). 2015. Vol. 92, no. 24. P. 241402.
157. Minkov G. M., Rut O. E., Germanenko A. V. et al. Quantum corrections to the conductivity in two-dimensional systems: Agreement between theory and experiment // [Phys. Rev. B](#). 2001. Vol. 64, no. 23. P. 235327.
158. Kuntsevich A. Y., Morgun L. A., Pudalov V. M. Electron-electron interaction correction and magnetoresistance in tilted fields in Si-based two-dimensional systems // [Phys. Rev. B](#). 2013. Vol. 87, no. 20. P. 205406.
159. Oveshnikov L. N., Prudkoglyad V. A., Selivanov Y. G. et al. Quantum corrections to the conductivity and anisotropy of the magnetoresistance in Eu-doped Bi_2Se_3 thin films // [JETP Letters](#). 2017. Vol. 106, no. 8. P. 526–533.
160. Aronzon B. A., Oveshnikov L. N., Prudkoglyad V. A. et al. Magnetic and magnetotransport properties of Bi_2Se_3 thin films doped by Eu // [J. Magn. Magn. Mater.](#) 2018. Vol. 459. P. 331–334.
161. Kuntsevich A. Y., Bryzgalov M. A., Prudkoglyad V. A. et al. Structural distortion behind the nematic superconductivity in $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ // [New J. Phys.](#) 2018. oct. Vol. 20, no. 10. P. 103022.

Список иллюстративного материала

- 1.1 Схематическое изображение кристаллической структуры типа цинковой обманки и зонной структуры объемных кристаллов HgTe и CdTe в окрестности Γ -точки зоны Бриллюэна, полученной в **кр**-приближении [20]. 13
- 1.2 Схематическое изображение расположения слоев гетероструктур с квантовыми ямами HgTe, типично используемых в экспериментах [33]. 17
- 1.3 (а) Кристаллическая структура Bi_2Se_3 с тремя векторами элементарной ячейки $\mathbf{t}_1, \mathbf{t}_2, \mathbf{t}_3$. Красным прямоугольником отмечен один из квинтслоев кристалла, содержащий атомные слои Se1 – Bi1 – Se2 – Bi1' – Se1' и имеющий толщину 0.943 нм. (б) Вид кристаллической структуры вдоль вертикальной оси z , перпендикулярной базальной плоскости кристалла. Треугольная решетка в пределах одного квинтслоя имеет 3 различных неэквивалентных атомных позиции, обозначенных как А, В и С. (с) Вид сбоку на единичный квинтслой. Слои Se1 (Bi1) и Se1' (Bi1') связаны друг с другом инверсией относительно атомов слоя Se2 [63]. 26
- 2.1 (а) схема расположения слоев гетероструктуры с квантовой ямой HgTe, (б) внешний вид образца с готовой мезоструктурой. 35
- 2.2 Оптическое изображение мезоструктур на образцах Bi_2Se_3 , полученных методами ручного скрайбирования (а) и лазерной литографии (б). 36

- 2.3 Схематический вид камеры давления в разрезе. 1 - цилиндрический толкатель, 2 - гайка, фиксирующая подпятник, 3 - внешняя часть корпуса камеры, 4 - подпятник, 5 - поршень, 6 - тефлоновая ампула, 7 - антиэкструзионные гasketы, 8 - внутренняя часть корпуса камеры, 9 - образец и датчики давления, 10 - обтюратор, 11 - гайка, фиксирующая обтюратор, 12 - электрические вводы в камеру. 37
- 2.4 Схема низкотемпературного транспортного эксперимента. 1 - азотная рубашка, 2 - гелиевая ванна, 3 - сверхпроводящий магнит, 4 - образец внутри низкотемпературной вставки, V_{xx} , V_{xy} - сигналы продольной и Холловской разности потенциалов, усиленные при помощи измерительных предусилителей. Подключение источника тока к образцу не показано, чтобы не загромождать рисунок. 40
- 3.1 (а) Фазовая диаграмма ЭИ, Δ_0 - энергетическая щель ЭИ при нулевой температуре, G - полупроводниковая щель (правая часть диаграммы) или величина перекрытия зон полуметалла (левая часть диаграммы), E_B - энергия связи электрон-дырочных пар. (b) Температурная зависимость удельного сопротивления от температуры, $\rho(T)$, которая ожидается на основе теоретических моделей. 44
- 3.2 (а) Зависимость сопротивления от температуры в точке электронейтральности (CNP, $N_s = P_s$) под давлением 14.4 кбар. На врезке показан результат подгонки низкотемпературной части кривой активационной зависимостью. (b) Зависимость сопротивления от температуры при нулевом давлении [A1]. 47

- 3.3 Зависимости $\rho(V_g)$ при различных температурах. (а) - При нулевом давлении, $T = 0.2, 0.5, 0.75, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4.2, 5, 6, 7, 8, 9, 10$ К. (b) - При давлении 14.4 кбар, $T = 1.3, 2, 3, 4.2, 5.3, 7.4, 10, 15, 20, 30, 40, 60, 80, 100$ К. Красным цветом выделены кривые, измеренные при температуре 4.2 К [A1]. 48
- 3.4 Зависимости удельного сопротивления от температуры при давлении 14.4 кбар для различных величин напряжения на затворе. 49
- 4.1 Удельное сопротивление, ρ , как функция затворного напряжения при различных давлениях, при температуре 1.3 К. Данные при нулевом давлении отвечают состоянию образца после сброса давления по окончании всего цикла измерений [A1]. 54
- 4.2 Температурные зависимости сопротивления образца в точке электронейтральности при различных давлениях. Данные при нулевом давлении отвечают состоянию образца после сброса давления по окончании всего цикла измерений. На врезке показаны зависимости R от $1/T$ в низкотемпературной области. Номера кривых на врезке соответствуют номерам на основном графике [A1]. 55
- 4.3 (а) Зависимость от давления наклона кривых $\ln R(1/T)$, измеренных в точке электронейтральности в диапазоне $15 < T < 5$ К. (b) Зависимость от давления наклона низкотемпературных участков кривых $R(1/T)$. (с) Положение максимума на кривых $R(V_g)$ при $T = 1.3$ К как функция давления. (d) зависимость сопротивления образца от давления при $T = 1.3, 4.2$ и 300 К. Символы соответствуют экспериментальным точкам, соединительные линии - для удобства восприятия [A1]. 56

- 4.4 Зависимости (а) σ_{xx} и (б) σ_{xy} от напряжения на затворе V_g и величины магнитного поля при давлении 10.5 кбар и температуре 1.3 К [A1]. 59
- 4.5 Магнетопроводимость образца при давлении 10.5 кбар и $V_g = 0.05$ В (+1.5 В относительно ТЭН) при следующем наборе температур: (1) 1.3, (2) 4.2, (3) 8, (4) 16, и (5) 30 К. (а) $\sigma_{xx}(B)$, (б) $\sigma_{xy}(B)$ [A1]. 60
- 4.6 Магнетопроводимость образца при давлении 10.5 кбар и $V_g = -1.45$ В (ТЭН) при следующем наборе температур: (1) 1.3, (2) 4.2, (3) 8, (4) 16, и (5) 30 К. (а) $\sigma_{xx}(B)$, (б) $\sigma_{xy}(B)$ [A1]. 61
- 4.7 Диагональная компонента магнитосопротивления образца при давлении $P = 10.5$ кбар и $V_g = -1.45$ В (ТЭН) при следующем наборе температур: (1) 1.3, (2) 4.2, (3) 8, (4) 16 К. Сплошными линиями показаны экспериментальные данные, а пунктирными - результаты подгонки данных по формуле Райха-Глазмана [17]. Для наглядности все данные нормированы на значения сопротивления в нулевом магнитном поле (за вычетом антилокализационной поправки) и сдвинуты на 0.1 (кривая 2), 0.2 (кривая 3) и 0.3 (кривая 4) соответственно. Для нормировки ρ_{xx} использованы следующие значения: $1880 k\Omega/\square$ при $T = 1.3$ К, $486 k\Omega/\square$ при $T = 4.2$ К, $234 k\Omega/\square$ при $T = 8$ К и $132 k\Omega/\square$ при $T = 16$ К. На врезке показаны температурные зависимости параметров модели, полученных из подгонки [A1]. 62

- 4.8 Диагональная компонента магнитосопротивления образца при давлении $P = 10.5$ кбар и $V_g = -2.95$ В (на 1.5 В меньше ТЭН) при температурах 1.3, 4.2, 8, 16 К. Сплошными линиями показаны экспериментальные данные, а пунктирными - результаты подгонки данных по формуле Райха-Глазмана [17]. Для наглядности все данные нормированы на значения сопротивления в нулевом магнитном поле (за вычетом антилокализационной поправки) и сдвинуты на 0.1 (кривая 2), 0.2 (кривая 3) и 0.3 (кривая 4) соответственно. На врезке показаны температурные зависимости параметров модели, полученных из подгонки. 65
- 4.9 Магнитопроводимость образца при давлении 10.5 кбар и $V_g = -2.95$ В (-1.5 В относительно ТЭН) при следующем наборе температур: (1) 1.3, (2) 4.2, (3) 8, (4) 16, и (5) 30,К. (а) $\sigma_{xx}(B)$, (b) $\sigma_{xy}(B)$ [A4]. 66
- 4.10 Результаты подгонки данных $R(B)$ формулой Райха-Глазмана [17] при различных давлениях. Напряжение на затворе, V_g , для всех кривых соответствует точке электронейтральности. Экспериментальные данные показаны сплошными линиями, в то время как подгоночные кривые - пунктирными. На врезке приведены зависимости двух подгоночных параметров от давления [A4]. 68
- 4.11 Сравнение зависимостей (а) $\rho(V_g)$ и (b) $\rho(T)$ до и после приложения давления 15 кбар при атмосферном давлении [A4]. 69
- 4.12 Сравнение зависимостей $\rho(V_g)$, измеренных при первоначальных измерениях (I) и при повторной нагрузке камеры с образцом (II) при достаточно близких значениях давления при температуре $T = 4.2$ К. Сплошные линии соответствуют первоначальной нагрузке, а помеченные точками - повторной. Последние сдвинуты по горизонтали для удобства сравнения [A4]. 70

- 4.13 Сравнение поведения $\rho(T)$, полученного в эксперименте, и предсказанного моделью [137]. Для проведения сравнения модельные параметры перемасштабированы в экспериментальные. 72
- 5.1 (а) Диагональная и холловская компоненты магнитосопротивления образца 711 при температуре 1.6 К в широком диапазоне магнитных полей; на вставке - магнитосопротивление в зависимости от перпендикулярной компоненты поля для двух углов наклона магнитного поля (0° и 50° относительно нормали к поверхности пленки); (b) осцилляции сопротивления в зависимости от перпендикулярной составляющей поля для различных углов наклона [A2]. 76
- 5.2 Магнитосопротивление образцов 711 (а) и 724 (b) при температуре 1.5 К в наклонных магнитных полях; на вставках показаны три полученные кривые, соответствующие углам поворота $0^\circ \div 60^\circ$, в зависимости от перпендикулярной компоненты магнитного поля. В таком представлении кривые сливаются в одну с точностью до ошибки измерений [A2]. 77
- 5.3 Проводимость $\Delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(0)$ образцов 711 (а) и 724 (b) при различных температурах, стрелка указывает направление увеличения температуры; (с) оптическое изображение образца 724 [A2]. 78
- 5.4 Температурные зависимости изменения величин $\sigma_0^{\Delta T} = \sigma_0(T) - \sigma_0(8K)$ (а), $\sigma_q^{\Delta T} = \sigma_q(T) - \sigma_q(8K)$ (b), $\delta\sigma_{WAL}^{\Delta T} = \delta\sigma_{WAL}(T) - \delta\sigma_{WAL}(8K)$ (с), и холловской константы в малых полях $R_H^{\Delta T}$ (d), линии проведены для наглядности [A2]. 80

- 5.5 (а) Магнитополевая зависимость $\Delta(1/\rho_{xx}(B)) = 1/\rho_{xx}(B) - 1/\rho_{xx}(0)$ для образца 724 при различных температурах, точки - экспериментальные данные, линии - аппроксимация по формуле (1.20). (b) Температурная зависимость длины дефазировки l_φ . (с) Значения префактора α , полученные при различных температурах [A2]. . . 83
- 5.6 Температурные зависимости квантовых поправок к проводимости для образца Bi_2Se_3 -724. Символами показаны квантовые поправки: ромбами - температурная зависимость проводимости за вычетом поправки от WAL, кружками - температурная зависимость проводимости за счет ee -взаимодействия, полученная из анализа Холловского наклона по формуле (1.27); треугольниками - WAL-поправка, определенная из магнитосопротивления с использованием соотношения (1.20). Черная пунктирная линия показывает подгоночную кривую для определения K_{ee} [A3]. 86

Список таблиц

5.1	Транспортные параметры использованных при измерениях образцов Bi_2Se_3	81
-----	--	----