

Федеральное государственное автономное образовательное  
учреждение высшего образования «Московский  
физико-технический институт (национальный  
исследовательский университет)»

Физтех-школа физики и исследований им. Ландау  
Образовательная программа "Квантовые наноструктуры,  
материалы и устройства"

Направление подготовки: 03.03.01 Прикладные математика  
и физика

**Влияние одноосного сжатия на транспортные  
свойства топологического изолятора на основе HgTe**

(бакалаврская работа)

Выполнил  
студент 4 курса 722 группы  
Наумов Марк Алексеевич

подпись \_\_\_\_\_

Научный руководитель  
д.ф.-м.н., в.н.с. ФИАН  
Кунцевич Александр Юрьевич

подпись \_\_\_\_\_

Долгопрудный, 2020 г.

## Аннотация

В работе производится обзор транспортных свойств двумерного топологического изолятора на основе квантовых ям HgTe. Показано, что для ям с толщиной 7 нм, достаточно близкой к критической, можно ожидать управления спектром и нелокальными транспортными свойствами при приложении одноосного сжатия, в частности вызвать переход из топологически нетривиального в топологически тривиальное состояние. Для реализации данного эксперимента была освоена технология и изготовлены образцы меза-структур квантовых ям HgTe с затвором. Структуры были испытаны при нулевом давлении, в них был продемонстрирован нелокальный транспорт, оценены концентрации и подвижности носителей, находящиеся в согласии с литературными данными. Была описана техника одноосного сжатия и улучшена вставка в криостат для её реализации. Вставка была испытана, она позволяет достигать давлений до  $\sim 1$  кБар. Было исследовано влияние одноосного сжатия на локальный и нелокальный транспорт в квантовой яме HgTe толщиной 7 нм при температуре жидкого азота. Полученные данные свидетельствуют об изменении спектра давлением и наличии транспорта по краевым состояниям при данной температуре. Сделан вывод о необходимости продолжения измерений при гелиевых температурах.

# Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>4</b>
1.1	Задачи работы. . . . .	5
<b>2</b>	<b>Основные свойства топологического изолятора на основе HgTe</b>	<b>6</b>
2.1	Спектр в HgTe квантовой яме . . . . .	6
2.2	Литературный обзор . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Изготовление образцов</b>	<b>22</b>
3.1	Гетероструктура . . . . .	22
3.2	Шаблон структуры . . . . .	22
3.3	Основные этапы изготовления образцов . . . . .	23
3.3.1	Создание меза-структуры . . . . .	23
3.3.2	Нанесение диэлектрика . . . . .	25
3.3.3	Напыление затвора . . . . .	26
3.3.4	Монтирование контактов . . . . .	27
3.4	Изготовление образцов микронных размеров . . . . .	28
<b>4</b>	<b>Характеризация образцов с помощью транспортных измерений.</b>	<b>31</b>
4.1	Измерение локального и нелокального транспорта в нулевом магнитном поле . . . . .	31
4.2	Измерение магнитосопротивления . . . . .	35
4.3	$R_{xx}(T)$ в точке зарядовой нейтральности . . . . .	40
<b>5</b>	<b>Установка для одноосного сжатия образцов</b>	<b>41</b>
5.1	Техника одноосного сжатия образцов . . . . .	42
5.2	Приложение и измерение давления . . . . .	45
5.3	Модификация вставки в криостат для одноосного сжатия и работа над установкой в ИФП . . . . .	46

6	Исследование влияния одноосного сжатия при азотных температурах	48
7	Результаты и выводы	50
8	Благодарности	51
9	Список литературы	52

# 1 Введение

Топологический изолятор (ТИ) - это материал, в котором из-за симметрии волновых функций в объеме есть проводимость за счет поверхностных состояний. В случае с трехмерным ТИ проводит двумерный поверхностный слой, а в случае с двумерным ТИ - одномерный край. В данной работе речь пойдет о двумерном (2D) топологическом изоляторе. В ТИ направление импульса поверхностных состояний имеет жесткую связь с направлением спина, поэтому рассеяние назад в 2D ТИ при краевом транспорте затруднено, следовательно имеется большая длина пробега у краевых состояний. Из-за этих свойств ТИ являются перспективными для применения в спинтронике и квантовых вычислениях. Первая экспериментальная реализация ТИ появилась в 2007 году [1] в КЯ HgTe, хотя теоретически данное состояние были предсказано еще в 1987 [2]. Гетероструктуры на основе HgTe продолжают активно исследоваться. Более подробный обзор экспериментальных работ приведен в разделе 2.2.

Для практических применений необходимо иметь возможность управления топологическими свойствами. В квантовых ямах HgTe с толщиной порядка критической было предсказано, что спектр и само состояние 2D ТИ могут управляться при помощи внешних параметров. Такими параметрами могут быть температура и давление.

Теоретическое исследование 2016 года [4], результатом которой является зависимость спектра HgTe квантовых ям, предсказывает что с увеличением внешнего объемного давления и температуры щель в спектре объемных состояний должна закрываться и после закрытия щели материал переходит в состояние нормального изолятора.

Целью данной работы было пронаблюдать ранее не наблюдавшееся изменение свойств КЯ HgTe при приложении одноосного сжатия и, в частности, переход из топологического состояния в тривиальное.

Автором был осуществлён ряд шагов, для достижения этой цели.

В частности, изготовлены образцы типа мостик Холла с затвором, осуществлены измерения на установке PPMS и в сосуде с азотом с помощью вставки для одноосного сжатия. Также была проделана обработка экспериментальных данных, улучшена работа вставки в криостат.

## 1.1 Задачи работы.

Для достижения цели были поставлены следующие задачи:

- 1) Отработать методику изготовления образцов - мостик Холла с затвором;
- 2) Провести транспортные измерения, пронаблюдать свойства характерные для топологического изолятора;
- 3) Проверить работу вставки для одноосного сжатия образцов и пронаблюдать эффекты в транспорте;

## 2 Основные свойства топологического изолятора на основе HgTe

### 2.1 Спектр в HgTe квантовой яме

Теллурид ртути(HgTe) имеет кристаллическую структуру типа цинковой обманки. Решетка состоит из двух гранецентрированных кубических решеток, вложенных одна в другую. 1. Элементарная ячейка состоит из двух атомов Hg и Te. С координатами соответственно  $(0,0,0)$  и  $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$ .

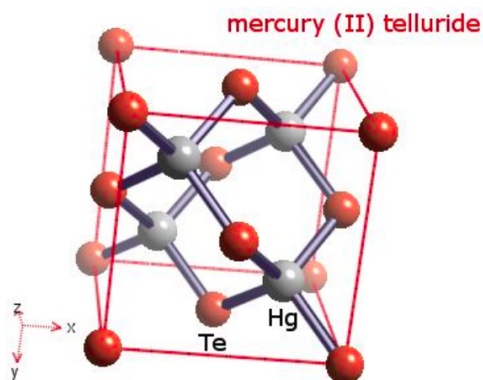


Рис. 1: Кристаллическая решетка HgTe.

Связь в HgTe образуется за счет 2 электронов Hg(6s оболочка) и 6 электронов Te(4 электрона на 5p оболочке и 2 электрона на 2s оболочке). Т.к в металлах только электроны внешних оболочек участвуют в переносе заряда, оболочки 5p Te и 6s Hg будут оказывать основное влияние на проводимость материала. Рассмотрим спектр объемных образцов HgTe и  $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ , потому что именно они используются для образования квантовой ямы. Т.к атомы Hg, Te, Cd довольно тяжелые, то на энергии электронов внешних оболочек сильное влияние будут оказывать релятивистские поправки к энергии [8]. Это приведет к дополнительным членам в гамильтониане, а именно:  $H_D$  - дарвиновский член,  $H_R$  - кинетический член и  $H_{SO}$  - спин-орбитальное взаимодействие. Влияние поправок на положения энергетических зон проиллюстрировано на рис. 2 а.

Далее с помощью  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  метода теории возмущений можно посчитать спектр вблизи  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ . Видно, что у  $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$  зонная структура типична для полупроводников. Зона  $\Gamma_6$  - свободная зона проводимости, а  $\Gamma_8$  - заполненная валентная зона. Аналогичный спектр имеет  $\text{CdTe}$ . Ширина запрещенной зоны у  $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$   $E_g \approx 1$  эВ. Для  $\text{HgTe}$  в силу того, что спектр инвертирован ситуация другая. Зона  $\Gamma_8$  состоит из подзоны легких дырок и подзоны тяжелых дырок. Подзона легких дырок играет роль зоны проводимости, а подзона тяжелых дырок - роль валентной зоны. Как видно из рисунка 2 подзоны  $\Gamma_8$  касаются в точке  $\Gamma$ , а при ненулевых векторах  $\mathbf{k}$  энергии не равны. Следовательно, объемный  $\text{HgTe}$  является бесщелевым полупроводником.

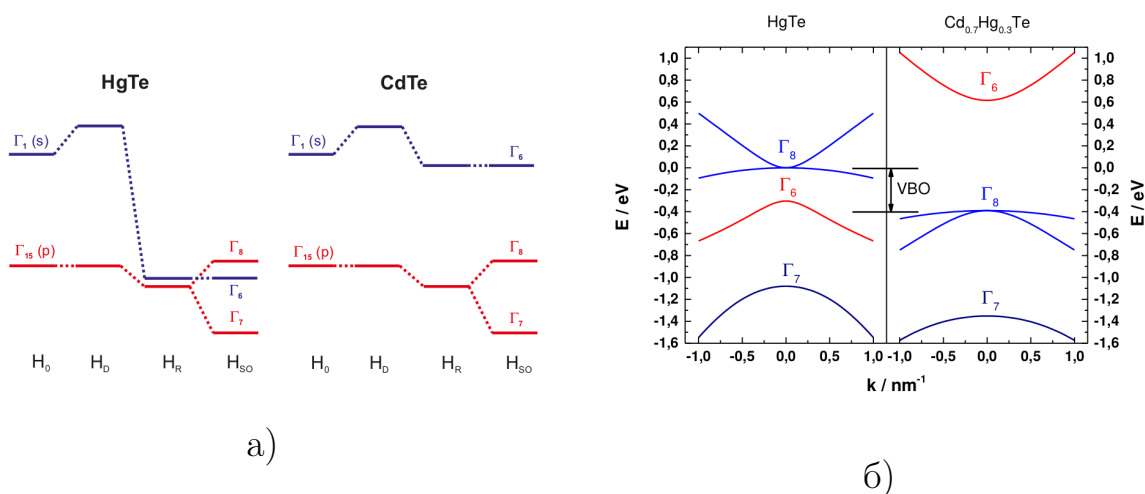


Рис. 2: а) Последовательный учет релятивийских поправок; б) Спектр вблизи  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$  для объемных  $\text{HgTe}$  и  $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ . Из работы [8].

Спектр  $\text{HgTe}$  инвертирован, но он не соответствует спектру ТИ, т.к. отсутствует щель в спектре объемных состояний. На границе ТИ и зонного изолятора (с неинвертированным спектром) должно возникнуть пересечение зон, следовательно, должны существовать состояния с линейным спектром на границе [2]. Пример спектра ТИ приведен на рисунке 3.

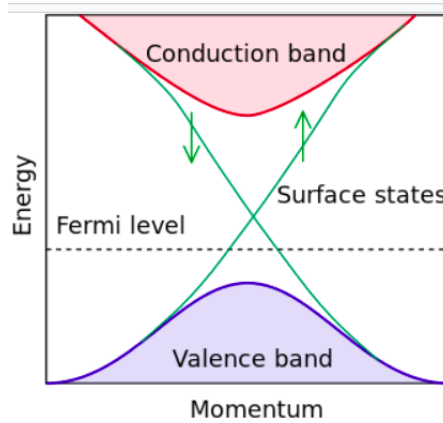


Рис. 3: Спектр объемных и поверхностных состояний топологического изолятора. Рисунок из работы [4].

В квантовой яме (КЯ) HgTe происходит размерное квантование уровней энергии по оси перпендикулярной плоскости квантовой ямы. На рисунке 4 из обзора [3] представлена зависимость энергии в точке  $\Gamma$  квантованных уровней в зависимости от толщины КЯ.  $E_1, E_2$  - это уровни электронов, которые образовались из зоны  $\Gamma_6$ , а дырочные уровни  $H_1, H_2, \dots$  образовались из подзоны тяжелых дырок  $\Gamma_8$ . Поведение спектра зависит от толщины КЯ кардинальным образом. При толщинах меньше 6.2(6.3) нм (в зависимости от ориентации подложки) спектр соответствует нормальному изолятору. В точке  $d_c = 6.2 - 6.3$  нм система имеет линейный дираковский спектр, при  $d_{sm} > d > d_c$  возникает область ТИ  $d_{sm} = 12 - 14$  нм. При  $d > d_{sm}$  происходит не прямое перекрытие зон и вещество переходит в состояние 2D-полуметалла.

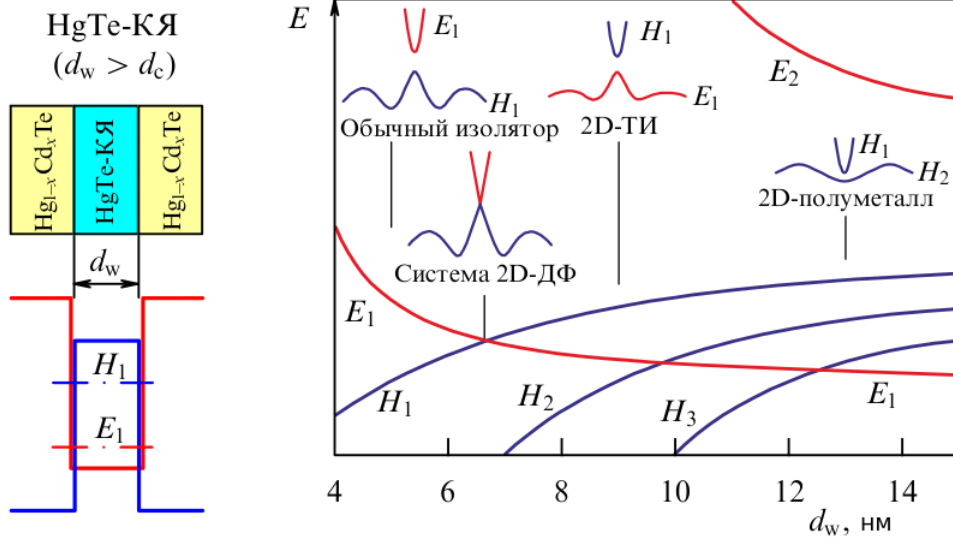


Рис. 4: Схематическое изображение КЯ HgTe и положение энергий квантованных уровней в точке  $\Gamma$  в зависимости от толщины КЯ. Рисунок из обзора [3].

## 2.2 Литературный обзор

Для управления уровнем Ферми в КЯ HgTe чаще всего используют структуру металл/диэлектрик/полупроводник (МДП) структуру. На поверхность гетероструктуры напыляется тонкий слой диэлектрика, поверх диэлектрика напыляется слой металла, который служит затворным электродом. Меняя разность потенциалом между затвором и квантовой ямой, можно добиться преобладания электронов или дырок (в зависимости от потенциала затвора). В работах, рассмотренных в этом разделе, используются именно такие структуры.

Транспорт в 2D ТИ при условии отсутствия объемных состояний происходит только по одномерной границе (краю). На рис. 5 а) изображен перенос электронов с проводника с электрохимическим потенциалом  $\mu_L$  до проводника с электрохимическим потенциалом  $\mu_R$ . В случае небольшой длины этих контактов (много меньше длины свободного пробега  $l$ ), транспорт будет баллистическим и будет определяться 2 одномерными каналами, соединяющими проводники (т.к вырождение по

спину снято направлением движения), следовательно кондактанс  $G = e^2/h + e^2/h$ .

В случае с квантовым эффектом Холла транспорт по краевым состояниям образуется за счет внешнего поля (т.к в объеме электроны и дырки движутся по круговым орбитам). У каждого края существует единственное состояние, которое несет ток слева направо (или справа налево, если направление магнитного поля другое). Для того, чтобы рассеяться в противоположном направлении нужно перепрыгнуть на противоположный край образца 5 б).

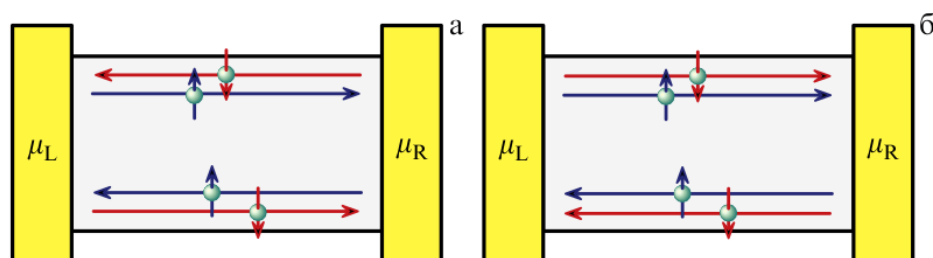


Рис. 5: а)Транспорт в случае 2D ТИ; б)Транспорт в случае КЭХ при условии заполнения только 1 уровня Ландау. Рисунок из обзора [3].

Одним из ярких свойств ТИ, которое было продемонстрировано в эксперименте, является квантование сопротивления. На рис. 6 изображены зависимости сопротивления в зависимости от  $(V_g - V_{thr})$  (где  $V_g$  -напряжение на затворе,  $V_{thr}$  - напряжение на затворе в максимуме) для образцов с разной геометрией из работы [1]. Все измерения проводятся при низкой температуре  $T=30$  мК. На данном рисунке образцу I соответствует неинвертированный полупроводниковый спектр,  $d = 5.5$  нм. II, III, IV - образец с инвертированным спектром,  $d = 7.3$  нм. Для всех графиков виден максимум, он соответствует напряжению, при котором уровень Ферми лежит в запрещенной зоне. Справа от максимума уровень Ферми находится в зоне проводимости, а слева - в валентной зоне. При этом появляются носители заряда в объеме - электроны или дырки, соответственно сопротивление уменьшается. Точка максимума сопро-

тивления соответствует точке зарядовой нейтральности. Для образца с неинвертированным спектром в максимуме сопротивление достигает десятков МОм. Геометрические размеры образца III составляют  $(L*W) = (1*1)$  мкм<sup>2</sup>, образца IV -  $(L*W) = (1*0.5)$  мкм<sup>2</sup>. Из-за микронных размеров структуры в этих образцах наблюдается квантование проводимости  $G = 2 * \frac{e^2}{h}$ , т.к. имеется 2 одномодовых канала: один при обходе сверху по структуре, другой - при обходе снизу. I образец имеет геометрию  $(L*W) = (20*13,3)$  мкм<sup>2</sup>. Кондактанс  $G = 0.3 \frac{e^2}{h}$  означает, что электроны, проходя по границе образца, испытывают рассеяние, и проводимость уменьшается.

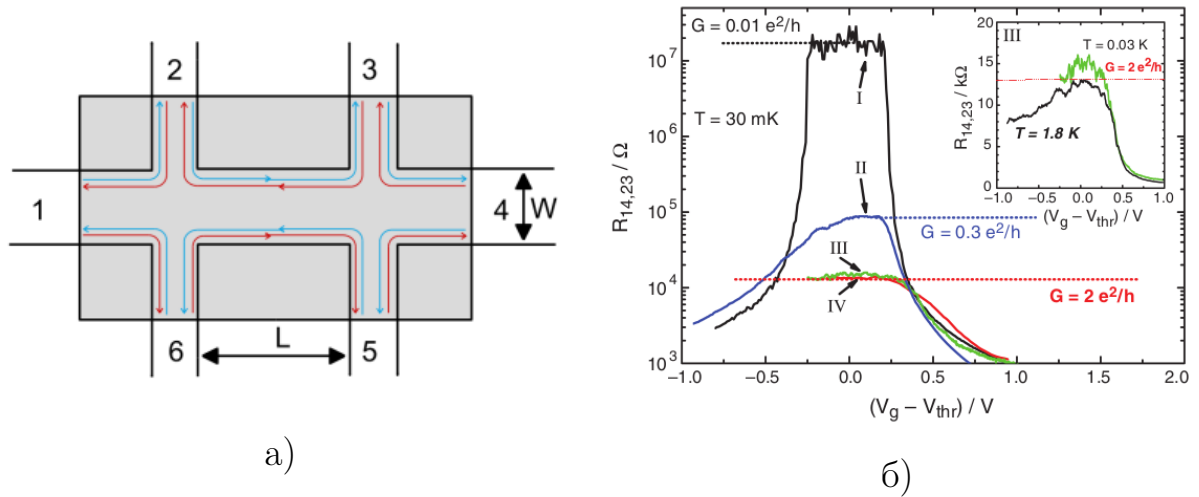


Рис. 6: а) Схематическое изображение образца и транспорта по краевым состояниям; б) Измерение локального сопротивления I 1-4 V 2-3 для образцов с различной геометрией. Данные из работы [1].

Для кондактанса образцов микронных размеров, находящихся в состоянии ТИ должна хорошо работать формула Ландауэра-Бюттикера [12]. Для одномодового канала квант сопротивления составляет  $R_q = \frac{h}{e^2} = 25,8$  кОм. Если заменить все каналы на это сопротивление, можно определить сопротивление в любой конфигурации из эквивалентной схемы образца. На графике 7 а) пунктирной кривой приведены расчетные сопротивления, которые хорошо совпадают с экспериментом.

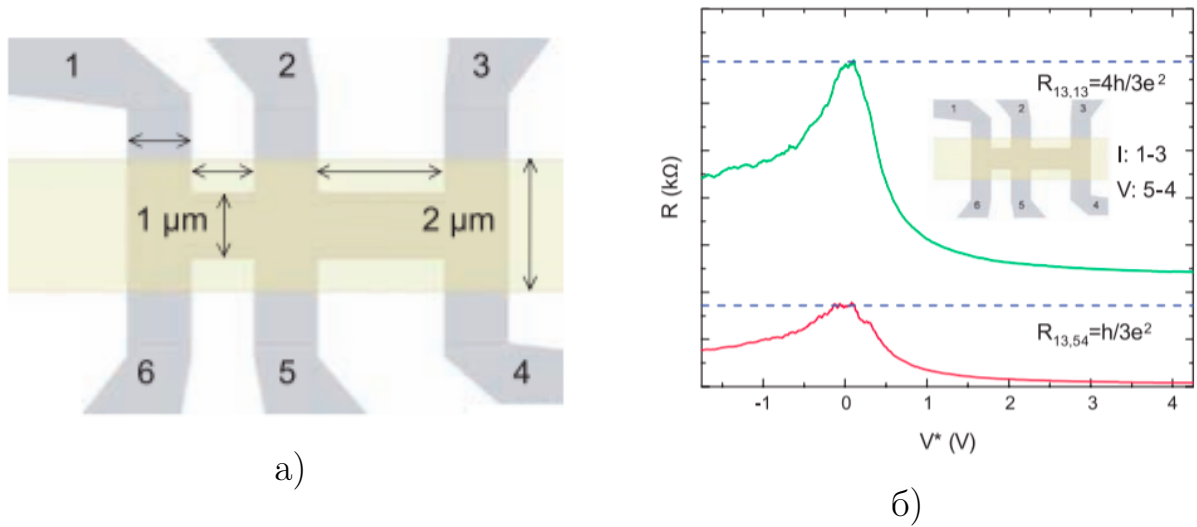


Рис. 7: а) Образец микронных размеров из работы [12]; б) Измерение локального сопротивления  $I$  1-4  $V$  1-3 и нелокального сопротивления  $I$  1-3  $V$  5-4.

Одним из свойств топологического изолятора, которое часто используют для идентификации краевой проводимости, является нелокальный транспорт. При этом потенциальные контакты не находятся между токовыми и отдалены от них на некоторое расстояние. Подобная конфигурация изображена на рисунке 8. Можно показать, что для двумерного проводника нелокальное сопротивление ( $R_{nonlocal} = V_{34}/I_{12}$ ) задается формулой из обзора [3]:

$$R_{nonlocal} \approx \rho_{xx} * \exp\left(-\frac{\pi * L}{W}\right) \quad (1)$$

Преимуществом нелокального транспорта является то, что с помощью него можно судить о наличии краевого транспорта для структур, у которых есть проводимость по объему, т.к. согласно формуле (1), сопротивление за счет объемных состояний будет экспоненциально мало.

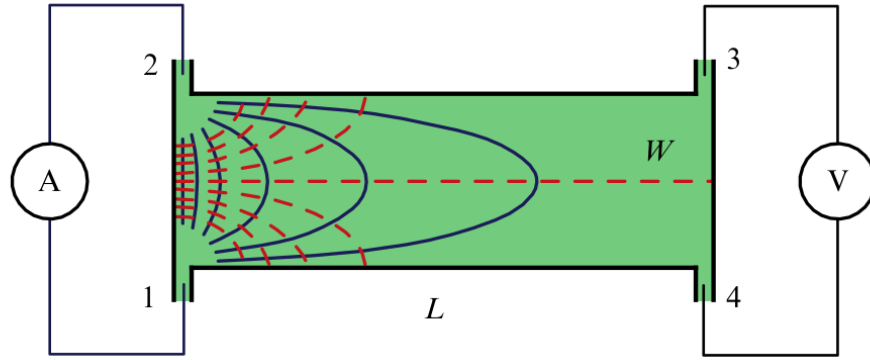


Рис. 8: Распределение тока при измерениях в нелокальной конфигурации. Рисунок из обзора [3].

Для структур, размеры которых больше микронных во многих работах наблюдается диффузионный транспорт по краевым состояниям. В работе [14] исследуется зависимость локального и нелокального сопротивления в зависимости от конфигурации измерений, на структуре, которая изображена на рисунке 10.

Для описания транспорта предлагается использовать формулу для сопротивления краевого канала с длиной  $L_k$  и длиной свободного пробега  $l$ :

$$R_k = \frac{h}{e^2} * \left( \frac{L_k}{l} \right) \quad (2)$$

С помощью эквивалентной схемы типа 9 из обзора [3] можно рассчитать сопротивление по формуле:

$$R_{n,m}^{i,j} = \frac{h}{e^2} * \left( \frac{L_{n,m} L_{i,j}}{lL} \right) \quad (3)$$

Где  $L$  - периметр структуры,  $L_{n,m}$  - расстояние между контактами, между которыми подается ток,  $L_{i,j}$  - расстояние между контактами, между которыми снимается напряжение.

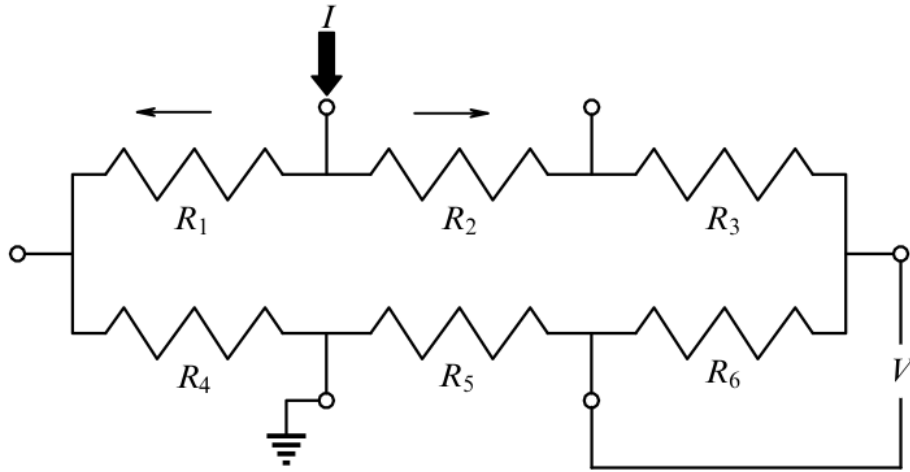


Рис. 9: Эквивалентная схема для расчета сопротивления для краевого транспорта. Рисунок из обзора [3].

Результаты статьи [14] на основе анализа сопротивлений, изображенных на рис. 10, говорят о том, что транспорт по краевым состояниям не подчиняется формуле (1), для разных случаев возникают разные  $l$ . Чаще всего значение  $l$ , выраженное из формулы (3), лежит в интервалах  $l = 1 - 2$  мкм или  $l = 0.1 - 0.4$  мкм. Также нет явной зависимости от  $\frac{L_{m,n}}{L}$ , что говорит о том, что нужно учитывать не только рассеяние с постоянной длиной пробега. Было сделано предположение, что в объеме есть состояния даже при нулевой температуре обусловленные гауссовыми хвостами плотности состояний. Гауссовы хвосты плотности состояний возникают из-за того, что есть флуктуация толщины квантовой ямы и из-за примесного потенциала. С помощью описания рассеяния не только между краевыми состояниями, бегущими в разные стороны, но и рассеяния в объем, в работе [14] удалось описать зависимости локального и нелокального сопротивления от  $V_g$ .

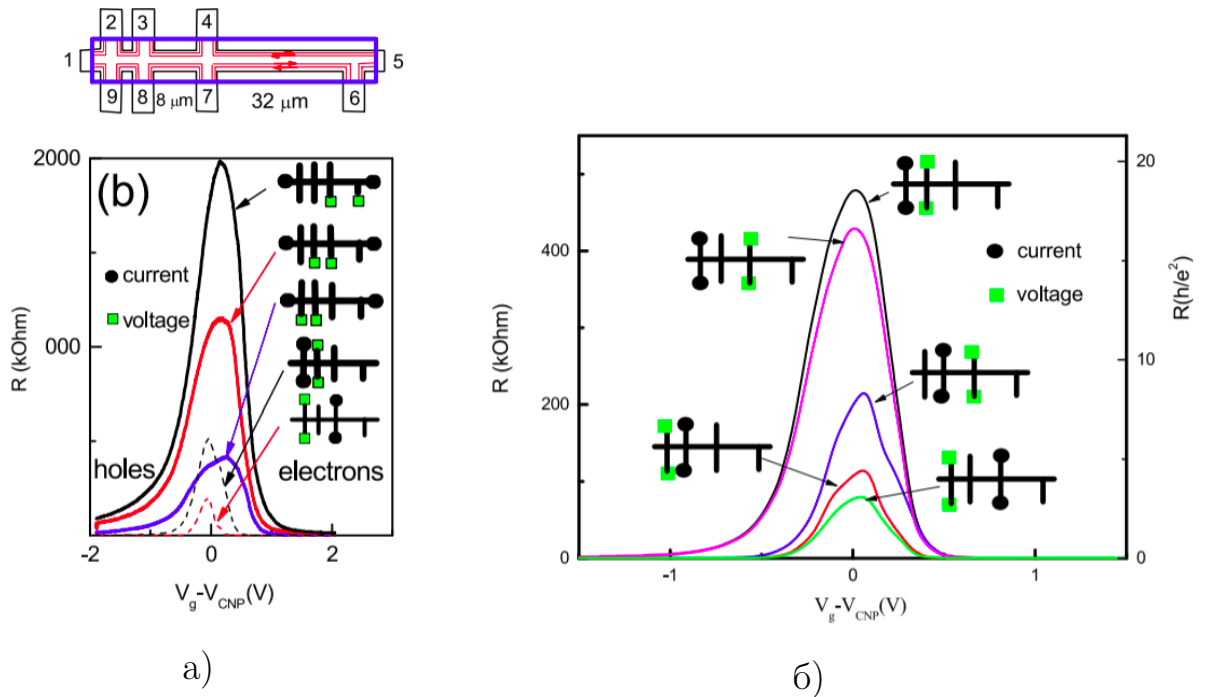


Рис. 10: а) Сравнение локального и нелокального сопротивления, измеренных по четырехточечной схеме, и схематическое изображение структуры, используемой в эксперименте; б) Нелокального сопротивления при различных конфигурациях с использованием той же структуры. Данные из работы [14].

Вопрос о причине рассеяния на краю остается открытым. Можно предположить механизм рассеяния через магнитные примеси, при котором спин переворачивается и электрон переходит в состояние, с противоположным направлением импульса. Не совсем понятным остается вопрос рассеяния назад в образцах, не содержащих магнитных примесей.

Одним из ярких доказательств существования краевого тока в длинных образцах является работа [17] по визуализации краевых состояний. С помощью СКВИДа через пересчет магнитного потока, проходящего через СКВИД в магнитное поле, а после в плотность тока, для образцов с шириной КЯ 6.6 и 8.5 нм удалось получить распределение тока в образце изображенного на рисунке 11 а). Распределение тока изображенного на рисунке 11 б) говорит о том, что транспорт происходит в основном по

краевым состояниям.

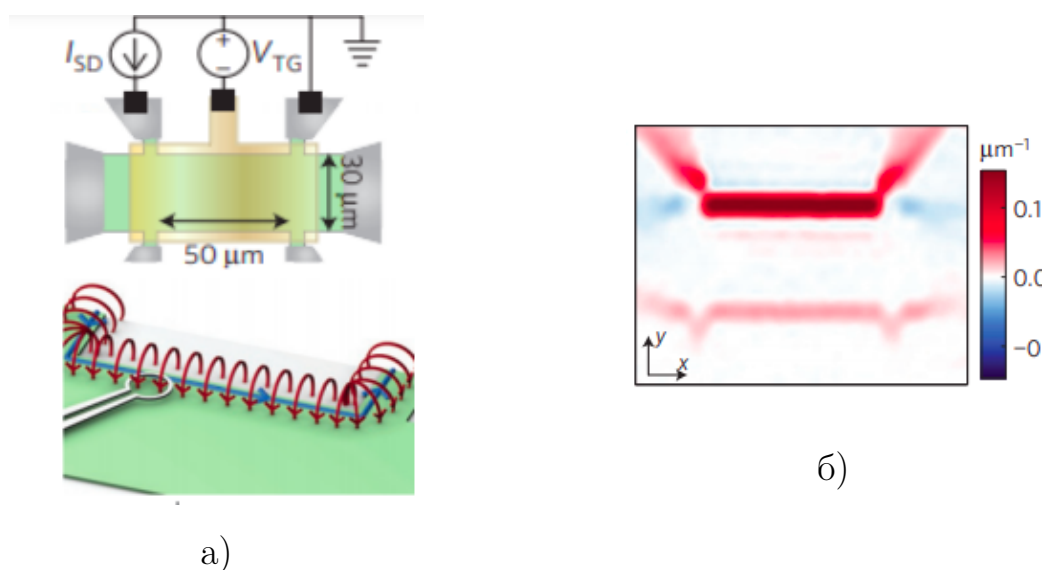


Рис. 11: а) Образец и измерение магнитного поля с помощью СКВИД в работе [17]; б) Распределение плотности тока в образце, рассчитанное через распределение магнитного поля.

Для того, чтобы определить ширину запрещенной зоны  $E_g$ , используют зависимость продольного сопротивления  $R_{xx}$  в точке зарядовой нейтральности от температуры. На рис. 12 показана зависимость сопротивления от  $1/T$  для КЯ 8 нм. из работы [9]. При температурах выше 20-30 К наблюдается экспоненциальный спад сопротивления, что характерно для полупроводников. Авторы обзора [3] утверждают, что при таком измерении запрещенной зоны изменяется активационная щель, и она сильно зависит от беспорядка. Также согласно рассмотренной выше работе [4] щель должна закрываться при  $T \sim 100$ , но из-за того, что используется небольшой интервал по температуре, скорее всего не достигающий до закрытия, график хорошо ложится на прямую линию. При температурах ниже 20-30 К происходит насыщение, которое связано с тем, что уменьшается количество термоактивационных носителей, а вклад от краевых состояний остается постоянным.  $R_{xx}$  остается практически постоянным до температур 40 мК, что было исследовано в работе [9]. Такое металлическое поведение сопротивление не имеет полного теоретического объ-

яснения. В объеме при низких температурах должны оставаться хвосты зон, которые дают постоянный вклад в сопротивление. Сопротивление же краевых состояний может зависеть от температуры, т.к. может определяться не только магнитными примесями.

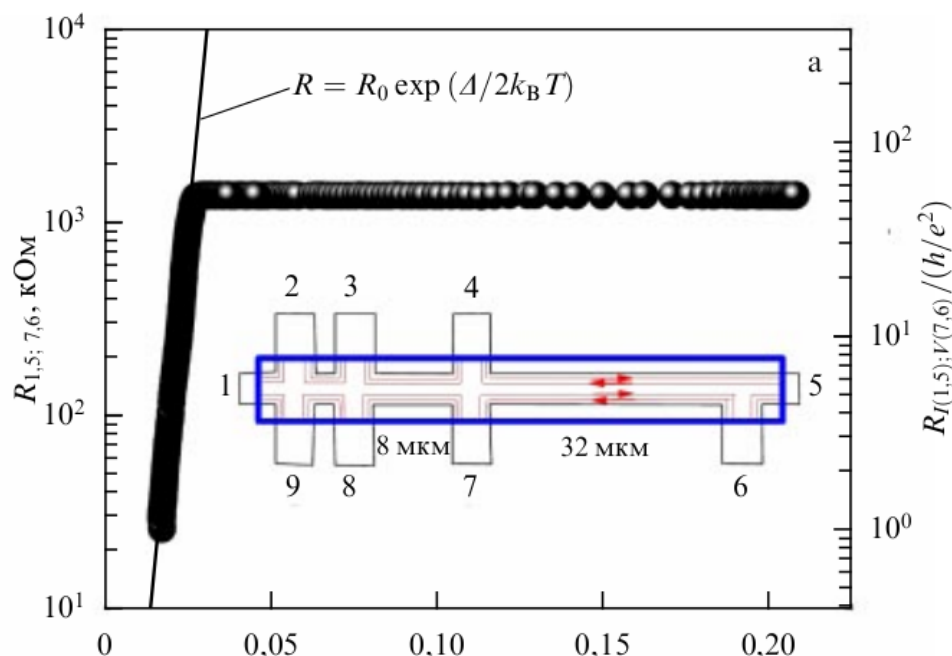


Рис. 12:  $R_{xx}(T)$  в точке зарядовой нейтральности для квантовой ямы 8 нм из обзора [3].

Образец, используемый в данной дипломной работе, имеет длину примерно равную 2 мм и расстояние между контактами примерно 500 мкм, поэтому важно разобрать работы, в которых диффузионный транспорт происходит на таких же длинах. Нелокальный транспорт в образцах, имеющих размер, порядка 1 мкм исследовался в работах [18], [13]. В работе [13] расстояние между контактами практически такое же, как у образцов в данной дипломной работе, но исследуется КЯ шириной 8 нм при температуре 30 мК. Это означает, что объемных состояний в этом образце меньше, т.к.  $E_g$  у ямы 8 нм больше. Авторы говорят, что транспорт по краю на основе формулы (2) (с помощью эквивалентной схемы краевых состояний) не полностью описывает их данные, сопротивления оказываются заниженными в 2 раза. Скорее всего в работе [13], есть опе-

чатка, и авторы рассчитывают сопротивление, используя  $l = 40\text{мкм}$ , а не  $l = 400\text{мкм}$ .

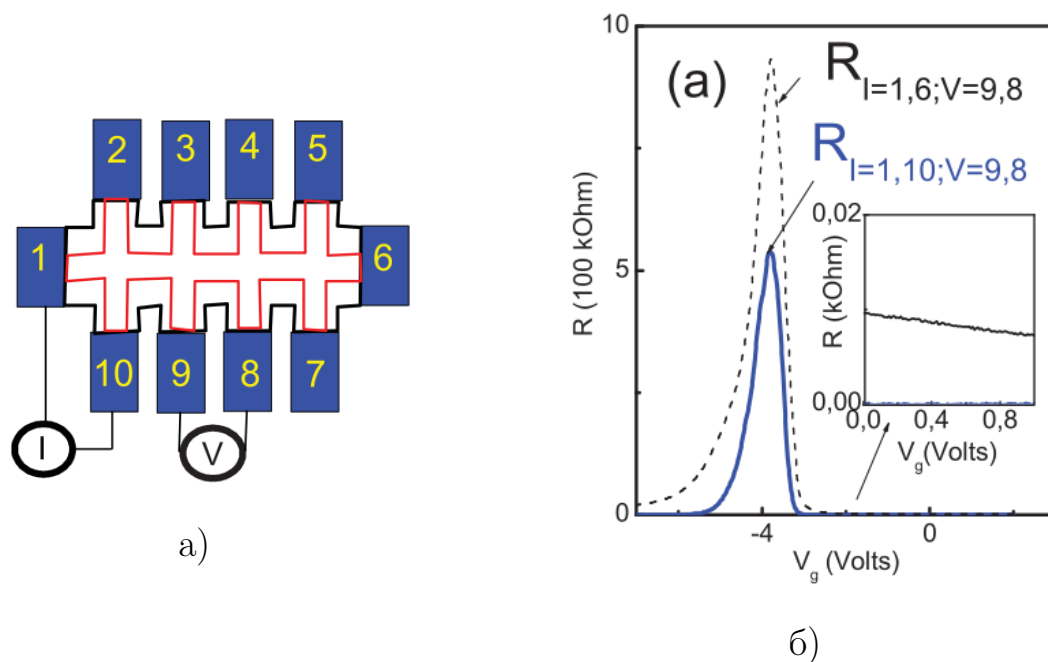


Рис. 13: а) Схематическое изображение используемой структуры; б) Измерение локального и нелокального сопротивления. Данные из работы [13].

Теоретической основой для данной работы является статья [4].

В этой статье используют  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  метод расчета зонной структуры и данных о зонной структуре, упругих коэффициентах, коэффициентах линейного расширения объемных CdTe и HgTe в зависимости от давления и температуры. Расчет произведен для двух ориентаций КЯ : (001), (013).

Результатом расчетов являются спектры при различных температурах, давлениях и толщинах КЯ. Для данной работы основной информацией является положение точки перехода, когда закрывается щель и спектр представляет собой конус Дирака в точке  $\Gamma$  (середине) зоны Бриллюэна. Температуры точки перехода при разных давлениях и давления точки перехода при разных температурах показаны на рисунках 14 и 15, соответственно.

Из данных расчетов можно оценить величину давления и температуры, требуемых, для осуществления перехода в КЯ 7 нм с ориентацией подложки (013), которая была исследована в работе. Для низких температур можно воспользоваться зависимостью, соответствующей нулевой температуре на графике 15. Переход под давлением по теоретическому предсказанию должен наблюдаться при 2.5 кбар. (см рис.15). Переход при нулевом давлении при увеличении температуры должен происходить при 50 К (см. рис. 14), что показано на рисунках вертикальными линиями.

Экспериментальному исследованию влияния давления и температуры на спектр посвящены работы [5], [6] [15], [16]. Для ямы шириной 6.5 нм в работе [5] оценена температура перехода 27 К, которая совпадает с теоретическим значением из работы [4] (Пунктирная кривая для случая ориентации подложки (013) на рис. 14). Температура 27 К довольно высока и она размывает квантовые эффекты связанные с переходом, поэтому эти результаты не достаточно убедительны. Влияние гидростатического давления исследовалось на квантовую яму 20 нм в работах [15], [16]. Такая широкая яма соответствует полуметаллическому состоянию, когда уровни квантования  $N_1$  и  $N_2$  перекрываются. Было показано, что сопротивление систематически возрастает и в спектре открывается щель. После приложения давлений порядка 15 кбар образец необратимым образом изменяется.

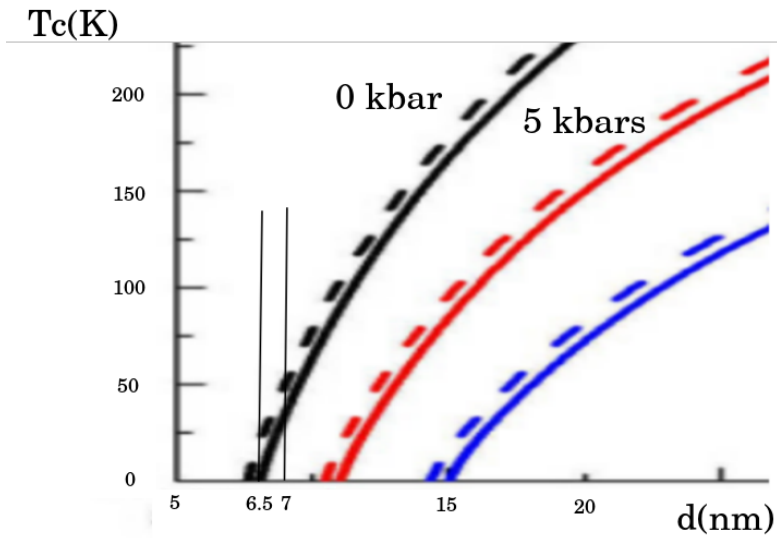


Рис. 14: Критическая температура в зависимости от ширины квантовой ямы. Пунктирная кривая для случая ориентации (013). Данные из работы [4].

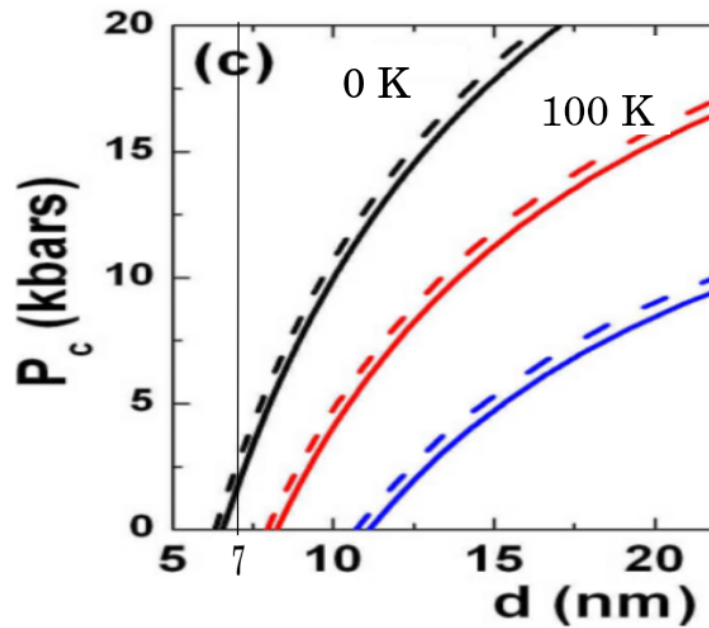


Рис. 15: Критическое давление в зависимости от ширины квантовой ямы. Пунктирная кривая для случая ориентации (013). Данные из работы [4]

Также в работе [4] получены спектры для различных ширин квантовых ям, в том числе для ямы 7 нм ориентации (001), см рис. 16. В яме

ориентацией (013)  $E_g$  должна быть сопоставима и составлять  $E_g^{013} = 10$  мэВ  $\approx 100$ К.

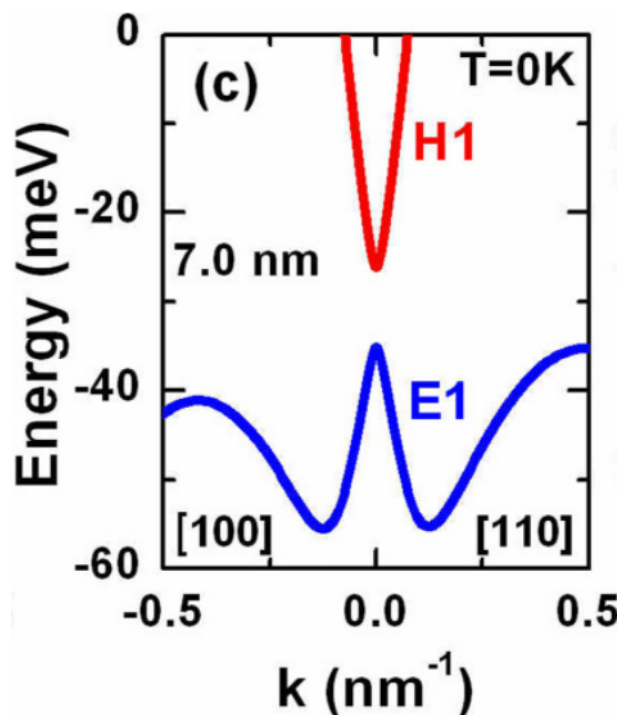


Рис. 16: Спектр квантовой ямы 7 нм для ориентации (001) из работы [4].

Таким образом, из анализа литературы следует, что можно наблюдать переход из состояния двумерного ТИ в состояние нормального изолятора под влиянием давления в образцах размером около 2 мм, основываясь на изменении  $R_{nonloc}$ . Нелокальный сигнал при переходе в состояние с неинвертированным спектром и отсутствии краевых состояний должен полностью пропадать, т.к сигнал от объемных состояний затухает согласно формуле (1). Локальное сопротивление  $R_{xx}$  тоже будет изменяться. Оно должно увеличиваться, т.к после перехода в состояние нормального изолятора пропадет канал проводимости связанный с краевыми состояниями. Согласно теории, критическое давление равняется 2.5 кбар. Это давление примерно совпадает с теми, что используют в экспериментах по одноосному сжатию материала.

## 3 Изготовление образцов

### 3.1 Гетероструктура

Основой для создания образцов служила гетероструктура, которая была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии в Институте физики полупроводников СО РАН [11]. Схематическое изображение гетероструктуры дано на рис. 17. Рост происходил на подложке GaAs ориентации (013). Молекулярно-лучевая эпитаксия позволяет контролировать послойный рост гетероструктур с атомарной точностью. Квантовая яма образуется слоями HgTe (7 нм) и обкладками  $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$  (30 нм). Нижние слои являются буферными и служат для того, чтобы уменьшить напряжения между нижними слоями, возникающее из-за разных постоянных решеток. Верхний слой CdTe (40 нм) защищает образец от пыли и внешних воздействий. Верхние слои довольно мягкие и нужно соблюдать осторожность на протяжении всего процесса изготовления.

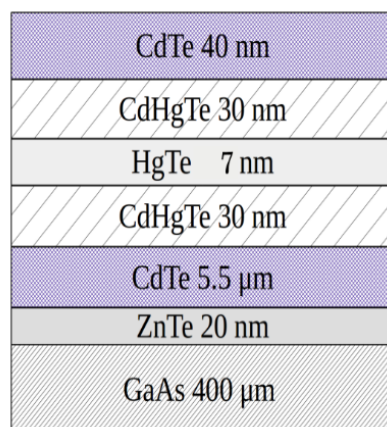


Рис. 17: Поперечный срез гетероструктуры с квантовой ямы HgTe 7 нм.

### 3.2 Шаблон структуры

Были изготовлены образцы с геометрией, которая изображена на рисунке 18. Ширина мостика Холла составляет 100 микрон, расстояние между контактами - 500-700 микрон. Сверху изображен затвор, который

закрывает мостик и немного заходит на контакты, это нужно для того, чтобы создать равномерный потенциал от затвора.

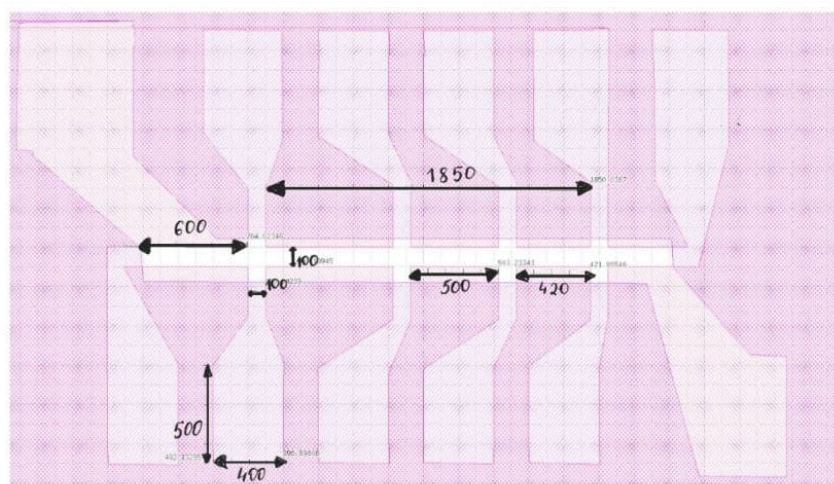


Рис. 18: Макет структуры, которая исследуется в данной работе.

### 3.3 Основные этапы изготовления образцов

Изготовление структуры типа мостик Холла происходит в несколько этапов. Перед началом изготовления нужно отколоть часть гетероструктуры нужного размера, что делается с помощью алмазного резца. Оптимальный размер структуры, который подходит для испытаний с давлением, составляет  $0.8 \text{ см} * 0.5 \text{ см}$ . Для выполнения технологических процедур, часть гетероструктуры приклеивается скотчем ( размером меньше чем образец) к кремниевой подложке, чтобы при выполнении процедур изготовления не поцарапать образец.

#### 3.3.1 Создание меза-структуры

Для создания меза-структуры используется позитивный резист ПФ2506. Для создания тонкого равномерного слоя резиста используется спиннер 19 а). Резист сначала раскручивался на спиннере в течении 1 минуты при скорости 6000 об/мин и ускорении  $1000 \text{ об/мин}^2$ . После происходила сушка на печке при температуре  $80 \text{ }^\circ\text{C}$  в течении 10 минут. Такая темпе-

ратура была выбрана специально, чтобы избежать перегрева структуры и диффузии слоев. Сушка производится для того, чтобы резист затвердел, и качество литографии улучшилось.

Засветка резиста осуществляется лучевым литографом Heidelberg  $\mu$ PG 101, который позволяет создавать структуры с разрешением до 0.9 микрон. Необходимо засветить область вне мостика рис. 18. Для того, чтобы засветить требуемую область, в литографе есть видеокамера, которая позволяет задать центр и угол поворота структуры, а также устанавливать луч так, чтобы образец находился в фокусе и структура не размывалась при засветке. Разрешение структуры будет определяться не только параметрами литографа, но и параметрами резиста, для данного резиста минимальное разрешение 3 микрона.

После засветки, засвеченная область снималась проявителем УПФ-1Б фирмы Фраст-М в течении примерно 30 секунд.

Травление структуры HgTe осуществлялось с помощью водного раствора  $KI$ ,  $I_2$ ,  $HBr$ . Параметры травителя подобрали таким образом, чтобы за 1 минуту травления стравливалось 100 нм образца, глубина травления определяется по атомно-силовом микроскопе(АСМ) Solver-Pro NT-MDT.

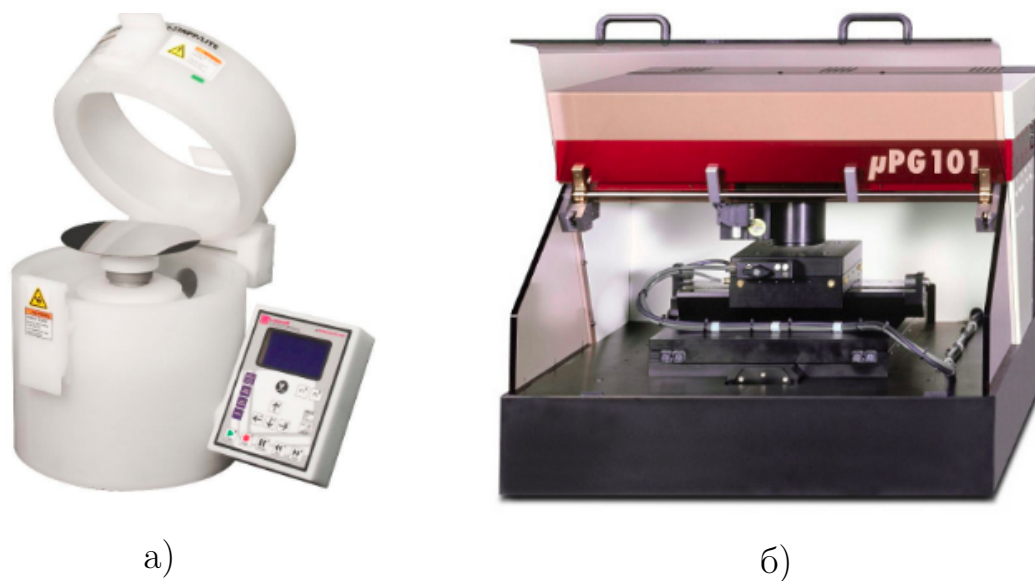


Рис. 19: а) Спиннер; б) Литограф.

Для создания меза-структуры, требуется протравить глубже, чем слой квантовой ямы (это примерно 100 нм). В данной работе травление происходило до толщины 300-700 нм. На рис 25 б) представлен ровный профиль поверхности после травления снятый с помощью АСМ.

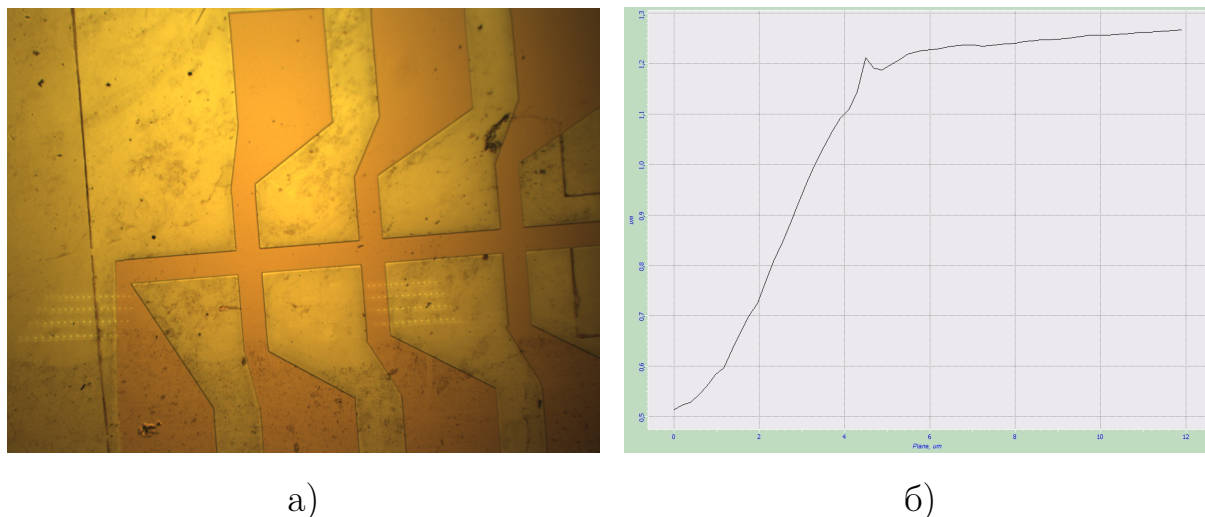


Рис. 20: а) Образец после травления; б) Профиль поверхности после травления.

### 3.3.2 Нанесение диэлектрика

Изготовленная меза-структура покрывается диэлектриком - париленом. Парилен химически и механически устойчив, что позволяет защитить образец от внешних воздействий. Парилен имеет большую величину пробойного напряжения, что позволяет прикладывать порядка 10 В между затвором и КЯ. Еще одно необходимое свойство диэлектрика - большая ширина запрещенной зоны, это нужно чтобы не было утечек тока. Парилен в форме порошка (димер) помещается в специальную кварцевую трубку и сначала нагревается при помощи небольшого нагревателя до 100 градусов, где происходит возгонка димера. После он попадает в печь нагретую до 700 градусов, пролетая через нее димер мономеризуется, а потом полимеризуется при комнатной температуре и осаждается на образец в форме тонкой пленки. Для нанесения парилена используется установка, которая изображена на рис. 21. Процесс происходит в

вакууме, который создается с помощью пластинчато-роторного насоса с азотной ловушкой.



Рис. 21: Общий вид установки для напыления парилена.

Толщину парилена можно определить визуально по цвету интерференции волн света, одной, которая отражается от образца, а второй, которая отражается от самого парилена. Для определения толщины можно использовать формулу Вульфа-Брэгга.

$$2d * \sin(\theta) = n * \lambda$$

Оптимальная толщина 500 нм. Слой парилена не должен быть слишком толстый, т.к могут возникнуть неровности на структуре.

### 3.3.3 Напыление затвора

Далее нужно нанести металлический затвор - использовался алюминий, который напылялся в установке Plasys MEB550S, с помощью которой можно нанести слой металла с точностью 1 нм. Метод работы Plasys MEB550S основан на испарении металла из тигля с помощью пучка уско-

ренных электронов. Толщина напыляемого алюминия была выбрана 30-50 нм.

Для снятия металла в нужной области проводилась литография. С помощью раствора щелочи КОН снимался металл, который не был защищен резистом. Снятие металла происходило в течении 30 с, а результат контролировался визуальным наблюдением под микроскопом с использованием техники темного поля.

На рис. 22 представлен образец, который были получены после напыления затвора.

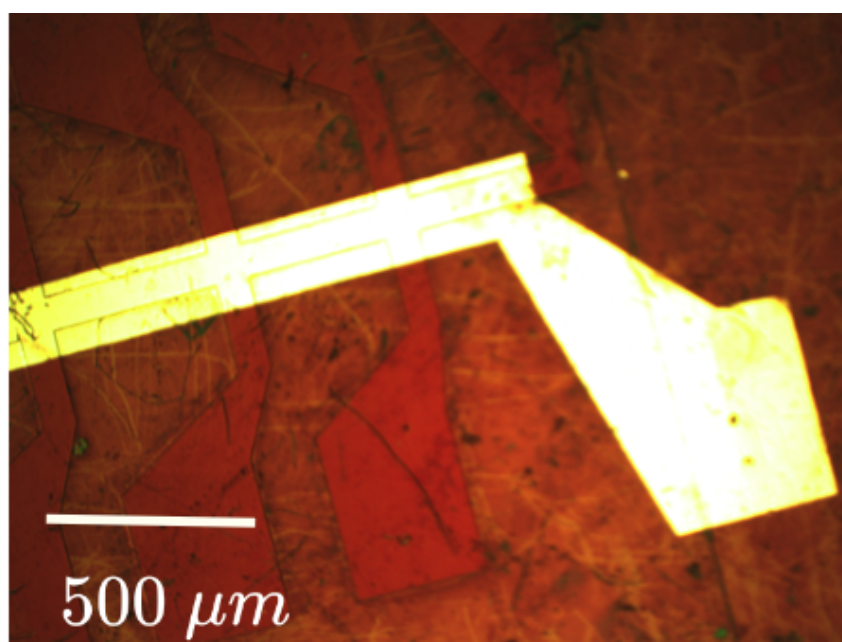


Рис. 22: Готовый образец.

### 3.3.4 Монтирование контактов

Контакты к образцу изготавливаются из индия, который должен продиффундировать до слоя квантовой ямы. На рис. 23 представлен поперечный срез структуры с индиевыми контактами синего цвета. Для того, чтобы нагреть индий используется паяльник небольшой мощности, который нагревается до 300 градусов. Диаметр головки паяльника 200-300 микрон, что позволяет поместить контакт точно в требуемое место. На паяльник помещается капля индия диаметром меньше чем головка

паяльника. Для того, чтобы индий лучше продиффундировал нужно при соприкосновении с париленом немного поцарапать поверхность паяльником и подержать 1-2 секунды.

После этого производится монтирование контактов с помощью проволочек диаметром 20 мкм и серебряной пасты, т.к. нужно соединить продиффундировавший индий с измерительной системой. Серебряная паста разбавляется диметил целлозольвом, чтобы она была достаточно жидкой для приклеивания контактов, но не растекалась по образцу. Диаметр получающихся капель при монтировании контактов примерно 200-300 мкм, что не превосходит размеров контактных площадок.

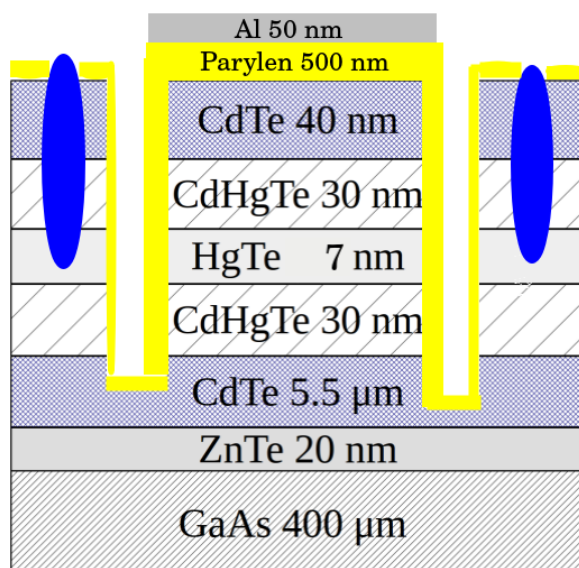


Рис. 23: Схематическое изображение поперечного среза структуры после расклейки контактов.

### 3.4 Изготовление образцов микронных размеров

Нелокальный транспорт более ярко проявляется в экспериментах с микронными размерами образцов (что описано в разделе 2.2), был изготовлен образец с меньшими размерами. Ширина мостика Холла 4 микрона, расстояние между контактами от 2 до 20 микрон. Макет структуры представлен на рисунке 24. Часто специально делают несколько отда-

ленных контактов, чтобы использовать технику нелокального транспорта и объемный ток затухал гораздо более сильно, пока он достигнет этих контактов. Также явным преимуществом небольших образцов является то, что давление в них более равномерно распределено по площади образца. Для изготовления этого образца использовался резист 1512 HS с разрешением 1-1.8 мкм. На рис. 25 приведено изображение образца в оптический микроскоп и с использованием АСМ.

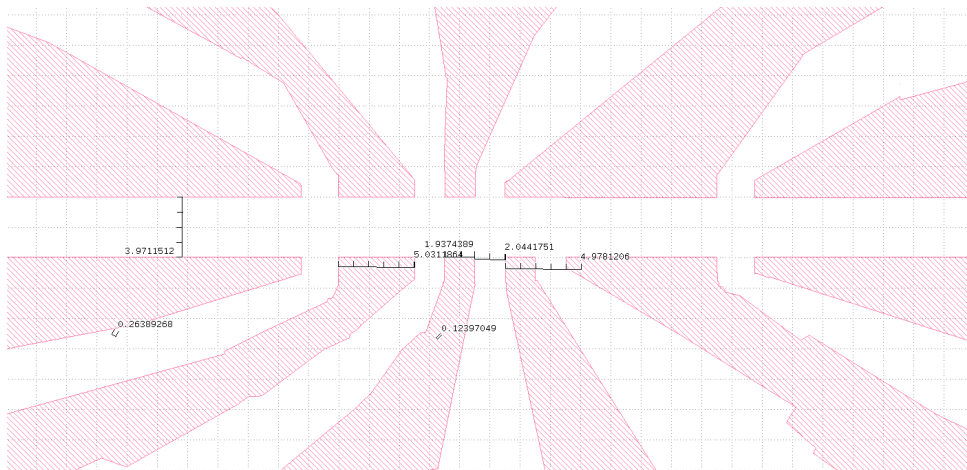
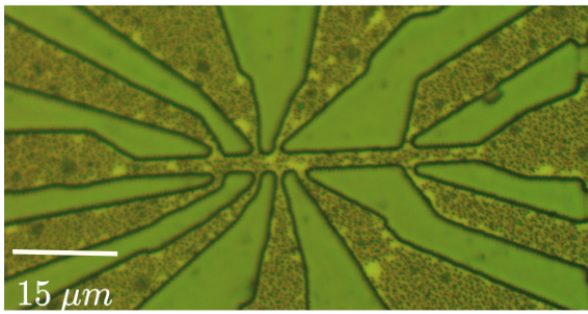
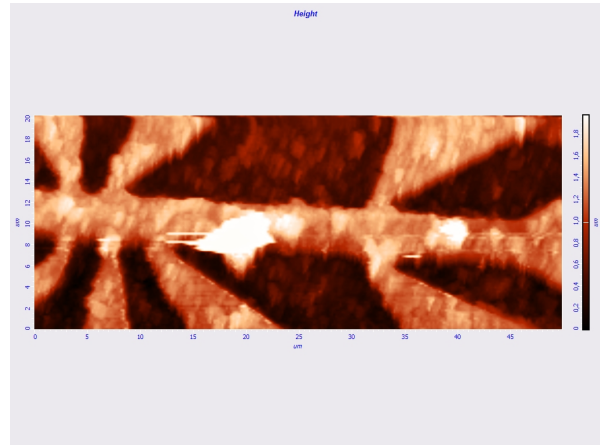


Рис. 24: Макет структуры с расстоянием между контактами 2 микрона.

Для данного образца могут возникнуть трудности в связи с тем, что парилен на поверхности имеет неровности порядка 100 нм и для небольших структур это может быть критично. На рис.26 приведена топография, снятая на АСМ. Неровности получились порядка 150-200 нм, т.к был нанесен парилен большой толщины  $D > 1$  мкм. Расстояние между контактами, как и планировалось получилось 2 мкм (см. рис. 26 б).



а)



б)

Рис. 25: а)Снимок образца после травления в оптический микроскоп; б) Профиль поверхности образца снятый с помощью АСМ.



а)



б)

Рис. 26: а)Профиль поверхность после травления; б) Профиль поверхности области с двумя двухмикронными контактами.

## 4 Характеризация образцов с помощью транспортных измерений.

Все измерения, которые представлены в данной главе, сделаны в Центре Высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов имени В.Л.Гинзбурга ФИАН.

Измерения проводились по четырехточечной схеме. Ток подавался с помощью генератора Lock-In Amplifier SR-830 через задающий резистор величиной 10 МОм, использовался ток 100 нА, чтобы избежать перегрева структуры при низких температурах. Измерения проводились при низких частотах 10-30 Гц. Для измерений транспортных свойств при температурах 1.7 - 400 К и магнитных полях до 8 Т использовалась установка PPMS(Physical Property Measurement System) фирмы Quantum Design. Аналоговый вход Lock-in SR-830 использовался для снятия показаний температуры и величины поля, а аналоговый выход - для подачи напряжения на затвор.

Яма шириной 7 нм была выбрана в силу двух причин:

1) Ширина инвертированной запрещенной зоны у таких ям по теоретической оценке составляет 100К, а значит при температурах в диапазоне 1.7-4.2 Кельвина можно отчетливо судить о состоянии 2D ТИ.

2) В тоже время это достаточно близко к критической толщине  $d_c$ , чтобы небольшим давлением можно было вызвать переход, что было рассмотрено 2.2.

### 4.1 Измерение локального и нелокального транспорта в нулевом магнитном поле

Схема подключения токовых и потенциальных контактов показана на рис.

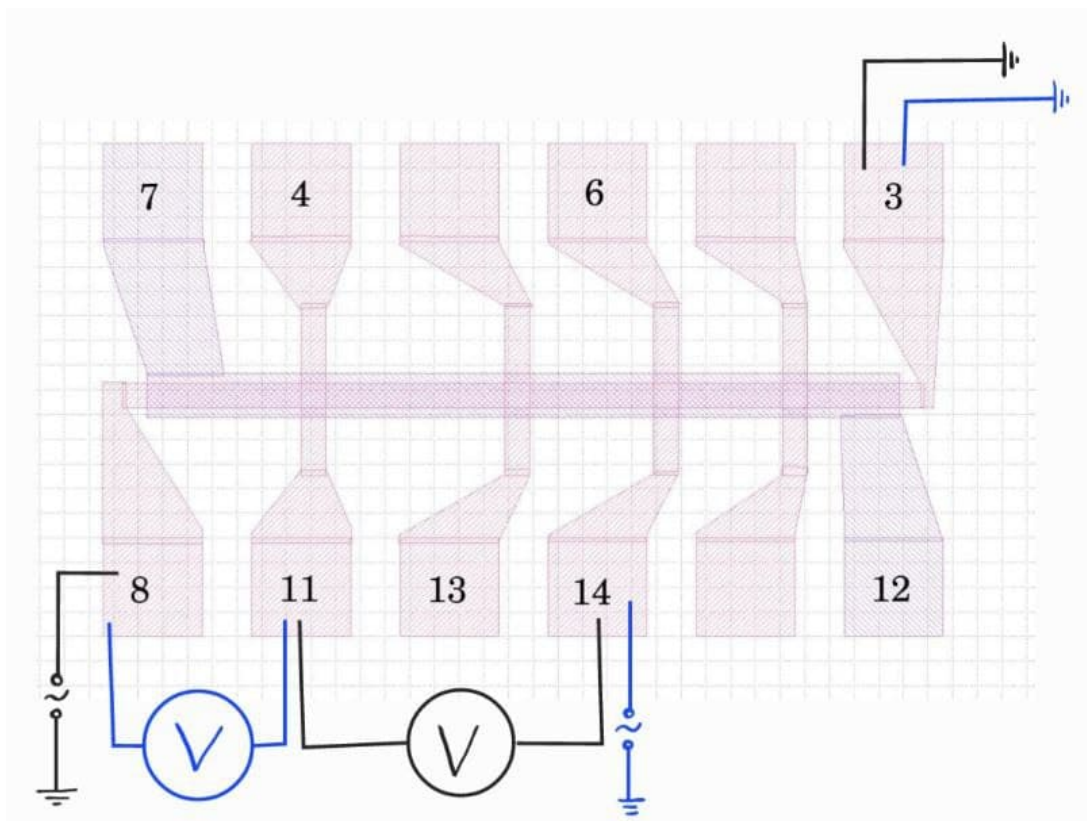
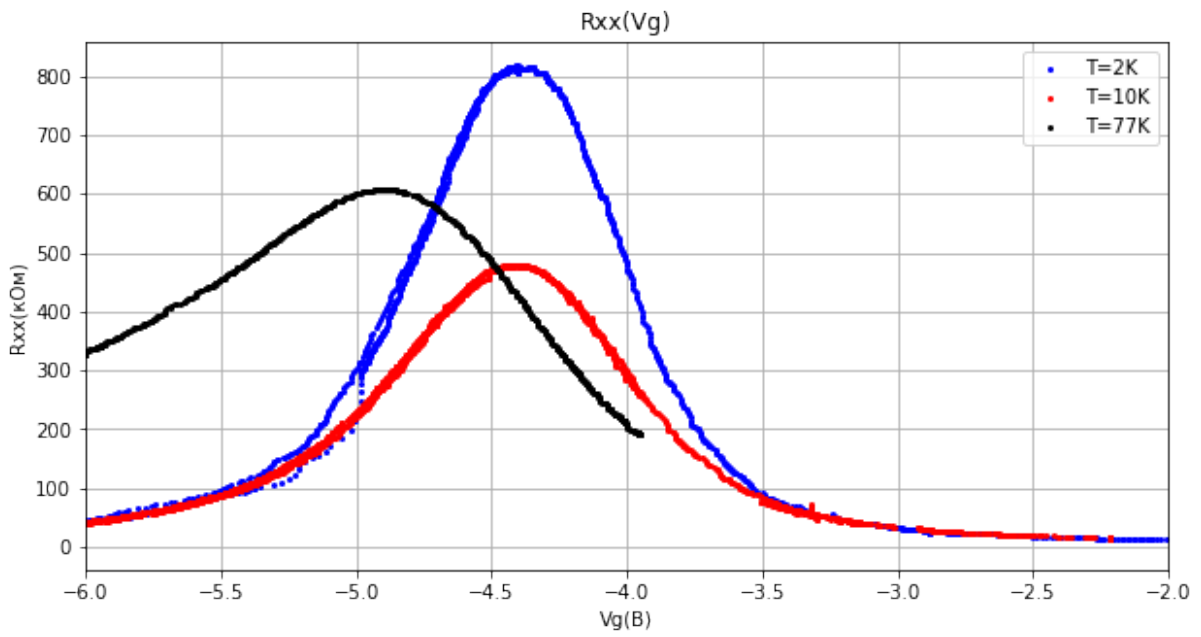
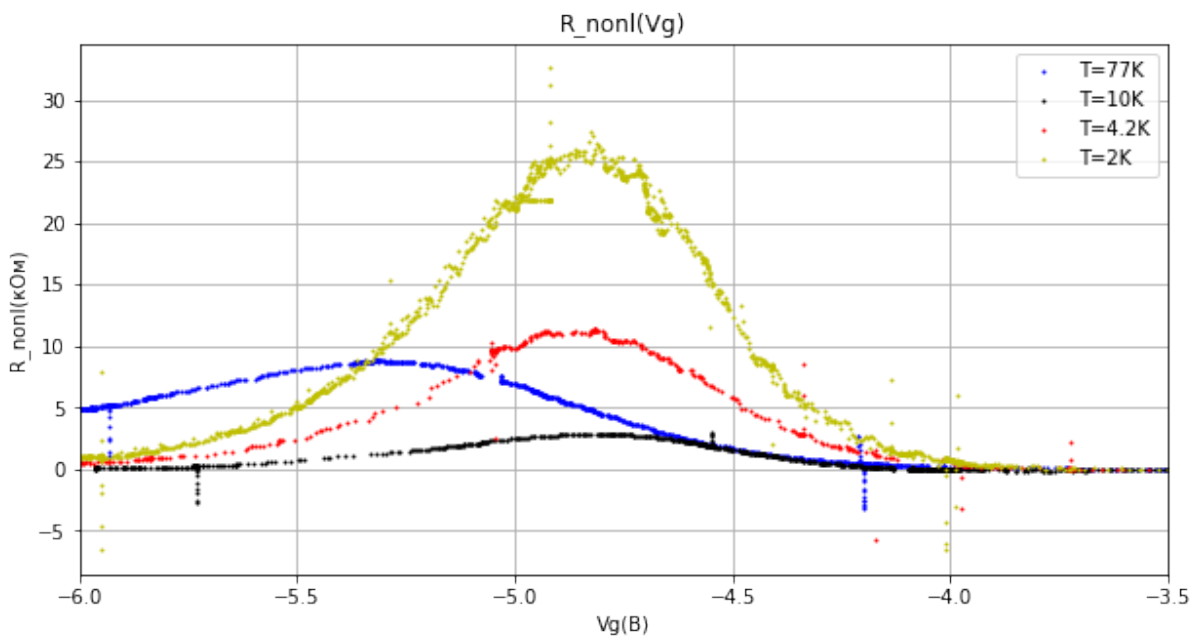


Рис. 27: Схема подключения контактов для локального (черный цвет) и нелокального (синий цвет) транспорта.

Для объяснения локального и нелокального транспорта были составлены эквивалентные схемы, в которых учитывается как транспорт через объем (сопротивление  $r$ ), так и транспорт по краевым состояниям (сопротивления  $R$ , пропорциональные длине канала). Схемы представлены на рис. 29. Исходя из статьи [13] (которая обсуждалась в литературном обзоре 2.2) можно оценить сопротивления краевых каналов. Получается оценка  $R \approx 4$  МОм на 700 мкм (здесь учтено, что расстояние между потенциальными контактами для  $R_{xx}$  примерно в 2 раза больше, чем использовано в работе [13]).



a)



б)

Рис. 28: Зависимость а) локального и б) нелокального сопротивления от напряжения на затворе для различных температур.

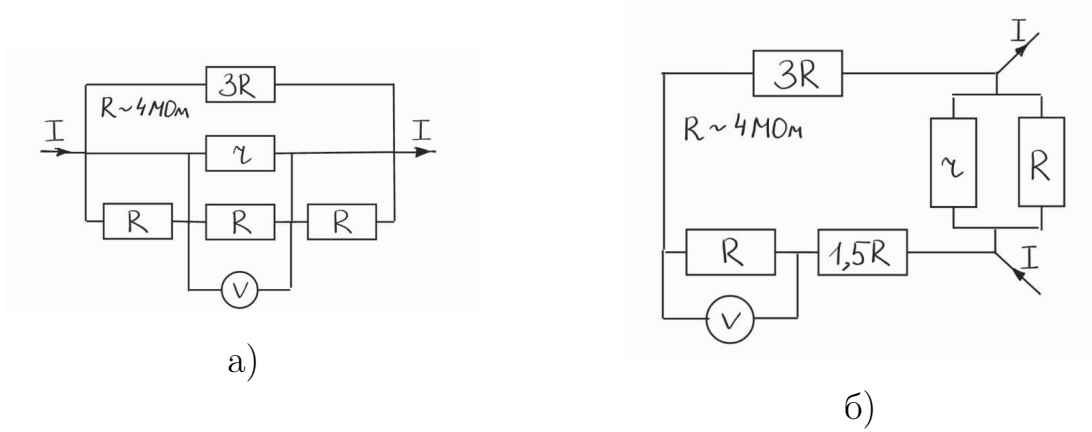


Рис. 29: Эквивалентные схемы для а)локального б)нелокального сопротивления.

Вклад объемных состояний в проводимость оказывается больше, чем для образца в работе [13], т.к. используемые температуры выше и  $E_g$  меньше.

В нелокальном транспорте из-за особенности конфигурации контактов, мы измеряем практически только краевой сигнал, т.к. объемный сигнал будет быстро спадать согласно формуле 1. Максимум сопротивления примерно при тех же затворных напряжениях, что и у  $R_{xx}$ , связан с тем, что при отдалении от точки зарядовой нейтральности происходит большее шунтирование объемом и по краю бежит меньше тока.

На графиках 28 заметно первое отличие локального транспорта от нелокального: локальный медленно уменьшается с температурой, а нелокальный - быстро, опять же из-за того, что происходит рассеяние в объеме.

Второе различие состоит в том, что при удалении от точки максимума по напряжению на затворе нелокальный сигнал пропадает, а локальный характеризуется относительно небольшим, но не нулевым значением сопротивления, см рис. 30. Подобная особенность также отмечается в других работах по нелокальному транспорту, например в [13] см рис. 13.

Поведение зависимостей  $R_{xx}(V_g)$  и  $R_{nonoloc}(V_g)$  при 77 К связано с влиянием слоев  $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$  и  $\text{CdTe}$  с  $E_g = 1$  эВ и 1.5 эВ соответствен-

но, которые начинают проводить при таких температурах. В локальном транспорте смещается точка зарядовой нейтральности, а в нелокальном - возникает ненулевой сигнал при всех значениях  $V_g$ . Ненулевой сигнал в нелокальном транспорте связан с тем, что часть тока идет через весь буферный слой CdTe, а не по меза-структуре (см рис. 23).

Значение  $R_{nonloc}$  в точке максимума на графике 28 а) заметно отличается от значения, полученного в работе [13], рис. 13. Различие связано с тем, что есть существенная утечка тока в объем и поэтому в длинный край, с участка которого снимается напряжение, втекает меньше тока.

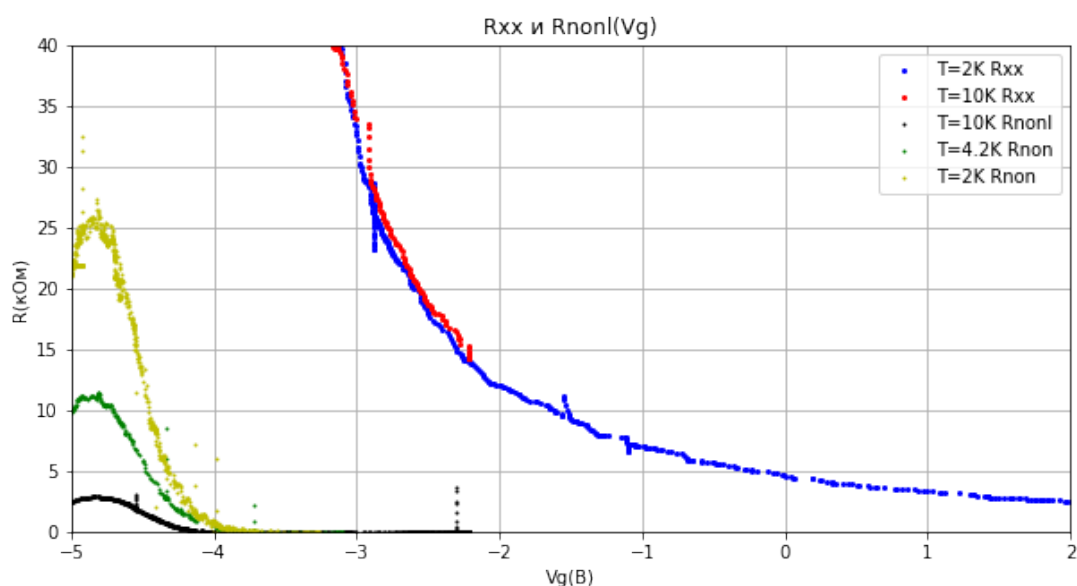
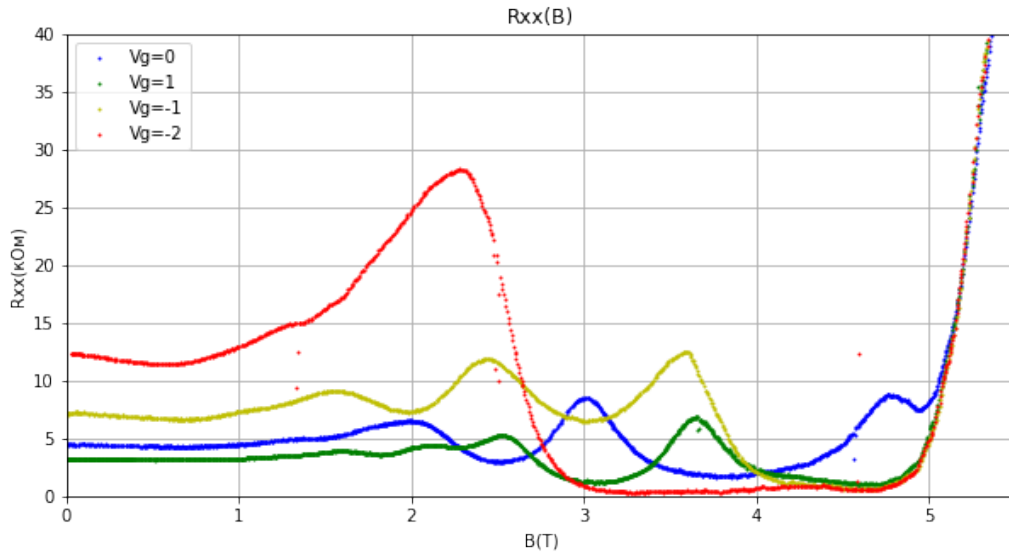


Рис. 30: Различие локального и нелокального транспорта вдали от точки зарядовой нейтральности.

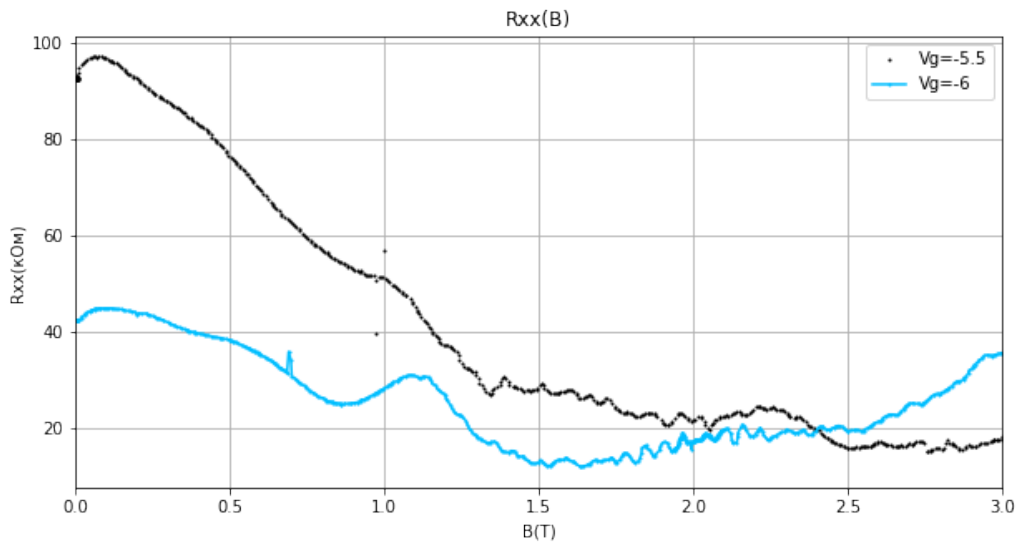
## 4.2 Измерение магнитосопротивления

Были проведены измерения  $R_{xx}$  в зависимости от магнитного поля в установке PPMS. Был обнаружен эффект Шубникова де Гааза, график представлен на рис. 31 а), что говорит о качестве КЯ HgTe. Характерные осцилляции видны для  $V_g = -1$ ,  $V_g = 0$ ,  $V_g = 1$ . Зависимость сопротивления для  $V_g = -2$  говорит о том, что наблюдается эффект Холла - обнуление магнитосопротивления для удельного сопротивления. Осцил-

ляции Шубникова де Гааза не наблюдаются в дырочной области спектра, т.к. были выбраны точки, лежащие близко к точке зарядовой нейтральности по сравнению с эффектом для электронов (в этих экспериментах использовались напряжения не ниже -7 В, чтобы не было пробоя), следовательно у них была низкая подвижность.



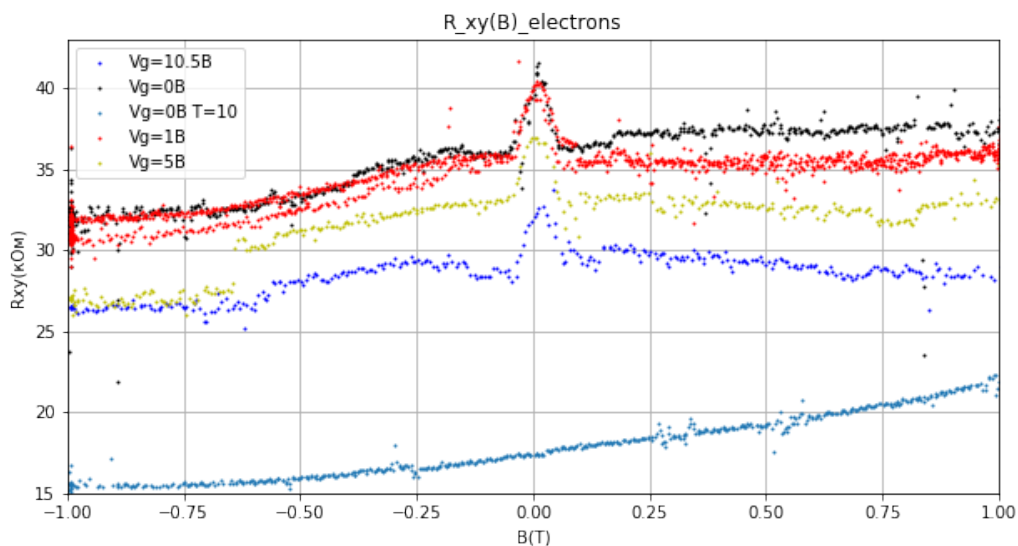
а)



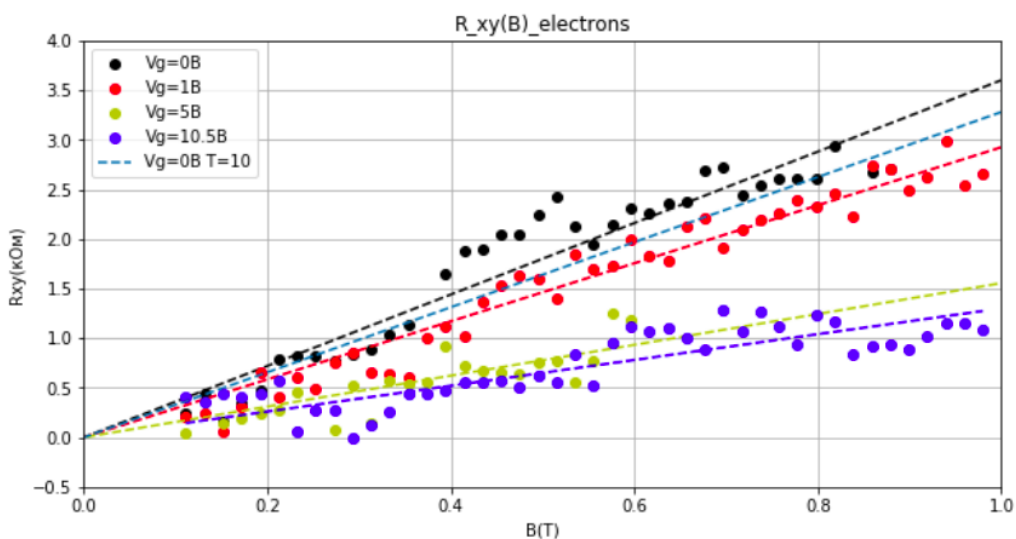
б)

Рис. 31: Зависимости локального сопротивления в магнитном поле для: а) электронной области спектра, б) дырочной области спектра.

На графике 32 а) представлены зависимости Холловского сопротивления от магнитного поля, которые были сняты для другого образца (не того, на котором наблюдались осцилляции Шубникова де Гааза). На графике 32 б) проведена антисимметризация данных с помощью формулы  $R_{xy} = \frac{R(H) - R(-H)}{2}$ .



а)



б)

Рис. 32: а) Зависимость Холловского сопротивления от магнитного поля; б) Антисимметризованные данные Холловского сопротивления.

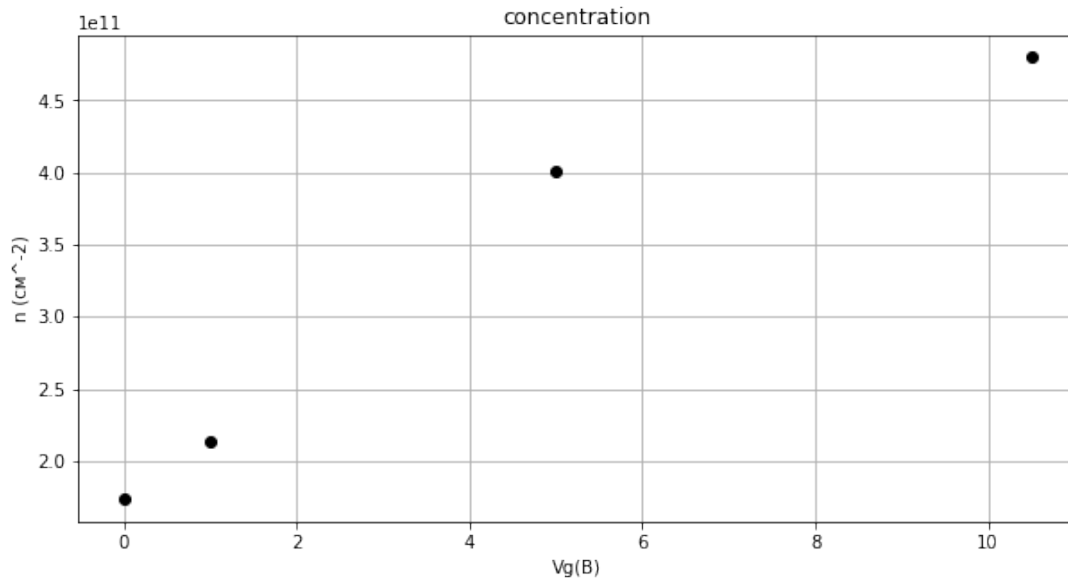
В приближении только 2 зон, дырочной(подзона E1) и электронной (подзона H1) и, считая спектры электронов и дырок параболическими, можно найти концентрации и подвижности(электронов и дырок) [10] [7]. Для этого нужно знать зависимости  $R_{xx}(H)$  и  $R_{xy}(H)$  при данном значении напряжения на затворе( $V_g$ ).

Если  $V_g$  таково, что уровень Ферми находится вблизи одной из зон, то будет преобладать один из носителей заряда. В этом случае формулы для концентрации  $n_{h,e}$  и подвижностей  $\mu_{h,e}$  электронов и дырок упрощаются:

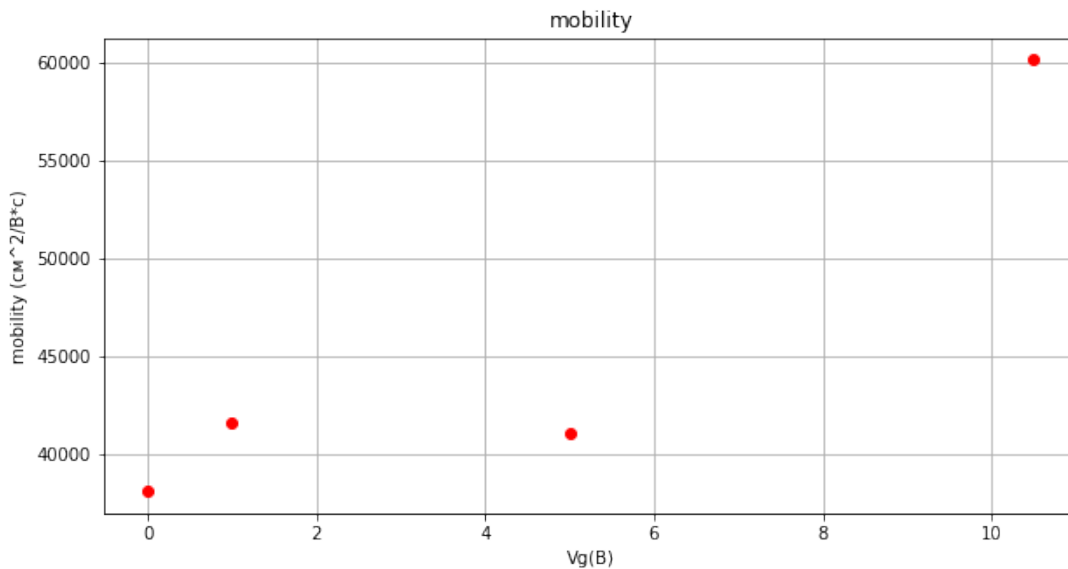
$$n_{h,e} = \frac{I}{e} \left( \frac{dV_y}{dB} \right)^{-1} \quad (4)$$

$$\mu_{h,e} = \frac{l_x}{l_y} \frac{1}{V_x(B=0)} \left( \frac{dV_y}{dB} \right) \quad (5)$$

Где  $I$  - величина тока,  $V_x$  - напряжение между продольными контактами,  $V_y$  - напряжение между холловскими контактами,  $l_x$  и  $l_y$  расстояния между продольными и поперечными контактами соответственно. На графике 33 показаны подвижности и концентрации в зависимости от  $V_g$ .



a.)



б)

Рис. 33: а) Концентрации и б) подвижности электронов в двумерном электронном газе в зависимости от напряжения на затворе, найденные по формулам (4), (5).

Найденные концентрации и подвижности получились такими же, что наблюдались в других работах. Практически линейное возрастание концентрации и увеличение подвижности в зависимости от  $V_g$  говорит о качестве изготовления образца. Подвижности и концентрации определяют

свойства электронного газа в объеме образца.

### 4.3 $R_{xx}(T)$ в точке зарядовой нейтральности

Поведение графика  $R_{xx}(T)$  в точке зарядовой нейтральности (см. рис. 34) говорит о том, что  $E_g$  действительно небольшая, т.к зависимость не совпадает с  $R_{xx}(T)$  для образца с шириной КЯ 8 нм 12 из работы [9], которая обсуждалась в литературном обзоре. Отличие обусловлено тем, что ширина запрещенной зоны для 7 нм ямы HgTe более узкая и она закрывается при меньших температурах, согласно работе [4].

На графике 34 видно три характерные области. Первые две из них говорят о том, что ширина запрещенной зоны изменяется с температурой. Из-за этого есть спад сопротивления в области 1, в отличии от постоянной зависимости на графике 12. Далее при более высоких температурах происходит переход в состоянии нормального изолятора (согласно теоретическим расчетам из [4]), и в области 3 наблюдается падение сопротивления. Также нужно учитывать тот факт, что при температурах более 50 К в проводимость от слоев  $Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$  и  $CdTe$  начинает вносить вклад в  $R_{xx}(T)$ .

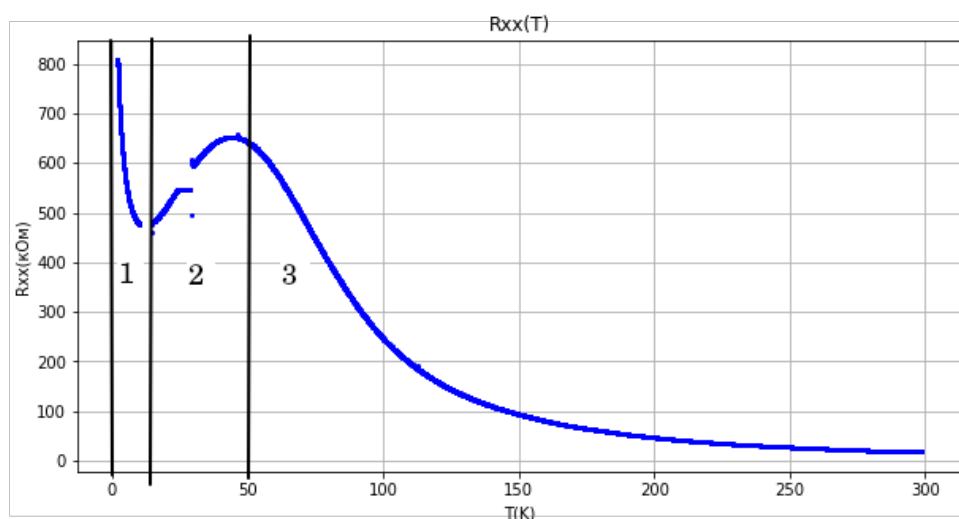


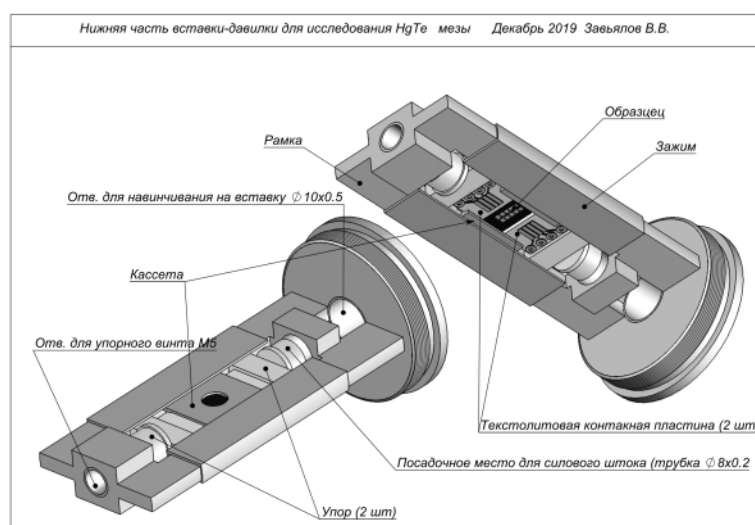
Рис. 34:  $R_{xx}(T)$  в точке зарядовой нейтральности при  $V_g = 4$  В.

## 5 Установка для одноосного сжатия образцов

В Институте физических проблем имени П. Л. Капицы РАН (ИФП) специально для приложения одноосного давления к КЯ HgTe в 2020 году в рамках магистерской работы [19] была создана вставка в криостат. Общий вид вставки и схема нижней части, в которой находится образец представлена на рис. 35.



а)



б)

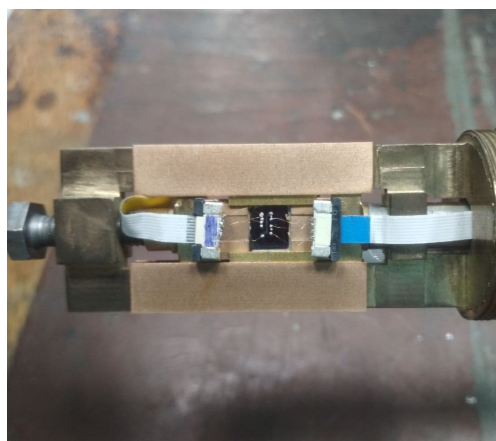
Рис. 35: а) Общий вид вставки в криостат; б) Схема нижней части вставки из работы [19].

Основными элементами вставки являются :

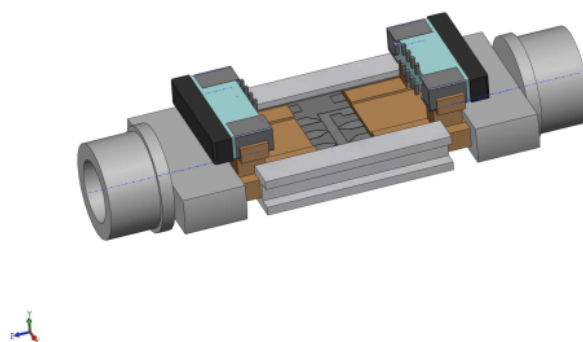
- 1) Нижняя часть вставки, в которой находится образец. Основные ее элементы изображены на рис 35 б), а фотография на рис. 36 а). Место для крепления образца состоит из кареток и кассеты. Каретки сделаны из бронзы и изображены на рис. 36 б) коричневым цветом, они являются ключевым элементом техники, о которой будет рассказано в разделе 5.1;
- 2) Подвижный стержень из нержавеющей стали;

- 3) Крупная гайка на резьбе, которая упирается в верхнюю часть вставки и передает усилие стержню;
- 3) Фланец с отверстиями для заливки геля;
- 4) Выходы контактов от шлейфов, расположенных внутри металлического стержня;
- 5) Датчик силы ДУМН-103;
- 6) Коробка с контактами.

Для того, чтобы меза-структура соединялась со шлейфом, ведущим к контактам на коробочке используются золотые проволочки диаметром 10 мкм. (Т.к при использовании больших диаметров можно поцарапать образец). Проволочки припаиваются к шлейфу, что обеспечивает прочность их крепления.



а)



б)

Рис. 36: а) Место для крепления образца; б) Рисунок места для крепления образца из работы [19].

## 5.1 Техника одноосного сжатия образцов

Для одноосного сжатия КЯ HgTe было принято решение использовать технику, описанную в работах [20,21]. Техника заключается в креплении образца с помощью эпоксидной смолы в углубление, см. рис. 37 а) и 37 б).

Для объемных образцов в экспериментах по одноосному сжатию существенно, чтобы давление было распределено равномерно и не было ненужных изгибов. Для иллюстрации на рис. 38 приведены результаты измерений восприимчивости вблизи сверхпроводящего перехода в  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  на образцах с правильным и неправильным креплением из работы [20]. Образец с несимметричным креплением расширяется больше и имеет более широкий переход под напряжением, хотя изначально имел переход меньшей ширины. В случае КЯ на подложке однородность крепления еще более существенна, т.к. образец составляет малую толщину от толщины подложки (менее 1/100), на которой он выращен.

При одноосном сжатии мы предполагаем, что деформации небольшие и, следовательно, упругие, а давление передаваемое на подложку равномерно передается и образцу.

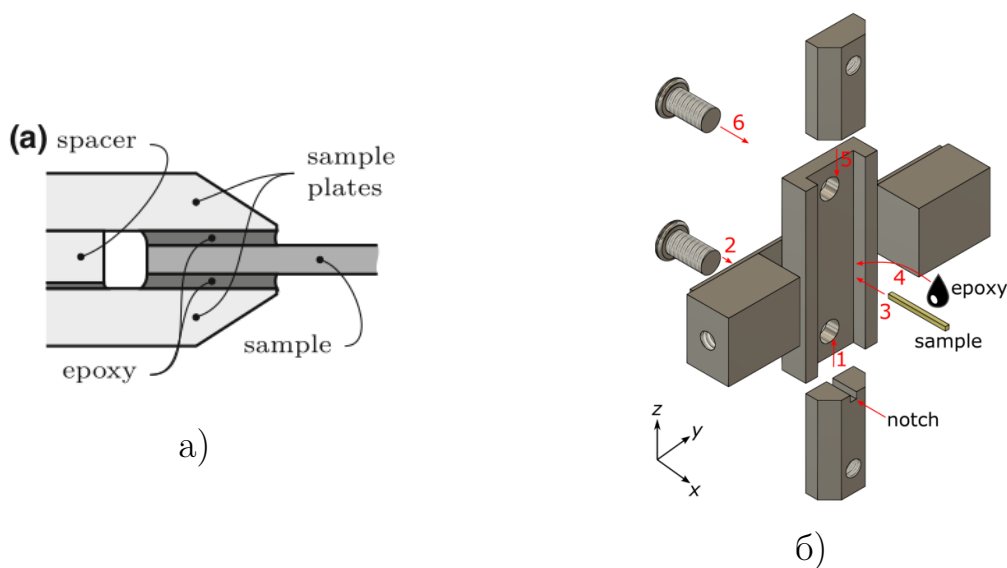


Рис. 37: а) Крепление образца в работе [20]; б) Крепление образца в статье [21].

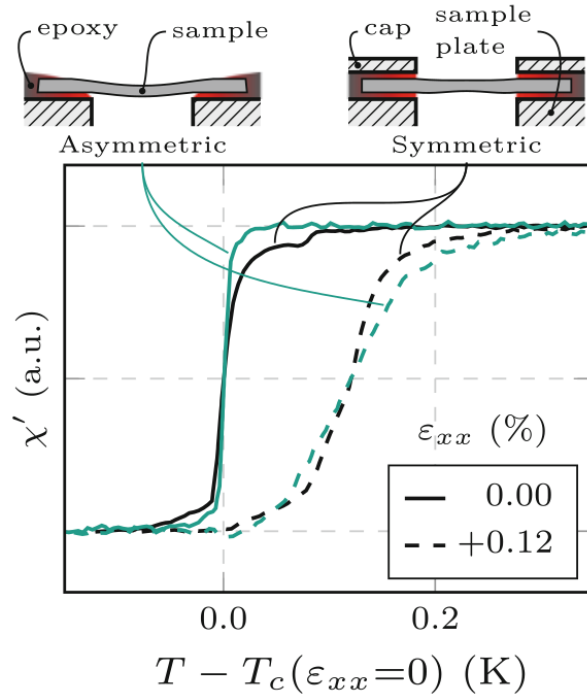


Рис. 38: Различие в свойствах сверхпроводящего перехода у образца с симметричным и несимметричным креплением. Рисунок из работы [20].

Для данной работы было решено использовать вместо эпоксидной смолы пластилин. При работе с эпоксидной смолой требуется большая аккуратность при креплении образца. Когда эпоксидная смола затвердевает, она трудно поддается какому-либо воздействию. Пластилин же можно переклеивать множество раз, работая с одним и тем же образцом. Недостатком пластилина является то, что он становится твердым только при низких температурах и передавать давление, например, при комнатной температуре невозможно. Для исследования КЯ HgTe это не так важно, т.к все интересующие свойства проявляются только при низких температурах. При работе с пластилином невозможно прикладывать растягивающую силу к образцу.

Для крепления образца у кареток специально сделан небольшой разъем шириной 0.5 мм, наподобии того, что изображен на рис. 37 а). В разъем помещается небольшое, равномерно распределенное количество пластилина. Пластилин помогает убрать неровности, которые изначально-

но есть у образца. Необходимо сразу убедиться, что края образца достаточно ровный, неровность естественно не должна превышать зазора. Работа пластилина и вставки при одноосном сдавливании была проверена в отдельном низкотемпературном эксперименте. Было показано, что пластилин выдерживает нагрузки порядка 1 кБар.

Вышеописанный метод приложения одноосного давления к образцу помогает передать большое по величине, равномерно распределенное давление. Он имеет преимущество перед техниками, в которых изгибу подвергается пьезоэлемент, на котором приклеен образец [22], так как позволяет создавать большие напряжения. Также он имеет преимущество перед техникой с металлическим кольцом [21], так как образец меньше подвержен изгибам.

Для тонких пленок часто используют технику, при которой изгибу подвергается подложка, на которой находится образец, см. например [23]. Такой метод, скорее всего, тоже потенциально применим для КЯ с микронными размерами меза-структуры.

## 5.2 Приложение и измерение давления

Давление создается с помощью подвижной гайки на резьбе с маленьким шагом. Сила передается через стержень сначала датчику, потом, через упор, каретке, которая двигается по кассете и передает равномерно распределенное давление. Устройство элементов (упора, каретки, кассеты) представлено на рис. 36.

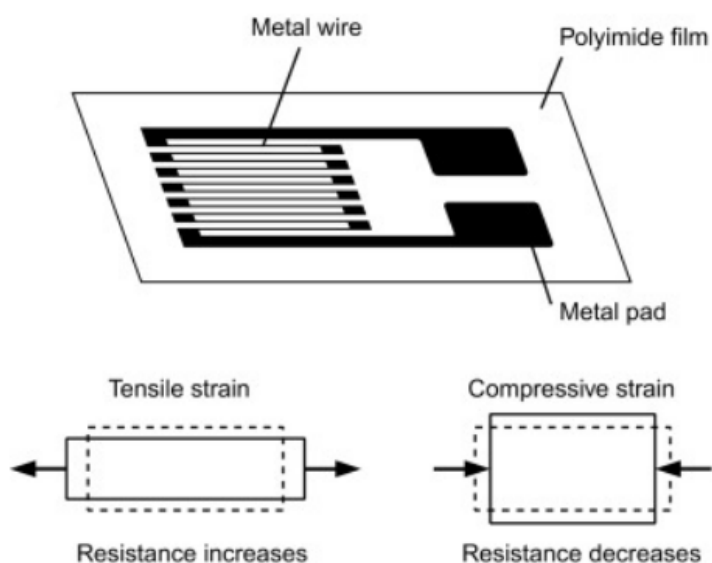
Так как датчик силы подключается последовательно через жесткие металлические стержни, то сила, которая передается сверху через резьбу полностью передается образцу. Устройство, измеряющее силу, изготовлено из металлического корпуса (см внешний вид на рис. 39 а)), к которому прикреплены тензодатчики из фольги (их работа схематически изображена на рис. 39 б)). Его корпус изготовлен из нержавеющей стали. Это позволяет выдерживать большие нагрузки (диапазон работы - от 0

до 100 кг) и способствует обратимости при приложении давления. Сопротивление измеряется по 4-точечной мостовой схеме. Устройство было откалибровано при максимально большом допустимом входном напряжении 10.5 В для достижения максимальной чувствительности.

Работа вставки была проверена на тестовом образце, для проверки верхней границы давлений. Были достигнуты давления порядка 500 бар, после приложения которых образец треснул. Это давление по порядку величины такое же, что необходимо для обнаружения перехода.



а)



б)

Рис. 39: а) Датчик силы на верхней капке вставки в криостат; б) Схема работы тензометрического датчика.

### 5.3 Модификация вставки в криостат для одноосного сжатия и работа над установкой в ИФП

В ИФП есть установка со стеклянным дьюаром для заливки гелия с вращающимся в горизонтальной плоскости магнитом с магнитной индукцией до 0.5 Т. Она была выбрана для исследования влияния одноосного сжатия на транспортные свойства HgTe КЯ 7 нм. Диапазон рабочих

температур - 1.7-300 К.

По сравнению с дипломной работой [19] был изготовлен новый переходный фланец, который совместим со стеклянным гелиевым криостатом в ИФП, найдены и устранены течи на атмосферу. Достигнут уровень натекания в стеклянный криостат  $3 \cdot 10^{-2}$  Торр/мин (объемом 5 л.), что позволяет работать с откачкой паров гелия.

Сделано несколько попыток заливки жидкого He, которые не принесли результатов из-за технических трудностей со вставкой и измерительным оборудованием.

## 6 Исследование влияния одноосного сжатия при азотных температурах

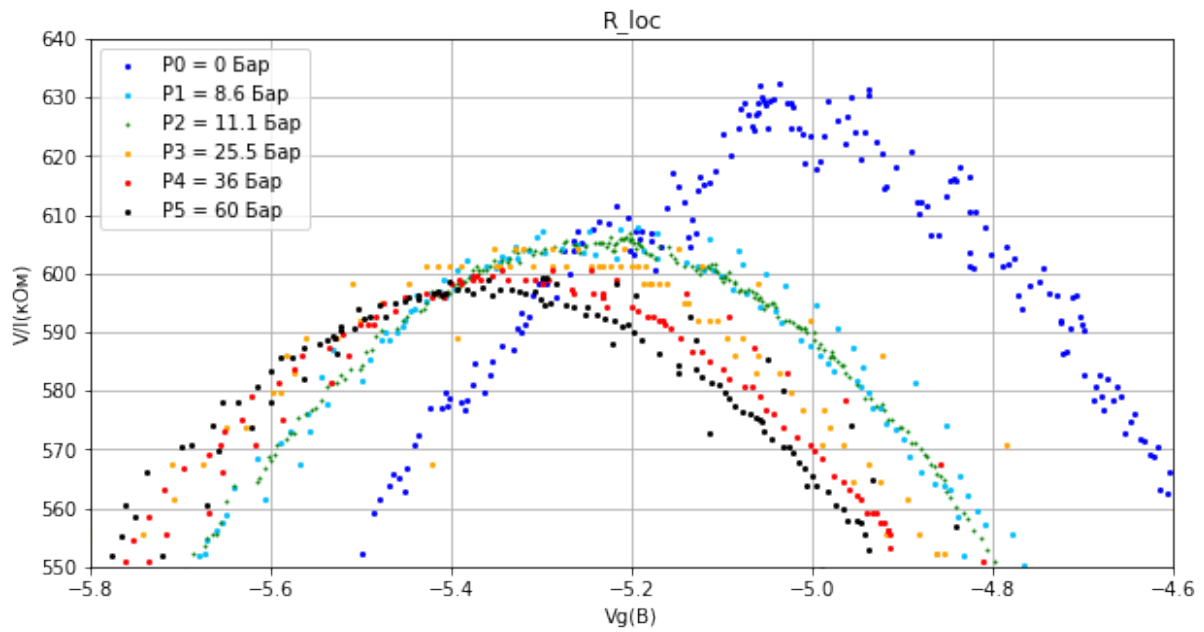
На рис. 40 приведены графики зависимостей локального и нелокального сигнала от напряжения на затворе для различных давлений при одноосном сжатии образца при 77 К. Зависимость сопротивления от одноосного сжатия является монотонной. В случае нелокального сопротивления наблюдается рост (см. рис. 40 б), а в случае локального сопротивления - уменьшение значения в максимуме и сдвиг точки максимума (см. рис. 40 а).

Уменьшение значения  $R_{xx}$  в максимуме говорит о том, что спектр КЯ HgTe изменяется, в частности о том, что щель топологического изолятора закрывается. Локальный сигнал ( $R_{xx}$ ) отражает свойства КЯ HgTe с небольшой проводимостью слоев  $Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$  и  $CdTe$ . Наблюдаемый сдвиг точки максимума  $R_{xx}$  также происходит за счет влияния проводимости слоев  $Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$  и  $CdTe$ .

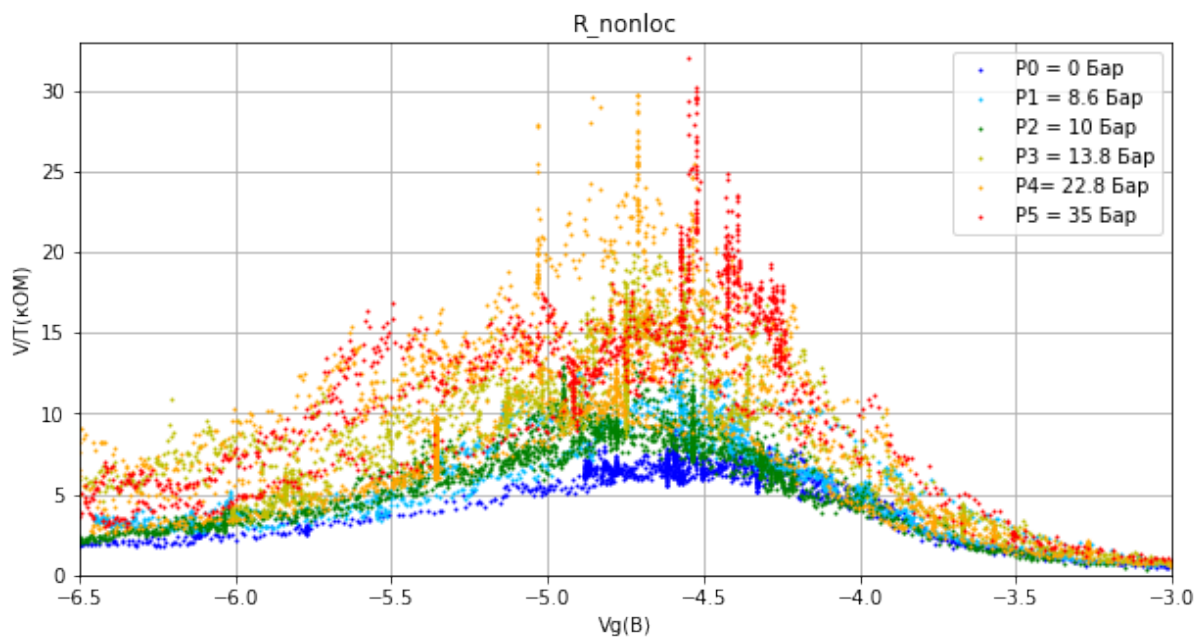
Нелокальное сопротивление на рис 40 б) имеет вклад от проводимости буферного слоя  $CdTe$  (который находится ниже глубины травления меза-структуры, см рис. 23), об этом говорит ненулевое значение при значениях  $V_g$  далеких от максимума.

Также можно обратить внимание на то, что приложенные давления малы (в десятки раз меньше теоретически ожидаемых для перехода), а нелокальное сопротивление изменяется существенно. Такая зависимость от давления не может быть объяснена только проводимостью слоев  $Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$  и  $CdTe$ . Следовательно, спектр КЯ HgTe и проводимость в нелокальной конфигурации изменяются.

Для убедительного доказательства модификации спектра давлением нужны данные о нелокальном транспорте при температуре меньше 4.2 К, когда нелокальный краевой транспорт проявляется в чистом виде.



а)



б)

Рис. 40: Зависимости а) локального б) нелокального сопротивления от напряжения на затворе для различных давлений при одноосном сжатии образца при 77 К.

## 7 Результаты и выводы

Проведен обзор литературы, посвященной свойствам двумерных ТИ на основе КЯ HgTe, в частности локальным и нелокальным транспортным свойствам. Сделана оценка давления, способного вызвать переход из состояния ТИ в состояние нормального изолятора. Это давление оказалось примерно 2.5 килобар для КЯ толщиной 7 нм, что является экспериментально достижимой величиной для in-situ перестройки. Таким образом, открывается возможность реализовать принципиальный эксперимент по "выключению" топологической защиты.

Для подготовки к этому эксперименту был отработан ряд технологических операций по изготовлению образцов типа мостик Холла с затвором из HgTe КЯ. На этих образцах продемонстрирован нелокальный транспорт при длине краевого канала более 1 мм. С помощью измерений в магнитном поле найдены концентрации и подвижности в электронной области спектра. О высоком качестве образцов свидетельствует наблюдение осцилляций Шубникова-де-Гааза.

Для создания in-situ управляемого одноосного сжатия с КЯ HgTe отлажена работа вставки в криостат.

При  $T = 77$  К в структуре типа мостик Холла с характерным размером 2мм на основе КЯ HgTe 7 нм наблюдались зависимости сопротивления от  $V_g$  в локальной и нелокальной геометрии при приложении одноосного сжатия. Было продемонстрировано, что одноосное сжатие влияет на сопротивление в обеих конфигурациях, причем в нелокальной гораздо сильнее. Данное наблюдение указывает на то, что краевые состояния вносят вклад в проводимость при 77 К, спектр КЯ HgTe изменяется под давлением. Для наблюдения перехода под влиянием одноосного сжатия из состояния ТИ в состояние нормального изолятора необходимы дополнительные измерения при температуре ниже 4.2 К в нелокальной конфигурации, что планируется реализовать в будущем.

## 8 Благодарности

Хочу выразить благодарность моему научному руководителю Кунцевичу Александру Юрьевичу за создание хорошей атмосферы для работы и постоянную поддержку на протяжении исследований. Также хочу поблагодарить Банникова Михаила Игоревича за обсуждения в ходе работы. Благодарю Пугачева Михаила Владимировича и Дулебо Александра Иосифовича за обучение литографии, Галиуллина Арслана Анваровича за обсуждения и помощь в изготовлении образцов, Завьялова Виталия Вадимовича и Халдеева Станислава Игоревича за помощь в работе с оборудованием в ИФП и дельные советы по работе. Кроме того, хочу поблагодарить Фаттахову Диану Флюоровну за поддержку.

## 9 Список литературы

- [1] M. König, S. Wiedmann, C. Brüne et al. "Quantum Spin Hall Insulator State in HgTe Quantum Wells". *Science*. 318 (5851): 766–770, 2007
- [2] O. A. Pankratov, S. V. Pakhomov, B. A. Volkov. "Supersymmetry in heterojunctions: Band-inverting contact on the basis of  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  and  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ". *Solid State Communications*. 61 (2): 93–96, 1987
- [3] Z. D. Kvon, D. A. Kozlov, E. B. Olshanetsky, G. M. Gusev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky. "Topological insulators based on hgte". *Phys. Usp.*, vol. 190, pp. 673–692, 2020.
- [4] S. S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D. But et al. "Pressure and temperature driven phase transitions in HgTe quantum wells". *Physical Review B*. 12. T. 94. с. 245402, 2016.
- [5] A. M. Kadykov, S. S. Krishtopenko, B. Jouault et al. "Temperature-Induced Topological Phase Transition in HgTe Quantum Wells". *Physical Review Letters*, vol. 120, 2018.
- [6] S. Wiedmann, A. Jost, C. Thienel et al. "Temperature-driven transition from a semiconductor to a topological insulator". *Phys. Rev. B*, vol. 94, p. 245402, 2015.
- [7] Бонч-Бруевич Виктор Леопольдович, Калашников Сергей Григорьевич. "Физика полупроводников". 1977.
- [8] Christoph Brüne. "HgTe based topological insulators". Doctoralthesis: Universität Würzburg, 2014.
- [9] G.M. Gusev, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky et al. "Temperature dependence of the resistance of a two-dimensional topological insulator in a HgTe quantum well". *Phys. Rev. B*, vol. 89, p. 125305, 2014.

- [10] М. Ванников. Выпускная квалификационная работа (бакалаврская работа). "Транспортные свойства гетероструктур на основе HgTe". Долгопрудный: Московский физико-технический институт, 2017.
- [11] S. A. Dvoretzky, D. G. Ikusov, D. Kh. Kvon et al. "Growing HgTe/Cd<sub>0.735</sub>Hg<sub>0.265</sub>Te quantum wells by molecular beam epitaxy". Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing, T.43, № 4.C. 375–381, 2007.
- [12] A. Roth, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, J. Maciejko, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang. "Nonlocal transport in the quantum spin hall state". Science, vol. 325, no. 5938, pp. 294–297, 2009.
- [13] G. M. Gusev, Z. D. Kvon, O. A. Shegai et al. "Transport in disordered two-dimensional topological insulators". Phys. Rev. B, vol. 84, p. 121302, 2011.
- [14] A. Rahim, A. D. Levin, G. M. Gusev et al. "Scaling of local and nonlocal resistances in a 2D topological insulator based on HgTe quantum well". 2D Materials, vol. 2, n. 4, 2015.
- [15] E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, Y. A. Gerasimenko et al. "Metal-insulator transition in a HgTe quantum well under hydrostatic pressure". Jetp Lett. 98, 843–847, 2014.
- [16] V. A. Prudkoglyad, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, V. M. Pudalov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky. "Two-dimensional semimetal in HgTe quantum well under hydrostatic pressure". Phys. Rev. B, vol. 98, p. 155437, 2018.
- [17] K. Nowack, E. Spanton, M. Baenninger et al. "Imaging currents in hgte quantum wells in the quantum spin hall regime". Nature Mater, vol. 12, p. 787–791, 2013.

- [18] E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, G.M. Gusev et al. "Persistence of a Two-Dimensional Topological Insulator State in Wide HgTe Quantum Wells". Phys. Rev. Lett. 114 126802, 2015.
- [19] Лукьянов Алексей Владимирович. Выпускная квалификационная работа (бакалаврская работа). "Экспериментальное изучение транспортных свойств и терагерцового отклика 2D электронного газа в квантовых ямах на основе HgTe". Факультет физики, ВШЭ, 2020.
- [20] Mark Edward Barber. "Uniaxial Stress Technique and Investigations of Correlated Electron Systems". Doctorial Thesis, Springer Theses, <https://doi.org/10.1007/978-3-319-93973-5>, 2018.
- [21] I. Kostylev, S. Yonezawa, and Y. Maeno. "Piezoelectric-based uniaxial strain cell with high strain throughput and homogeneity". J. Appl. Phys. 125, 082535, 2019.
- [22] M. Shayegan and K. Karrai. "Low-temperature, in situ tunable, uniaxial stress measurements in semiconductors using a piezoelectric actuator". Applied Physics Letters 83, 5235-5237, 2003.
- [23] L. Xia, V. Tokranov, S. R. Oktyabrsky and J. A. del Alamo. "Experimental Study of  $\langle 110 \rangle$  Uniaxial Stress Effects on p-Channel GaAs Quantum-Well FETs". IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 58, no. 8, pp. 2597-2603, 2011.