

---

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)»  
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау  
Физтех-кластер академической и научной карьеры (Квантовые наноструктуры, материалы и устройства)

**Направление подготовки / специальность:** 03.04.01 Прикладная математика и физика

**Направленность (профиль) подготовки:** Общая и прикладная физика

## **ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА В ГОМОСТРУКТУРАХ ИЗ 3D ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРОВ**

(магистерская диссертация)

**Студент:**

Пугачев Михаил Владимирович

---

*(подпись студента)*

**Научный руководитель:**

Кунцевич Александр Юрьевич,  
д-р физ.-мат. наук

---

*(подпись научного руководителя)*

**Консультант (при наличии):**

---

*(подпись консультанта)*

Москва 2023

---

## Аннотация

Работа посвящена изучению магнитотранспортных свойств границы между двумя трехмерными топологическими изоляторами (ТИ) с одинаковым топологическим инвариантом в рамках экспериментального подхода. Согласно теоретическим прогнозам, поверхностные состояния в области контакта должны исчезать. В данной работе были получены такие интерфейсы и исследован квантовый транспорт в режиме слабой антилокализации, а также классический транспорт, включая магнитосопротивление и эффект Холла, в широком диапазоне полей и температур (от 2.2 до 300K). Такого рода измерения могут указывать на аннигиляцию или сохранение поверхностных состояний в области контакта двух ТИ.

В качестве материала для исследования был выбран ТИ  $\text{Bi}_{1.1}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{Sb-Sn}$  (BSTS). Структура формировалась из 2 чешуек BSTS и представляла из себя две области с отдельными слоями BSTS и область с их перекрытием. Потенциальные контакты изготавливались к каждой из областей.

Наблюдения показали, что тензор проводимости гомоструктуры BSTS/BSTS близок к сумме тензоров проводимости отдельных слоев BSTS во всем диапазоне температур. Это свидетельствует о сохранении поверхностных состояний в области интерфейса. Эффект слабой антилокализации может быть описан формулой Хиками-Ларкина-Нагаоки с использованием подгоночного параметра - префактора, который указывает на эффективное число проводящих поверхностных каналов. В экспериментах было обнаружено, что сумма префакторов для отдельных чешуек примерно равна префактору в гомоструктуре, что также свидетельствует об отсутствии аннигиляции поверхностных состояний.

Возможно, наблюдаемое отсутствие аннигиляции поверхностных состояний в области контакта связано с наличием органических загрязнений между двумя топологическими изоляторами.

## Содержание

<b>Обозначения и сокращения</b>	<b>4</b>
<b>1 Введение</b>	<b>5</b>
1.1 Актуальность тематики . . . . .	5
1.2 Постановка задачи . . . . .	6
<b>2 Обзор литературы</b>	<b>10</b>
2.1 Трехмерный топологический изолятор . . . . .	10
2.2 История открытия топологических изоляторов . . . . .	11
2.3 Классификация топологических изоляторов . . . . .	13
2.4 Интерфейс между двумя $Z_2$ топологическими изоляторами .	19
<b>3 Магнитотранспортные свойства</b>	<b>21</b>
3.1 Эффект Холла . . . . .	21
3.2 Слабая локализация и антилокализация . . . . .	24
<b>4 Подготовка образцов и методики измерений</b>	<b>30</b>
4.1 Подготовка образцов . . . . .	30
4.2 Монтаж образца для транспортных измерений . . . . .	36
<b>5 Транспортные измерения</b>	<b>39</b>
5.1 Температурная зависимость сопротивления . . . . .	40
5.2 Магнетосопротивление в малых полях. Эффект слабой анти- локализации . . . . .	42
5.3 Эффект Холла в широком диапазоне магнитных полей. Под- гонка данных по двухжидкостной модели. . . . .	45
<b>Дискуссия и заключение</b>	<b>51</b>
<b>Список литературы</b>	<b>54</b>

## Обозначения и сокращения

ТИ - топологический изолятор

ФИАН - физический институт имени П. Н. Лебедева

ARPES - angle-resolved photoemission spectroscopy (фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением)

IPEM-ARPES - incident photon energy modulated angle resolved photoelectron spectroscopy (фотоэлектронная спектроскопия с модуляцией энергии падающего фотона с угловым разрешением)

BSTS -  $\text{Bi}_{1.1}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{Sb-Sn}$

HLN - формула Хиками-Ларкина-Нагаоки

COB - спин-орбитальное взаимодействия

ЦКЭХ - целочисленный квантовый эффект Холла

T-симметрия - симметрия обращения времени

QL - квинт слой

ПВС - поливиниловый спирт

АСМ - атомно-силовой микроскоп

PDMS - полидиметилсилоксан

PPC - полипропиленкарбонат

# 1 Введение

## 1.1 Актуальность тематики

Существование вырожденных по спину состояний на интерфейсе полупроводников с инвертированной зонной структурой было теоретически предсказано Б. Волоковым и О. Панкратовым в ФИАН еще в 1987 году [1]. Впоследствии такие материалы были названы топологическими изоляторами (ТИ). ТИ обладают объемной запрещенной зоной, но, в отличие от обычных изоляторов, на их поверхностях существуют проводящие состояния.

ТИ привлекли большое внимание в физике конденсированного состояния благодаря потенциальному применению в электронике с низким энергопотреблением, квантовых вычислениях и спинтронике [2, 3]. В дополнение к их потенциальным приложениям, топологические изоляторы также обеспечивают перспективную платформу для реализации и изучения ряда квантовых явлений, включая нулевой уровень Ландау с половинным заполнением в режиме квантового эффекта Холла [4], квантовый спиновый эффект Холла [5], дробный заряд и квантованный ток [6], динамическое аксионное поле [7] и другие.

В обычном металле электроны могут рассеиваться на дефектах и других электронах во всех направлениях, кроме того, при рассеянии на фононах часть энергии электрона теряется и преобразуется в тепловые колебания. В результате этих явлений возникает ненулевое электрическое сопротивление. В топологических изоляторах поверхностные состояния ведут себя иначе из-за того, что векторы спина и импульса всегда перпендикулярны друг другу. Поэтому вероятность обратного рассеяния электрона с одновременным изменением направления спина равна нулю. Такое свойство делает топологические поверхностные состояния устойчивыми к немагнитным примесям и увеличивает длину свободного пробега поверхностных но-

сителей [8]. Кроме того, закон дисперсии поверхностных носителей заряда имеет линейный (дираковский) вид [9].

Большой интерес представляет изучение области контакта ТИ с другими материалами (ТИ, изоляторами, металлами, магнетиками, сверхпроводниками и т.д.) для реализации новых электронных/спинтронных устройств [10–14]. Такие интерфейсы интересны и с фундаментальной точки зрения, потому что на них могут проявляться уникальные квантовые явления. Например, вблизи сверхпроводника топологические изоляторы могут реализовать топологическое сверхпроводящее состояние, содержащее майорановские нулевые моды в коре вихря Абрикосова. Майорановские моды могут быть основой для квантовых вычислений [15]. Магнитное допирование топологического изолятора может привести к появлению квантового аномального эффекта Холла если уровень Ферми оказывается в магнитной обменной щели [16].

Фундаментальный интерес представляет изучение интерфейса между ТИ и ТИ. В настоящий момент эта область остается малоизученной: ограниченное количество работ носит, в основном, теоретический характер. Расчеты из первых принципов и исследования с помощью ARPES указывают на то, что поверхностные состояния в области границы двух топологических состояний должны исчезнуть [17, 18]. Прямым доказательством исчезновения поверхностных состояний могли бы послужить транспортные измерения, например, исследования слабой антилокализации, - квантового интерференционного эффекта, амплитуда которого пропорциональна количеству проводящих поверхностных каналов. До сих пор подобных измерений проведено не было.

## 1.2 Постановка задачи

Целью данной дипломной работы является исследование магнито-транспортных свойств интерфейса ТИ/ТИ в широком диапазоне темпера-

тур и поиск эффектов, связанных со взаимодействием соприкасающихся поверхностей.

В качестве исследуемого (ТИ) был выбран  $\text{Bi}_{1.1}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{Sb-Sn}$  (BSTS) из-за его уникальной зонной структуры [19]. У этого материала имеется объемная запрещенная зона  $\approx 350$  мэВ с уровнем Ферми внутри этой зоны. Поверхностные дираковские состояния также расположены внутри объемной запрещенной зоны. Благодаря этим свойствам зонной структуры BSTS, при низких температурах можно исключить вклад объемных носителей заряда в транспортные свойства и изучать только топологические поверхностные состояния.

Кристалл BSTS является слоистым материалом типа Ван-дер-Ваальса, что позволяет получать отдельные чешуйки с помощью механического шелушения [19]. Создание гомоструктуры ТИ/ТИ из этих чешуек возможно с использованием метода сухой сборки [20]. Создание металлических контактов к структуре возможно с использованием двухслойной литографии и техники термического напыления металла [21]. Таким образом, имеющаяся лабораторная технология делает возможным создание образцов гомоструктур для исследования межслоевого взаимодействия.

Для изучения свойств в интерфейсе ТИ/ТИ с помощью транспортных измерений важно знать как ведет себя по отдельности каждый из ТИ, формирующих интерфейс и как - результат их наложения. Значит, необходима структура, в которой есть две области с одиночными чешуйками BSTS и область с их перекрытием, см. рис.1.

Для изучения интерфейса между двумя топологическими изоляторами исследуется эффект слабой антилокализации, который наблюдается в BSTS при температурах ниже 20 К и магнитных полях менее 1 Тесла. Для анализа этого эффекта используется формула Хиками-Ларкина-Нагаоки (HLN), которая описывает магнитопроводимость двумя подгоночными параметрами [22]. Один из этих параметров - префактор (амплитуда эффек-

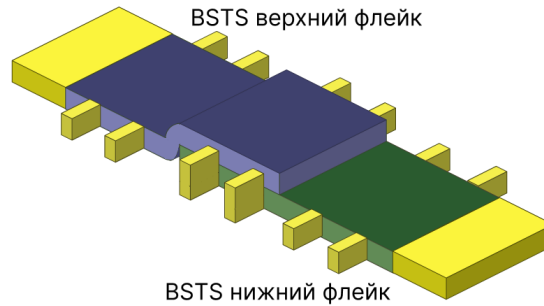


Рис. 1: Схематическом изображении структуры ТИ/ТИ. Зеленым и синим цветами обозначены чешуйки BSTS, золотым цветом обозначены металлические контакты.

та). Он указывает на количество проводящих каналов в системе. Для одиночной чешуйки топологического изолятора BSTS префактор должен быть равен  $-1$  (по  $-0.5$  на каждый топологический поверхностный проводящий канал). Таким образом, если в гомоструктуре BSTS/BSTS сохраняются все 4 поверхностных проводящих канала, то префактор должен быть равен  $-2$ . Если проводящие поверхности в области интерфейса пропадают, то префактор должен быть  $-1$ . Стоит задача проверить, что реализуется экспериментально.

Информацию о количестве проводящих каналов также несет температурная зависимость продольного сопротивления и эффекта Холла в широком диапазоне температур. При высоких температурах основной вклад в проводимость вносят объемные состояния, а при низких они "вымерзают" и основной вклад в проводимость будут вносить поверхностные топологические состояния. Таким образом, область пересечения при высоких температурах нужно рассматривать как два параллельных резистора, а при низких из-за возможной аннигиляции двух поверхностных состояний, проводимость области перекрытия будет определяться вкладом нижней поверхности нижней чешуйки и верхней поверхности верхней чешуйки и не будет являться суммой проводимости компонент.

Таким образом, задачей автора являлось получение чешуек BSTS,



сборка гомоструктуры, изготовление металлических контактов, использование установки FIB для формирования меза структуры, анализ высоты и чистоты чешуек BSTS с помощью атомно-силовой микроскопии, монтирование образцов на вставку для транспортных измерений, сборка схемы измерений, написание программ измерений на питоне, обработка данных, анализ и сопоставление с теоретическими моделями.

## 2 Обзор литературы

### 2.1 Трехмерный топологический изолятор

Трехмерный топологический изолятор (3D ТИ) - это материал, который проявляет свойства изолятора внутри в объеме, но имеет двухмерную проводящую поверхность на границе с вакуумом или другим материалом. Это происходит благодаря топологически нетривиальной зонной структуре материала - зонной инверсии.

Рассмотрим зонную структуру  $Bi_2Se_3$  см.рис.2. Без учета спин-орбитального взаимодействия (СОВ) зонная структура имеет тривиальную топологию. При учете СОВ появляется область в  $k$ -пространстве, где валентная зона находится выше по энергии, чем зона проводимости, то есть происходит инверсия зоны [23].

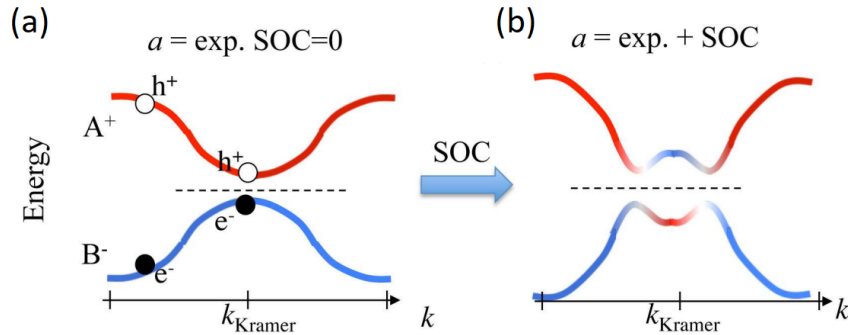


Рис. 2: Зонная структура  $Bi_2Se_3$  без (a) и с (b) учетом спин орбитального взаимодействия. Изображение взято из работы [23].

Когда топологический изолятор соприкасается с тривиальным изолятором (например, вакуумом), запрещенная зона должна измениться с инверсной на обычную. При этом возникает металлическое состояние, то есть состояние с нулевой запрещенной зоной. Это состояние локализовано на границе перехода и обусловлено непрерывностью энергетических уровней в кристаллической решетке [24].

Общий вид гамильтониана поверхностных состояний 3D топологиче-

ского изолятора в  $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{p})$  приближении [25, 26] можно записать как:

$$\hat{H}(\mathbf{k}) = \frac{k_x^2 + k_y^2}{2m^*} + \mu + \alpha_{Rk}(k_x\sigma_y - k_y\sigma_x) + \lambda k_x(k_x^2 - 3k_y^2)\sigma_z, \quad (2.1)$$

$$\alpha_{Rk} = \alpha_R(1 + s(k_x^2 + k_y^2)).$$

Здесь  $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  - матрицы Паули в спиновом пространстве,  $\mu$  - химический потенциал,  $\alpha_R$  - коэффициент Рашбы, который пропорционален спиновому расщеплению объемных состояний и равен скорости Ферми для поверхностных состояний,  $s$  - коэффициент поправки к эффекту Рашбы третьего порядка. При  $\alpha_R^2 s (m^*)^2 > 1/12$  (что обычно выполняется для 3D ТИ) поверхностные состояния формируют конус Дирака, в котором спин однозначно связан с импульсом [25].

## 2.2 История открытия топологических изоляторов

Существование безмассовых электронов в системе с инвертированной зонной структурой было предсказано еще в 1985 году в ФИАНе Борисом Волковым и Олегом Панкратовым [27]. Двумя годами позднее было предсказано, что бесщелевые состояния Дирака существуют на контакте инверсии зон в гетероструктурах PbTe/SnTe и HgTe/CdTe [1]. Первый эксперимент по реализации состояния 2D топологического изолятора в квантовых ямах CdTe/HgTe/CdTe был поставлен только 20 лет спустя. Сложность состояла в выращивании гетероструктур, состоящих из кристаллических пленок высокого качества, так как HgTe и CdTe имеют различные параметры решетки и коэффициенты теплового расширения [28].

Для формирования инвертированной зонной структуры требуется спин-орбитальное взаимодействие, которое усиливается с ростом заряда ядра. Поэтому для создания топологических изоляторов целесообразно использовать тяжелые элементы, такие как вольфрам, ртуть, олово и висмут. Первым трехмерным топологическим изолятором, который был реализован

экспериментально, был  $Bi_{1-x}Sb_x$ . С помощью фотоэлектронной спектроскопии с модуляцией энергии падающего фотона с угловым разрешением (IPEM-ARPES) было обнаружено, что на поверхности данного объемного изолятора реализуется "топологический металл" [9].

Впоследствии поверхностные состояния наблюдались во многих других материалах, например  $Bi_2Se_3$  (селенид висмута),  $Bi_2Te_3$  (теллурид висмута),  $Sb_2Te_3$  (теллурид сурьмы). Изучение транспортных свойств поверхностных состояний в этих материалах затруднено из-за преобладания объемной проводимости [29, 30]. Объемная проводимость объясняется легирующим действием дефектов в данных кристаллах, недостаточной чистотой материала и наличием примесей, которые вносят дополнительные электронные состояния.  $Bi_2Se_3$  имеет наибольшую среди данного класса материалов запрещенную зону ( $\approx 300$  мЭв), при этом уровень Ферми почти всегда расположен в зоне проводимости [31]. Ширина запрещенной зоны у  $Bi_2Te_3$  составляет  $\approx 150$  мЭв. Положением уровня Ферми можно управлять, меняя состав расплава. При росте из расплава возможно получение кристаллов, меняющих тип проводимости с дырочного на электронный в направлении оси роста [32]. Вырастить кристалл с уровнем Ферми лежащем точно в запрещенной зоне - сложно. Таким образом в двухкомпонентных материалах  $M_2X_3$  ( $M = Sb, Bi$ ;  $X = S, Se, Te$ ) не получается создать образец, в котором были бы поверхностные электроны, а объемные не проявлялись. Это препятствует изучению транспортных свойств дираковских поверхностных электронов.

Для исследования поверхностных состояний в объемных кристаллах топологического изолятора необходимо, чтобы они обладали следующими характеристиками:

- поверхностные состояния "изолированы" по энергии от объемных состояний (конус Дирака поверхностных состояний должен находиться в

запрещенной зоне);

- низкая концентрация объемных носителей заряда (уровень Ферми должен находиться в запрещенной зоне);
- возможность надежного выращивания "крупных" монокристаллов высокого качества.

Для получения кристалла 3D ТИ, удовлетворяющего этим требованиям, использовались различные подходы выращивания кристалла с комбинацией элементов Sb, Bi, S, Se, Te и допированием их Sn и V. В 2016 году был описан подход для получения монокристалла  $\text{Bi}_{1.1}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}-\text{Sn}$  (BSTS) с объемной запрещенной зоной  $\approx 350$  МэВ и точкой Дирака поверхностных состояний на 120 МэВ выше максимума валентной зоны и на 230 МэВ ниже минимума зоны проводимости. Объемная концентрация составила примерно  $10^{14}$   $\text{см}^{-3}$  при низких температурах [19], что фактически означало поверхностную проводимость. На рисунке 3 (а) показана кристаллическая структура BSTS, (b) характерная зависимость удельного сопротивления от температуры и (c) зонная структура, полученная по данным ARPES.

### 2.3 Классификация топологических изоляторов

Зонная структура играет важную роль в физике конденсированного состояния, но многие свойства материала нельзя предсказать лишь по зонной структуре. Одним из примеров является целочисленный квантовый эффект Холла (ЦКЭХ) [33]. Он наблюдается в двумерном электронном газе при наличии сильного перпендикулярного магнитного поля. Зонная структура представляет собой набор дискретных уровней Ландау и подобна классической зонной структуре диэлектрика. Однако когда уровень Ферми находится между двумя из таких уровней, наблюдается поперечная

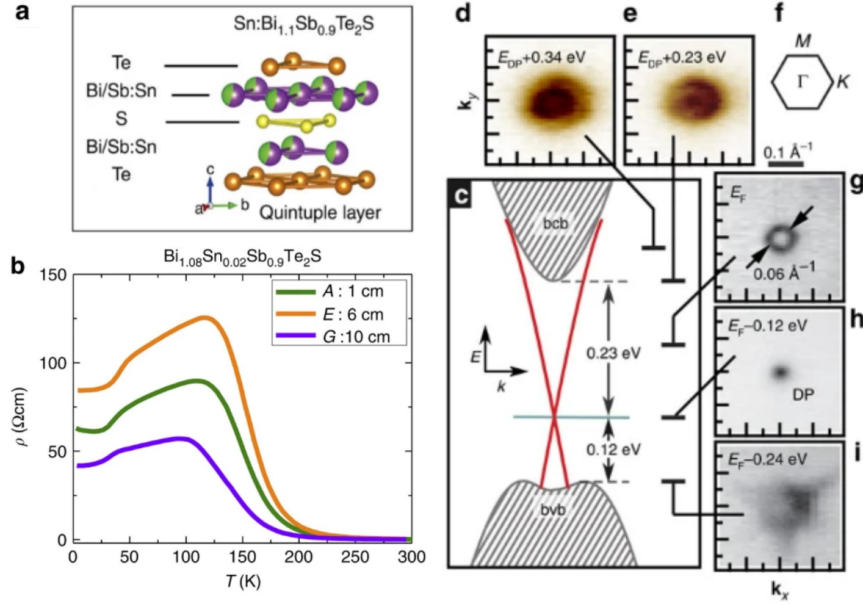


Рис. 3: (a) Схема одного квинт-слоя BSTS, доля цвета для атомов Bi/Sb на рисунке соответствует составу. (b) Графики зависимости  $\rho$  от  $T$  для трех свежесколотых сегментов одного длинного кристалла. (c) Схема зонной структуры Sn-BSTS вблизи энергии Ферми, полученная по данным ARPES. Серые пунктирные линии - область объемной запрещенной зоны, красные линии - поверхностные состояния, а бирюзовая линия показывает положение точки Дирака. (d, e, g, h, i) Карты ARPES с постоянной энергией, относительно уровня Ферми. (f) Схема зоны Бриллюэна с точками высокой симметрии. Изображения взяты из работы [19].

проводимость  $\sigma_{xy} = N \frac{e^2}{h}$ , где  $N$  - количество заполненных уровней Ландау. По краям возникают 1-D проводящие каналы из-за отражения электронов от стенки, см. рис. 4 (a). При этом направление движения по краевому состоянию определяется магнитным полем, что приводит к нарушению симметрии обращения времени.

Разница между обычным изолятором и состоянием квантового Холла может быть объяснена с точки зрения топологии. Зонная структура является отображением квазиимпульса  $\mathbf{k}$  в Блоховский гамильтониан  $\hat{H}(\mathbf{k})$ . Зонные структуры с энергетическими щелями можно разбить на классы эквивалентности. Будем считать, что изоляторы эквиваленты, если их гамильтонианы можно деформировать друг в друга, не закрывая энергетическую щель. Эти классы отличаются топологическим инвариантом  $n$  (целое

число), называемое инвариантом Черна.

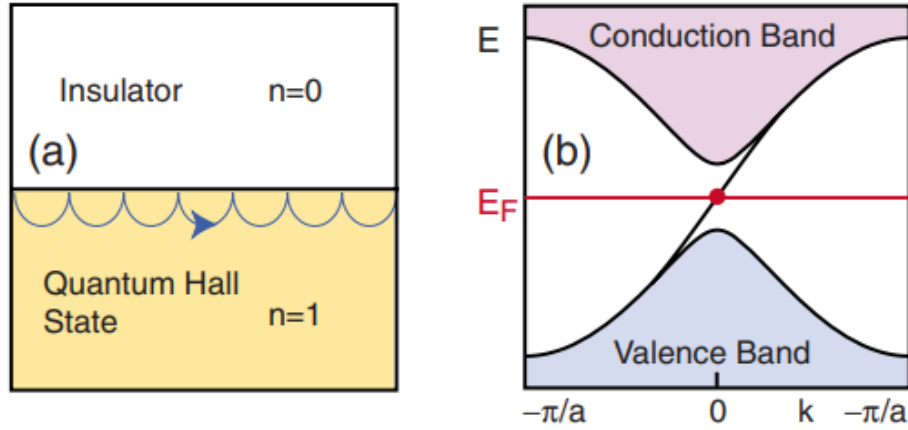


Рис. 4: Краевое состояние на интерфейсе между квантовым состоянием Холла и изолятором. (а) Движения электрона в сильном магнитном поле около края. (б) Электронная структура полубесконечной геометрии с краем в модели Холдейна. Одно краевое состояние соединяет валентную зону с зоной проводимости.

## Инвариант Черна

Рассмотрим двумерный электронный газ в периодическом потенциале. Собственные функции будут представлять собой функции  $u(k, r)e^{ikr}$ , где  $u(k, r)$  - функция Блоха, периодическая с периодом решетки. Можно записать гамильтониан в виде  $\hat{H}(\mathbf{k})$ .

Набег фазы по замкнутой траектории в импульсном пространстве называется фазой Берри [34]. Математически фаза Берри определяется как интеграл вдоль замкнутого контора бриллюэновской зоны от потенциала (связанности) Берри:

$$\phi = \oint dk \text{Tr}[A(k)] \quad (2.2)$$

С потенциалом Берри  $A_{ij}$ , где  $u_i(k)$  - блоховские функции

$$A_{ij} = \langle u_i(k) | \partial_k | u_j(k) \rangle, \quad (2.3)$$

Если бы функции Блоха не зависели от  $k$ , то фаза Берри тождественно была бы равна  $2\pi$ . В топологических изоляторах результат будет

другой.

Пусть гамильтониан изменяется незначительно, тогда будут меняться функции Блоха, но фаза Берри останется инвариантом.

Еще один инвариант, позволяющий ввести классификацию топологических материалов - число Черна, определяющееся как поток от поля Берри:

$$N = \frac{1}{2\pi} \oint d\mathbf{S} \text{Tr}[F] , \text{ где } F_{ij,xy} = \partial_x A_{ij,y} - \partial_y A_{ij,x} - i[A_x, A_y]_{ij} \quad (2.4)$$

Можно показать, что инвариант Черна  $n = 0$  соответствует обычному изолятору, а  $n \neq 0$  соответствует состояниям в режиме квантового эффекта Холла. Наличие краевых 1D состояний в квантовом эффекте Холла может быть объяснено с точки зрения топологии. Представим себе систему, в которой происходит контакт между изоляторами с  $n = 0$  и  $n = 1$ . В области контакта энергетическая щель должна исчезнуть, иначе топологический инвариант не сможет измениться. Следовательно, возникнут краевые состояния в области контакта. Волновые функции и закон дисперсии эти состояний можно получить в явном виде, рассмотрев модель Халдейна [35], см. рис. 4 (b).

## $\mathbb{Z}_2$ топологические изоляторы

В случае квантового эффекта Холла, магнитное поле нарушало симметрию обращения времени (Т-симметрия) и приводило к ненулевым значениям инварианта Черна. В 2005 году С. Л. Кане и Е. Ж. Меле показали, что спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) можно использовать как эффективное магнитное поле, при этом, не нарушая симметрии обращения времени. Инвариант Черна в этом случае будет равен нулю [36]. Однако наличие СОВ приводит к появлению топологически нетривиального класса зонных структур.

Для топологических изоляторов важно СОВ, Т-симметрия и наличие



у части спина  $1/2$ . В отсутствие СОВ все состояния вырождены по спину, то есть для каждого значения энергии (кроме точек  $k = 0, \pm \frac{\pi}{a}$ ) имеется по крайней мере четырехкратное вырождение (двойное по импульсу и двойное по спину). СОВ снимает это вырождение. Согласно теореме Крамерса, все собственные состояния должны остаться по крайней мере двукратно вырожденными. Состояния с противоположными импульсами должны иметь противоположные спины. На рисунке 5 показаны состояния с положительными импульсами.

Существует два способа соединить законы дисперсии в точках  $k = 0, \pm \frac{\pi}{a}$ . На рисунке 5 (а) эти состояния соединены попарно. В этом случае при медленных непрерывных изменениях гамильтониана можно "вытолкнуть" краевое состояние в запрещенную зону. Краевые состояния имеют четное количество точек пересечения с уровнем Ферми,  $\nu_0 \bmod 2 = 0$ . В случае последовательного соединения (рис. 5 б) уровень Ферми имеет одно пересечение с краевыми состояниями и это состояние невозможно полностью удалить из запрещенной зоны, не закрывая ее. Для второго случая  $\nu_0 \bmod 2 = 1$ . В работе [37] был введен инвариант  $\mathbb{Z}_2$  двумерного топологического изолятора.

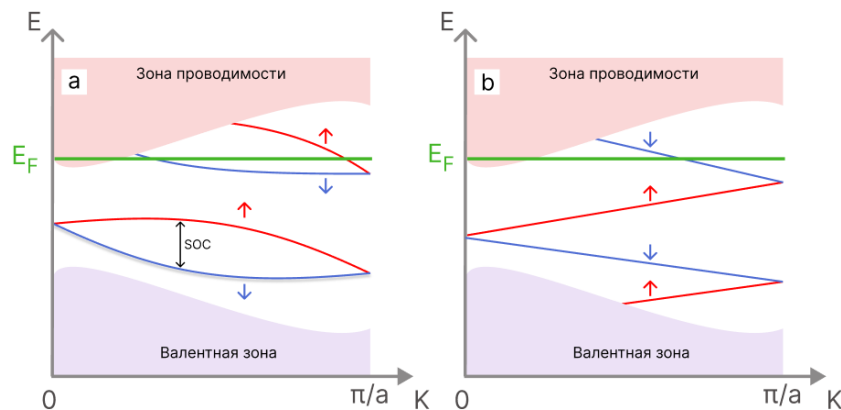


Рис. 5: Зонная структура между двумя вырожденными точками Крамерса  $0$  и  $\pi/a$ . Число поверхностных состояний, пересекающих энергию Ферми  $E_F$ , четное число для (а), нечетное число для (б). Нечетное число пересечений приводит к топологически защищенным металлическим граничным состояниям.

Трехмерный топологический изолятор характеризуется 4-мя инвариантами  $\mathbb{Z}_2$  ( $\nu_0, \nu_1, \nu_2, \nu_3$ ) так как существует уже 4 точки в зоне Бриллюэна, где спиновые состояния вырождены:  $k = (0, 0), (0, \pi/a), (\pi/a, 0), (\pi/a, \pi/a)$ . Простейшие нетривиальные трехмерные топологические изоляторы могут быть построены путем "наложения" слоев двумерного топологического изолятора. Тогда  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$  можно понимать как индексы Миллера, которые характеризуют расположение атомных плоскостей в кристалле. Трехмерный топологический изолятор с ( $\nu_0 = 1$ ) называют "сильным" топологическим изолятором, а для ( $\nu_0 = 0$ ) называют "слабым". Краевые состояния сильного/слабого 3D ТИ имеют нечетное/четное число точек Дирака. Сильный топологический изолятор обладает важным свойством - в нем направление спина и импульса однозначно связаны, что делает поверхностные дираковские состояния устойчивыми относительно рассеяния назад на немагнитных примесях. Из-за симметрии обращения времени спины состояний с импульсами  $k$  и  $-k$  противоположны. В 3D ТИ ориентация спина в импульсном пространстве направлена по окружности (см. рис. 6 а). Поверхностные состояния в слабом топологическом изоляторе, как правило, присутствуют только на чистых поверхностях, так как они разрушаются при наличии беспорядка.

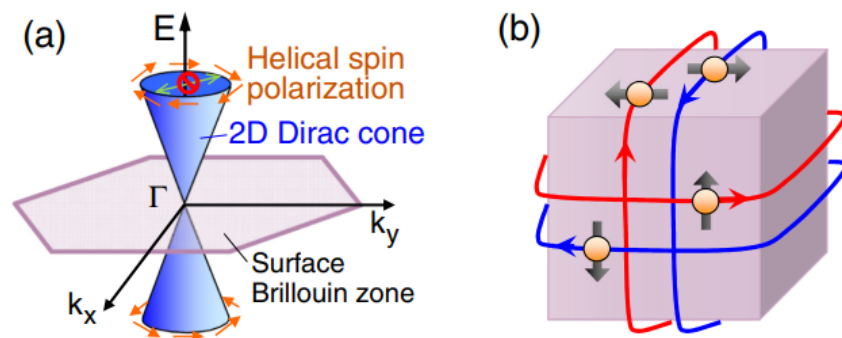


Рис. 6: (а) Зонная структура спинового невырожденного поверхностного состояния 3D ТИ, образующего двумерный конус Дирака. (б) Схематическое изображение поверхностных состояний 3D ТИ. Изображение из работы [38].

Для определения хиральности (в какую сторону закручен спин) поверхностных состояний 3D ТИ используют зеркальное число Черна [39,40]. Модуль зеркального числа Черна говорит о кол-ве поверхностных конусов Диарка, знак говорит о хиральности. Спиновая хиральность поверхностных состояний определяется теми р-орбиталями, которые формируют инвертированную запрещенную зону. Хиральность одинакова у топологических изоляторов  $Bi_2Se_3$ ,  $Bi_2Te_3$ ,  $Bi_{1-x}Sb_x$ ,  $Sb_2Te_3$ , BSTS и др. и равна -1 [39,41].

## 2.4 Интерфейс между двумя Z2 топологическими изоляторами

Как мы видели в предыдущих примерах, краевые состояния возникают на границах между двумя материалами с тривиальной и не тривиальной топологией. Если рассматривать интерфейс между двумя 3D топологическими изоляторами с  $\nu_0 = 1$ , то наличие краевых состояний в области контакта будет определяться зеркальным числом Черна (направление закрученности спина электрона). Если два 3D ТИ имеют одинаковое зеркальное число Черна, то состояния в области перекрытия должны исчезнуть, и структуру можно рассматривать как один большой 3D ТИ.

Существует несколько теоретических работ, в которых изучался такой интерфейс. В работе [41] была рассчитана зонная структура для интерфейса  $Sb_2Te_3/Bi_2Te_3$  из первых принципов с помощью приближения сильной связи. Для такой гетероструктуры предсказывается аннигиляция поверхностных состояний в области контакта (зеркальные числа Черна одинаковые для этих ТИ). Гомоструктура ( $BiSbTeSe_2/BiSbTeSe_2$ ) была теоретически исследована в работе [18] путем численных расчетов из первых принципов с использованием теории функционала плотности. Показывается, что краевые состояния в области контакта исчезают, если расстояние между двумя ТИ меньше 7 ангстрем.

Экспериментально методами ARPES был исследован контакт между

пленкой 6-QL (6 квинт слоев)- $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и 2QL- $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , выращенных на кремниевой подложке с помощью метода молекулярно-лучевой эпитаксии. Отдельная пленка  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  очень тонкая. В таких сверхтонких пленках ТИ в результате квантового туннелирования между состояниями на верхней и нижней поверхности топологическая защита разрушается и появляется щель в спектре в точке Дирака. [42–44]. Величина энергетической щели порядка туннельного матричного элемента, аналогичной расщеплению связанных и антисвязанных орбиталей в двухъямном потенциале.

Таким образом, отдельная пленка 6QL- $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  является 3D ТИ, а 2QL- $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  уже нет. При образовании гетероструктуры 6QL- $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ /2QL- $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  поверхностные состояния наблюдались с помощью ARPES на нижней поверхности  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и верхней поверхности  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , таким образом структура "объединялась" в один 3D ТИ.

До сих пор транспортных подтверждений аннигиляции или взаимодействия прилегающих поверхностных состояний, насколько нам известно, получено не было.

### 3 Магнитотранспортные свойства

#### 3.1 Эффект Холла

Классическая теория Друде описывает электрическую проводимость в металлах, обусловленную движением свободных электронов. Движение электрона рассматривается под действием внешнего электрического поля. За время  $\tau$  электрон испытывает столкновение и теряет накопленный импульс. Тогда для средней скорости электрона получается  $v = \frac{eE\tau}{m}$ , а для плотности тока -  $j = \sigma_0 E = \frac{ne^2 E \tau}{m} E$ .

Рассмотрим влияние магнитного поля ( $\mu B \ll 1$ ) на тензор проводимости. Уравнение движения заряженной частицы в поле принимает следующий вид:

$$m\left(\frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{\mathbf{v}}{\tau}\right) = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.1)$$

Будем рассматривать стационарный случай и считать что магнитное поле направлено вдоль оси  $z$ : ( $B = (0, 0, B)^T$ ). Запишем систему в матричном виде, обозначив подвижность  $\mu = \frac{e\tau}{m}$ :

$$\begin{pmatrix} 1 & -\mu B & 0 \\ \mu B & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} = \mu \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

Если для проводимости Друде в нулевом поле ввести обозначение  $\sigma_0 = ne\mu$ , тогда тензоры сопротивления и проводимости будут равны соответственно:

$$\rho = \frac{1}{ne\mu} \begin{pmatrix} 1 & -\mu B & 0 \\ \mu B & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \sigma = \frac{\sigma_0}{1 + (\mu B)^2} \begin{pmatrix} 1 & \mu B & 0 \\ -\mu B & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

Пусть образец представляет из себя прямоугольный параллелепипед с длиной  $l$  (вдоль оси  $x$ ), шириной  $w$  (вдоль оси  $y$ ) и высотой  $h$  (вдоль оси

z) так что  $l \gg w \gg h$ . Будем считать то ток направлен вдоль оси  $x$ . Тогда измеряя продольное ( $V_x$ ) и поперечное ( $V_y$ ) напряжение можно вычислить концентрацию, подвижность и знак носителей заряда.

$\mathbf{j} = \sigma_0 \mathbf{E}$  и используя уравнение 3.3 получаем  $E_y = -\frac{\sigma_{yx}}{\sigma_{yy}} E_x = \mu B E_x$ . Тогда выражение для подвижности ( $l'$  - расстояние между двумя продольными контактами)

$$\mu = \frac{1}{B} \frac{V_y l'}{V_x w} \quad (3.4)$$

Для того, чтобы выразить концентрацию найдем полный ток,  $I = jhw = E_x(\sigma_{xx} + \sigma_{xy}\mu B)hw = \sigma_0 E_x hw = neh \frac{V_y}{B}$ . Получим

$$n = \frac{1}{eh} \left( \frac{V_y}{IB} \right)^{-1} \quad (3.5)$$

## Эффект Холла в двухжидкостной модели

Рассмотрим систему с двумя типами носителей заряда, например, поверхностные носители заряда с  $\mu_1$  и  $n_1$  в 3D ТИ и объемные носители с  $\mu_2$  и  $n_2$ . В 3D ТИ правильно рассматривать скорее систему с 3-мя проводящими каналами, так как нижняя и верхняя поверхность не являются идентичными из-за их различного окружения (обычно, нижняя поверхность граничит с подложкой, а верхняя - с вакуумом). Мы ограничимся двухжидкостной моделью, так как добавление 3-го проводящего канала увеличит количество параметров подгонки и сильно усложнит математические выкладки.

Тензор удельной проводимости такой системы представляет из себя сумму двух тензоров для каждой жидкости:

$$\sigma_{xx}(B) = \sigma_{xx_1}(B) + \sigma_{xx_2}(B) = \frac{en_1\mu_1}{1 + (\mu_1 B)^2} + \frac{en_2\mu_2}{1 + (\mu_2 B)^2} \quad (3.6)$$

$$\sigma_{xy}(B) = \sigma_{xy_1}(B) + \sigma_{xy_2}(B) = \frac{en_1\mu_1^2 B}{1 + (\mu_1 B)^2} + \frac{en_2\mu_2^2 B}{1 + (\mu_2 B)^2} \quad (3.7)$$

Во время транспортных измерений эффекта Холла обычно получают экспериментальные значения для  $V_x$  и  $V_y$ , из которых можно пересчитать значения компонент тензоров проводимости  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{xy}$ , а после - подобрать оптимальные значения для  $n_1, n_2, \mu_1, \mu_2$ . Используя что  $\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}$ ,  $\rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}$  и формулы 3.6, 3.7 можно получить  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  (математические выкладки являются достаточно простыми, но громоздкими, и по этим причинам не приводятся):

$$\rho_{xx} = \frac{1}{en_1\mu_1 + en_2\mu_2} \left[ \frac{1 + \frac{(n_1\mu_2 + n_2\mu_1)\mu_1\mu_2}{n_1\mu_1 + n_2\mu_2} B^2}{1 + \left( \frac{(n_1 + n_2)\mu_1\mu_2}{n_1\mu_1 + n_2\mu_2} \right)^2 B^2} \right] \quad (3.8)$$

$$\rho_{xy} = \frac{n_1\mu_1^2 + n_2\mu_2^2}{e(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)^2} \left[ \frac{1 + \frac{(n_1 + n_2)\mu_1^2\mu_2^2}{n_1\mu_1^2 + n_2\mu_2^2} B^2}{1 + \left( \frac{(n_1 + n_2)\mu_1\mu_2}{n_1\mu_1 + n_2\mu_2} \right)^2 B^2} \right] B \quad (3.9)$$

В двухжидкостной модели полезно рассмотреть также асимптотики при малых и больших магнитных полях. Введем следующие обозначения  $\rho_0 = \frac{1}{en_1\mu_1 + en_2\mu_2}$ ,  $\mu_0 = \frac{(n_1 + n_2)\mu_1\mu_2}{n_1\mu_1 + n_2\mu_2}$ ,  $R_{H0} = \frac{n_1\mu_1^2 + n_2\mu_2^2}{e(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)^2}$ . Для малых магнитных полей ( $(\mu_0 B)^2 \ll 1$ ) Разложим выражения 3.8 и 3.9 до членов, соответствующих порядку малости  $(\mu_0 B)^2$

$$\rho_{xx} = \rho_0 \left[ 1 + (\mu_0 B)^2 \frac{n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} \frac{(\mu_1 - \mu_2)^2}{\mu_1 \mu_2} \right] \quad (3.10)$$

$$\rho_{xy} = R_{H0} \left[ 1 - (\mu_0 B)^2 \frac{n_1 n_2}{(n_1 + n_2)} \frac{(\mu_1 - \mu_2)^2}{(n_1 \mu_1^2 + n_2 \mu_2^2)} \right] B \quad (3.11)$$

При достаточно больших магнитных полях  $(\mu_0 B)^2 \gg 1$  разложим до членов порядка малости  $\frac{1}{(\mu_0 B)^2}$

$$\rho_{xx} = \frac{1}{e} \frac{n_1\mu_2 + n_2\mu_1}{(n_1 + n_2)^2 \mu_1 \mu_2} \left[ 1 - \frac{1}{(\mu_0 B)^2} \frac{n_1 n_2}{(n_1 + n_2)} \frac{(\mu_1 - \mu_2)^2}{(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)(n_1\mu_2 + n_2\mu_1)} \right] \quad (3.12)$$

$$\rho_{xy} = \frac{1}{e(n_1 + n_2)} \left[ 1 + \frac{1}{(\mu_0 B)^2} \frac{n_1 n_2 ((\mu_1 - \mu_2)^2)}{(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)^2} \right] B \quad (3.13)$$

Это означает, что в рамках двухжидкостной модели продольное сопротивление ( $\frac{V_{xx}}{I}$ ) и коэффициент Холла ( $\frac{V_{xy}}{IB}$ ) будут вести себя нелинейно и выходить на константы только при очень малых и очень больших магнитных полях.

## 3.2 Слабая локализация и антилокализация

### Слабая локализация

Слабая локализация представляет собой квантово-механический эффект, возникающий в результате интерференции электрона с самим собой при его движении в разных направлениях по замкнутым траекториям. Этот эффект проявляется в изменении вероятностного распределения электронов в пространстве, что влечет за собой изменения в проводимости.

Рассмотрим вырожденный электронный газ ( $\epsilon_F \gg T$ ) со скоростью Ферми  $v_F$  и длиной свободного пробега  $l = v_F \tau$ . Пусть в начальный момент времени  $t = 0$  электрон находится в начале координат  $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ . Рассмотрим диффузионное движение электрона при  $t \gg \tau$

Найдем вероятность  $p(\mathbf{r}, t)$  электрона в момент времени  $t$  оказаться в точке  $\mathbf{r}$ . В одномерной системе случайное блуждание электрона будет описываться распределением Гаусса со среднеквадратичным отклонением  $\sigma = \sqrt{Dt}$  (коэффициент диффузии  $D = lv_F$ ) и средним значением  $\langle x \rangle = 0$  (считаем что нет направленного течения электронов). Для перехода к  $n$ -мерной системе следует заменить  $\exp(-\frac{x^2}{4Dt})$  на  $\exp(-\frac{n\mathbf{r}^2}{2DT})$ . С учетом новой нормировки ( $\int p(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = 1$ ) получим

$$p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\left(\frac{2\pi Dt}{n}\right)^{\frac{n}{2}}} \exp\left(-\frac{n\mathbf{r}^2}{2DT}\right) \quad (3.14)$$

Теперь рассмотрим траекторию, при которой частица через время  $t < \tau_\phi$  вернется в начальную точку  $\mathbf{r} = \mathbf{0}$ . Пусть вероятность этого события для какой-то одной фиксированной траектории равна  $|A_1 e^{-i\varphi}|^2 = A^2$ . В силу



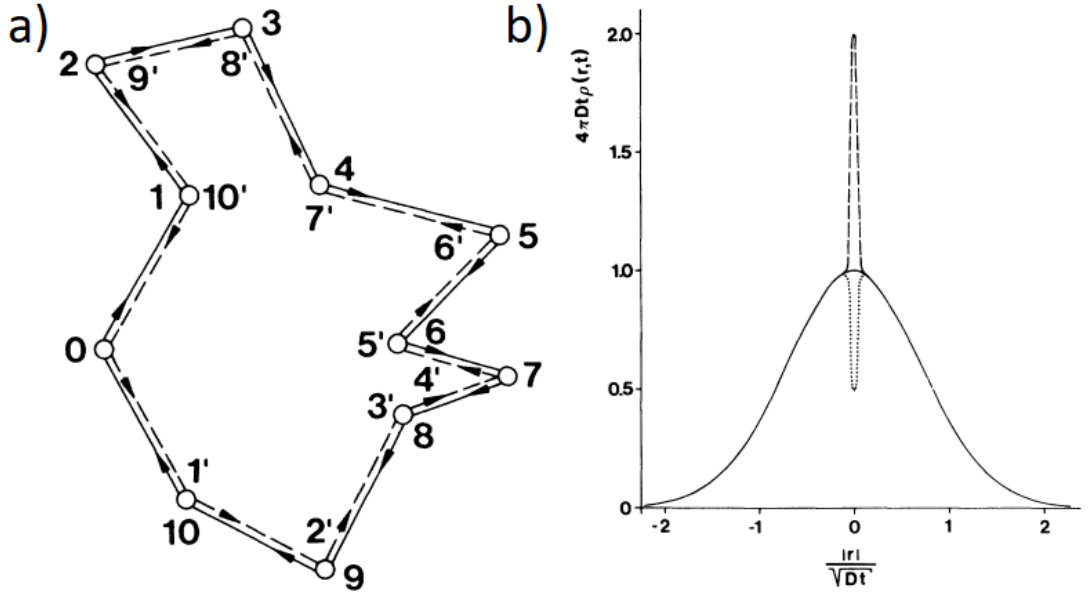


Рис. 7: (а) Диффузионный путь электрона в неупорядоченная система. Электрон распространяется в обоих направлениях(сплошная и пунктирная линии). Изображения взято из работы [45].(b) Функция  $p(\mathbf{r}, t)$  при диффузии на плоскости ( $d=2$ ) в момент времени  $t$ . В квантовой диффузии (отмечено штриховой линией) вероятность вернуться в исходную точку в два раза выше, чем в классической диффузии (сплошная кривая). Спин орбитальное взаимодействие уменьшает вероятность в 2 раза (пунктирный линия) и приводит к слабой антилокализации. Изображения взято из работы [45].

симметрии задачи, электрон может двигаться по этой же траектории, но в обратном направлении, при этом он также окажется в исходной точке. Вероятность этого события  $|A_2 e^{-i\varphi}|^2 = |A_1 e^{-i\varphi}|^2 = A^2$ . Тогда в классическом случае вероятность вернуться назад равна сумме вероятностей пройти по каждой траектории. В квантовой механике складываются сами волновые функции электронов, а вероятность находится как квадрат модуля суммы. Получим:

$$\begin{aligned}
 \text{классический случай: } & |A_1 e^{-i\varphi}|^2 + |A_2 e^{-i\varphi}|^2 = 2A^2 \\
 \text{квантовый случай: } & |A_1 e^{-i\varphi} + A_2 e^{-i\varphi}|^2 = |2A_1 e^{-i\varphi}|^2 = 4A^2
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

На самом деле увеличивается вероятность найти частицу не в точке  $\mathbf{r} = \mathbf{0}$  а в окрестности этой точки. Величину этой окрестности можно найти из соотношения неопределенности как  $\delta r \approx \lambda \approx \frac{1}{k_F}$

Квантовая интерференция электронов увеличивает вероятность ча-

стицы вернуться вернуться в исходную точку, что приводит к уменьшению проводимости. Чтобы оценить поправку к проводимости, нужно найти долю электронов, которая вернется в начальную точку  $\mathbf{r} = \mathbf{0}$  за время  $dt$  и проинтегрировать от  $\tau$  (не от нуля, так как нужно как минимум 2 столкновения чтобы вернуться в исходную точку) и до  $\tau_\phi$  (при больших временах происходит "забывание" фазы). Эту долю можно оценить как  $\frac{V_{\text{вернутся}}}{V_{\text{все}}}$ , где  $V_{\text{вернутся}}$  - объем пространства из которого электрон может вернуться за время  $dt$ , а  $V_{\text{все}}$  - объем пространства, в котором электрон может оказаться за время  $t$ .  $V_{\text{вернутся}}$  можно оценить как  $v_F \lambda^2 dt$ .  $V_{\text{все}}$  для трехмерного случая оценивается как  $(Dt)^{\frac{3}{2}}$  и для двумерного случая (для тонкой пленки высоты  $H$ ) как  $DtH$ . Найдем относительную поправку к проводимости:

$$\begin{aligned}
3D: \quad \frac{\delta\sigma_3}{\sigma} &\approx - \int_{\tau}^{\tau_\phi} \frac{v_F \lambda^2 dt}{(Dt)^{\frac{3}{2}}} \approx - \frac{v_F \lambda^2}{D^{\frac{3}{2}}} \left( \frac{1}{\tau^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{\tau_\phi^{\frac{1}{2}}} \right) = - \frac{1}{k_F^2 l} \left( \frac{1}{l} - \frac{1}{L_\phi} \right) \\
2D: \quad \frac{\delta\sigma_2}{\sigma} &\approx - \int_{\tau}^{\tau_\phi} \frac{v_F \lambda^2 dt}{(Dt)H} \approx \frac{v_F \lambda^2}{DH} \ln \frac{\tau}{\tau_\phi} \approx - \frac{1}{(k_F l)(k_F H)} \ln \frac{L_\phi}{l}
\end{aligned} \tag{3.16}$$

Для трехмерного случая мы ввели диффузионную длину сбой фаза  $L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi} = l\sqrt{\frac{\tau_\phi}{\tau}}$ . Поправки к проводимости для 2D и 3D случая являются отрицательными. Для 2D системы поправка к проводимости расходится при  $T \rightarrow 0$ , так как  $\tau_\phi \rightarrow +\infty$ . Нужно наложить дополнительное условие применимости формул 3.16 - условие малости поправки  $\frac{\delta\sigma}{\sigma} \ll 1$

## Разрушение слабой локализации магнитным полем

Рассмотрим слабое магнитное поле, которое почти не влияет на траекторию электрона между двумя последовательными актами рассеяния  $\frac{eB}{mc}\tau \ll 1$ .

При движении электрона в магнитном поле  $B$  вдоль замкнутого контура волновая функция электрона приобретает дополнительную фазу  $\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}$ , где  $\Phi$  - магнитный поток через контур, вдоль которого движется элек-

трон, а  $\Phi_0 = \frac{hc}{2e}$  - квант магнитного потока. Перепишем формулу 3.16 для квантового рассмотрения с учетом набег фазы (набег фазы для первого электрона  $\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}$ , а для второго  $-\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}$ ):

$$|A_1 e^{-i\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}} + A_2 e^{i\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}}|^2 = |A_1 e^{-i\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}}|^2 |1 + e^{i2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}}|^2 = 2A^2 \left( 1 + \cos \left( 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \right) \quad (3.17)$$

Введем магнитное время  $\tau_B = \frac{\Phi_0}{BD}$  и магнитную длину  $L_B = \sqrt{D\tau_B}$ . Чтобы посчитать поправку к проводимости при достаточно больших магнитных полях ( $\tau \ll \tau_B \ll \tau_\varphi$ ), ( $l \ll L_B \ll L_\varphi$ ) нужно заменить верхний предел интегрирования в формулах 3.16 на  $\tau_B$ , тогда получим:

$$\begin{aligned} 3D : \quad \frac{\delta\sigma_3}{\sigma} &\approx -\frac{1}{k_F^2 l} \left( \frac{1}{l} - \frac{1}{L_B} \right) \\ 2D : \quad \frac{\delta\sigma_2}{\sigma} &\approx -\frac{1}{(k_F l)(k_F H)} \ln \frac{L_B}{l} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Слабая локализация разрушается при  $1 \approx 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} = 2\pi \frac{BS}{\Phi_0} \approx 2\pi \frac{BDt}{\Phi_0}$ , что соответствует  $\tau \approx \tau_B$ ,  $l \approx L_B$  и занулению поправок проводимости в формуле 3.18.

### Слабая антилокализация

Слабая антилокализация обычно наблюдается в материалах с сильным спин орбитальным взаимодействием. В таких веществах наблюдается увеличение проводимости при низких температурах. Изменения знака поправки проводимости происходит из поворота спина во время рассеяния электронов. В системах с сильным спин орбитальным взаимодействием при движении электрона по замкнутой траектории в противоположных направлениях спин электрона повернется на угол  $+\phi$  и  $-\phi$ . Если относительное вращение двух спинов равно  $2\pi$ , то их спиновые состояния имеют противоположный знак, так как частицы со спином  $1/2$  имеют вращательную периодичность  $4\pi$ .

Рассмотрим движения электрона по замкнутой траектории. Пусть в начальный момент спиновая часть волновой функции  $|s\rangle = (a, b)^T$ , при рассеянии спин повернется на малый угол и будет равен  $|s'\rangle = R |s\rangle$ , где  $R$  - оператор поворота. Для движения в обратном направлении  $|s''\rangle = R^{-1}|s\rangle$

Полная волновая функция электрона есть  $\Psi(r, s) = \Psi(r)\Psi(s)$ , тогда в формуле (3.17) появится дополнительный множитель у интерференционного члена, связанный со спином. Для каждого рассеяния с поворотом спина дополнительный множитель будет равен  $\frac{1}{2} \langle s''|s'\rangle = \frac{1}{2} \langle s|R^2|s\rangle$ . Матрица  $R$  имеет следующий вид [46], где  $\theta$ ,  $\psi$ ,  $\phi$  - углы Эйлера.

$$R = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2)e^{i(\psi+\phi)/2} & i \sin(\theta/2)e^{-i(\psi-\phi)/2} \\ i \sin(\theta/2)e^{i(\psi-\phi)/2} & \cos(\theta/2)e^{-i(\psi+\phi)/2} \end{pmatrix}, \quad (3.19)$$

$$\frac{1}{2} \langle (a, b)^* | R^2 | (a, b)^T \rangle = \cos^2(\theta/2)\cos(\psi+\phi) - \sin^2(\theta/2) + \frac{i}{4}\sin(\theta) [ab^* (e^{-i\psi} + e^{-i\phi})] \quad (3.20)$$

Значение выражения 3.20  $\approx 1$  случае, когда спин-орбитальное взаимодействие отсутствует или время спин орбитального взаимодействия  $\tau_s$  много больше чем время между рассеянием  $\tau_\phi$  (считаем что все углы близки к нулю). В случае, когда спин орбитальное взаимодействие достаточно сильное и  $\tau_s \ll \tau_\phi$  произойдет смешивание состояний. Поправка к интерференции будет усредненное значение 3.20 по всем углам и равно  $-1/2$  (не нулевой вклад только от второго члена). Таким образом учет спина и спин-орбитального взаимодействия приводит к деструктивной интерференции и увеличению проводимости. Магнитное поле разрушает эффект слабой антилокализации (можно проделать аналогичные выкладки как для слабой локализации).

## Формула Хиками-Ларкина-Нагаоки

Выше описан подход, позволяющий качественно понять и оценить эффект слабой локализации и антилокализации. Более строгое теоретическое рассмотрение с использованием функции Грина позволяет получить формулу, описывающую квантовую поправку к магнитопроводимости для квази-двумерного электронного газа с параболической дисперсией. Соответствующая формула была впервые написана в 1981 году в работе Хиками, Ларкина и Нагаоки [22]:

$$\Delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(B = 0) = G_0\alpha \left[ \Psi \left( \frac{1}{2} + \frac{B_\varphi}{B} \right) - \ln \left( \frac{B_\varphi}{B} \right) \right] \quad (3.21)$$

Где  $\Delta\sigma(B)$  - изменение магнитопроводимости,  $G_0 = \frac{e^2}{hc} = 1.2 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1}$ ,  $\alpha$  - префактор  $\Psi$  - дигамма функция,  $B_\varphi = \frac{l_\varphi^2}{\Phi_0}$  - характерное магнитное поле при котором разрушается слабая локализация/антилокализация.

Префактор  $\alpha$  принимает значения в зависимости от силы спин-орбитального взаимодействия (СОВ) и магнитного рассеяния [22]. Соответственно,  $\alpha = 0$  при сильном магнитном рассеянии;  $\alpha = 1$  когда SOI и магнитное рассеяние слабое или отсутствует;  $\alpha = -0.5$  при сильной SOI и отсутствии магнитного рассеяния. .

## 4 Подготовка образцов и методики измерений

Для проведения магнитотранспортных измерений необходимо изготовить сам образец (дизайн образца предполагает две области с одиночными чешуйками BSTS и область с их перекрытием, см. рис. 8 (b) ) и подвести к нему металлические контакты.

С помощью метода механического шелушения (скотч) можно получить чешуйки BSTS с характерными латеральными размерами  $\sim 100 \mu\text{m}$ . Для создания контактов достаточно использовать оптическую литографию, разрешение которой  $\sim 1 \mu\text{m}$ . Контакт представляет собой полосы, которые идут от образца и уширяются к краю подложки до размеров в несколько сотен микрон. Подложка с образцом и металлическими контактами приклеивается к специальному корпусу (по английски называемому *pack*, пак). Металлические контакты на подложке закорачивались с выводами на паке двумя различными способами: с помощью золотой проволоки и серебряной пасты (см. рис. 8); золотой проволокой на установке ультразвуковой микросварки высокой частоты. Далее пак с образцом крепился на вставку и опускался в криостат mini-CFMS (Cryogen-Free Magnet System). Все измерения проводились по 4-х точечной схеме.

### 4.1 Подготовка образцов

Образцы подготавливались в чистой зоне с классом чистоты ISO-6. При подготовке образцов использовались методы механического шелушения, сухой сборки, оптической двухслойной литографии, термическое напыление и вырезание сфокусированным пучком ионами галлия.

Полный цикл изготовления двух образцов приведен на рис. 9 и 10. Перейдем к более подробному описанию каждого из этапов.

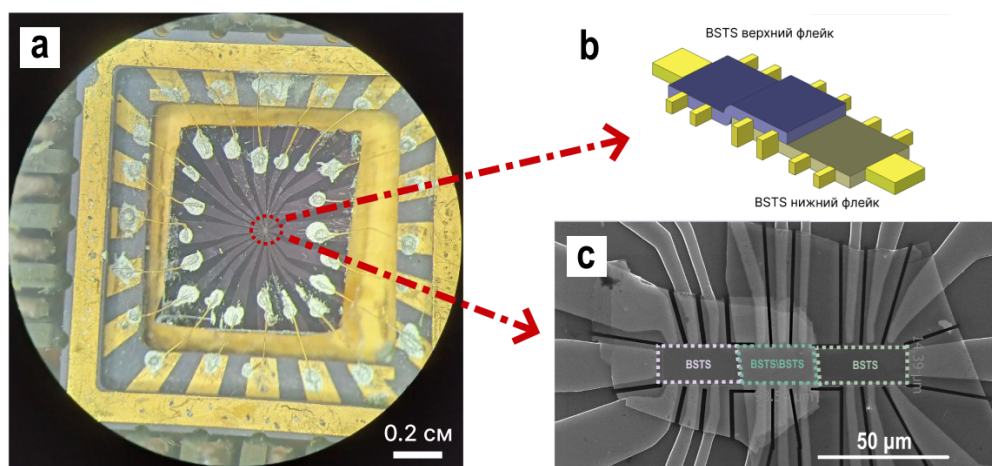


Рис. 8: (а) Подложка с образцом на 20-контактном паке. Контакты на подложке и выводы на паке соединены с помощью золотой проволоки и серебряной пасты. В центре подложки красным пунктирным кругом обведена гомоструктура BSTS. (b) Схематическое изображение гомоструктуры BSTS с контактами. (c) Фотография гомоструктуры BSTS с контактами сделанная на электронном микроскопе.

## Получение отдельных чешуек BSTS

Для получения отдельных чешуек BSTS и создания гомоструктуры использовалась монокристаллическая подложка  $Si/SiO_2$  с непроводящим кремнием (удельное сопротивление: 1-10 Ом см), толщиной оксида 285 нм, ориентация (100). С помощью скрайбера из большой пластины выкалывалась подложка размером  $\sim 0.5 * 0.5 \text{ см}^2$ . Не проводящая подложка использовалась во избежании "закоротки" образца через кремний, т.к.  $SiO_2$  может "пробиться" при вырезании структуры пучком галлия и при ультразвуковой микросварке.

Для устранения органических загрязнений подложка промывалась под струей ОСЧ(особо чистый) ацетона, ОСЧ пропанола, деионизированной воды и после продувалась сухим сжатым воздухом. Далее подложка покрывалась тонким слоем 3% раствора ПВС (порошок поливинилового спирта растворенный в деионизированной воде) на центрифуге со скоростью вращения 6000 оборотов/мин в течение одной минуты. Тонкая пленка ПВС выступает в роли "липкой пленки" и позволяет получать тонкие че-

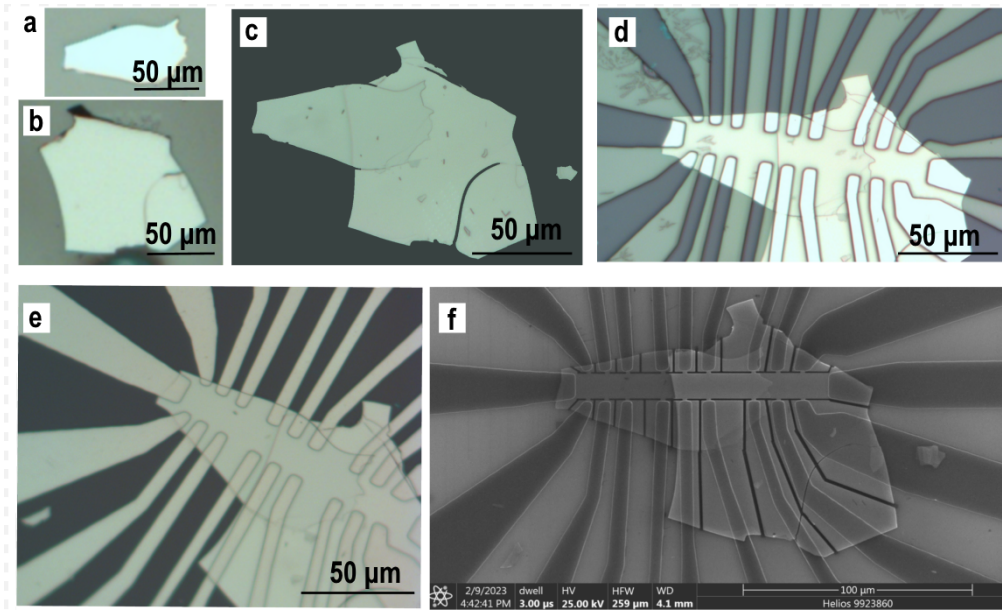


Рис. 9: (а-е) - фотографии в оптический микроскоп. (а, б) Чешуйки BSTS на Si/SiO<sub>2</sub>/ПВС. (с) Гомоструктура BSTS на Si/SiO<sub>2</sub>. (d) Гомоструктуры BSTS на Si/SiO<sub>2</sub> после проявления фоторезиста. (е) Гомоструктура BSTS с металлическими контактами Ti(10нм)/Al(180нм)/Ti(10нм). (f) - Фотография в электронной микроскопе. Гомоструктура BSTS после вырезания холловской мезоструктуры галлиевым пучком.

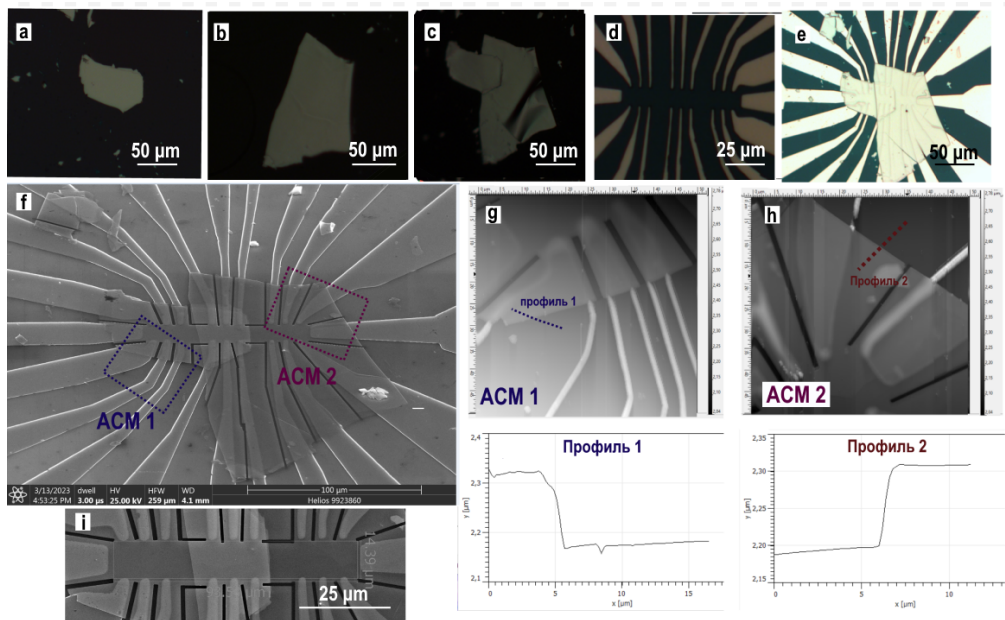


Рис. 10: (а-е) - фотографии в оптический микроскоп. (а, б) Чешуйки BSTS на Si/SiO<sub>2</sub>/ПВС. (с) Гомоструктура BSTS на капле. (d) Контакты из Cr(10нм)/Au(30нм) на подложке Si/SiO<sub>2</sub>. (е) Гомоструктуры BSTS на Cr/Au контактах. (f), (i) - Фотография в электронной микроскопе. Гомоструктура BSTS после вырезания холловской мезоструктуры галлиевым пучком. (g), (h) - рельеф структуры в ACSM.



шуйки (высотой  $\sim 100\text{нм}$ ) и латеральным размером  $\sim 100\text{мкм}$  [47].

Механическое шелушение чешуек BSTS с помощью скотча осуществлялось на плитке при температуре  $85\text{C}^\circ$  на подложку, покрытую пленкой ПВС. С помощью оптического металлографического микроскопа происходил анализ и отбор чешуек размерами в несколько десятков микрон с ровными краями, отсутствием трещин, складок и видимых загрязнений. Примеры чешуек изображены на рис. 9 (а), (b) и рис. 10 (а), (b) . Для анализа высоты подходящих чешуек использовался атомно-силовой микроскоп, см. рис. 10 (g) и (h).

### Сборка гомоструктуры BSTS

Сборка гомоструктуры BSTS осуществлялась с помощью методов сухого переноса [20] и технологии с ПВС пленкой [47].

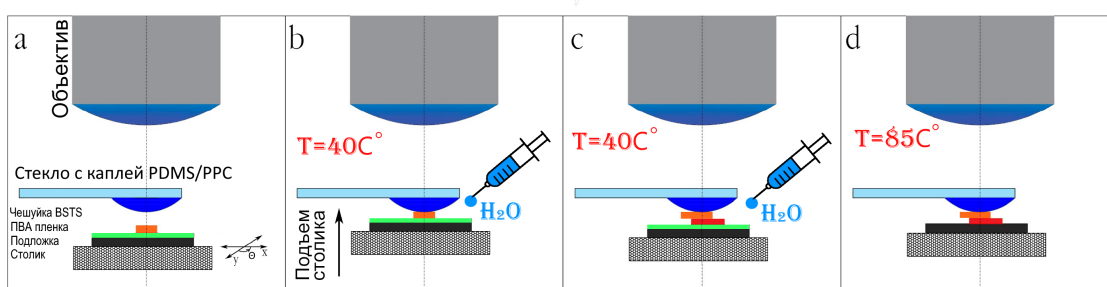


Рис. 11: (а) Выравнивание чешуйки BSTS на Si/SiO<sub>2</sub>/ПВС относительно центра капли.(b) Подъем первой чешуйки BSTS на каплю. Чтобы растворить пленку ПВС впрыскивается деионизированная вода через шприц. (с) Подъем второй чешуйки BSTS. Для создания гомоструктуры(как на рис. 1) чешуйки предварительно выравнивались. (d) Выкладывание гомоструктуры BSTS на подложку.

Метод сухой сборки состоит в переносе чешуек с помощью прозрачной вязкоэластичной капли. Прозрачная капля изготавливается из полидиметилсилоксана (PDMS), поверх которого наносится полипропиленкарбонат (PPC). Адгезионные свойства полимера сильно зависят от температуры, что позволяет поднимать исследуемую чешуйку с подложки на каплю

при температурах 40-50 С° и опускать при 60-120 С°. Обзор процесса переноса и выравнивания чешуек осуществляется через каплю объективом микроскопа с большим рабочим отрезком.

Весь процесс сборки гомоструктуры BSTS проиллюстрирован на рис. 11. Подложка с чешуйкой крепится на нагревательный XYZΘ подвижный столик. Далее центр капли выравнивается относительно чешуйки, после чего столик с подложкой поднимается и приводится в касание с каплей. Для подъема чешуйки BSTS с Si/Si<sub>2</sub>/ПВС прогревался столик до ~ 40 ° и с помощью шприца впрыскивалось несколько микролитров деионизированной воды, чтобы растворить ПВС пленку [47], см. рис. 11 (b). Для устранения остатков ПВС с поверхности BSTS, каплю с чешуйкой погружалась в банку с деионизированной водой примерно на 1 час, при этом деионизированная вода менялась каждые 20 минут. Затем капля высушивалась с помощью сухого воздуха. Для формирования гомоструктуры BSTS, вторая чешуйка BSTS выравнивалась относительно первой чешуйки BSTS на капле, см. рис. 11 (c), после чешуйка поднималась и промывалась в баночке с водой аналогичным образом. Фотография гомоструктуры на капле приведена на рис. 10 (c). На последнем этапе сборки, гомоструктура BSTS выкладывалась на чистую подложку Si/SiO<sub>2</sub> с не проводящим кремнием, рис. 11 (d) и рис. 9 (c), и после к структуре изготавливались контакты. Последний этап сборки выполнялся и в другом варианте, который заключался в выкладывании гомоструктуры BSTS на заранее изготовленные металлические контакты(10 c, d, e).

### **Изготовление металлических подводящих контактов**

После этапа сборки, подложки с гомоструктурой повторно промывались ацетоном, изопропанолом, деионизированной водой и покрывались резистами. Использовалась технология двухслойной фото-литографии. Подложка покрывалась резистом LOR 7A на центрифуге со скоростью враще-

ния 4000 оборотов/мин в течение одной минуты и задубливалась на печке при температуре 160 С° в течение трех минут. После покрывалась вторым слоем резиста 1512HS, параметры нанесения: 6000 оборотов/мин в течение одной минуты; задубливание 105 С° полторы минуты.

Дизайн засветки формировался на компьютере с помощью программы k-layout, см. пример на рис. 12 (а) и (б). Экспонирование осуществляется с помощью установки лучевой фотолитографии Heidelberg uPG 101 с параметрами 4mW 40%. После засветки подложка опускалась в баночку с фотопроявителем П238А-МФ на 40 секунд. На рис. 9 (d) приведена фотография образца после проявления фоторезиста.

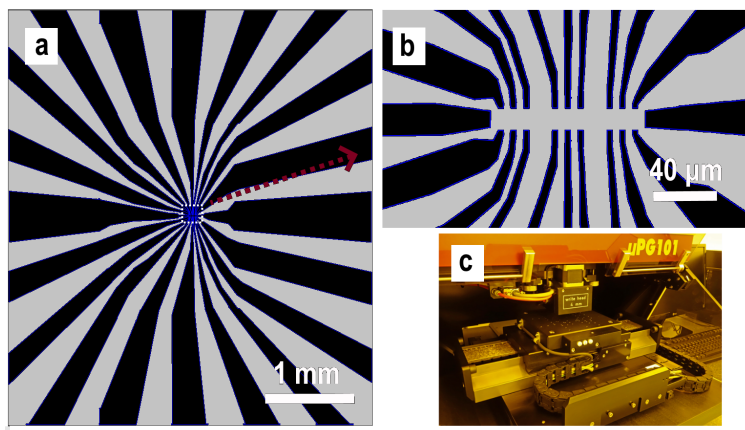


Рис. 12: (а,б) Дизайн засветки, засвечивалась темная область.(а) Область целиком. (б) Центральная область. (с) Установка Heidelberg uPG 101.

Для создания контактов к гомоструктуре BSTS напылялась металлическая пленка Ti(10нм)/Al(180нм)/Ti(10нм) в установке Plassys MEB 400S при давлении  $10^{-8}$  mbar. В варианте, когда гомоструктура опускалась на контакты, напылялась металлическая пленка из Cr(10нм)/Au(30нм) в установке термического напыления при давлении  $10^{-6}$  mbar. Для лифт-оф процесса подложка с напыленной металлической пленкой погружалась в баночку со снимателем СЛ-18Ф на несколько часов. См. фотографии после лифт-оф процесса на рис. 9 (е) и рис. 10 (d).

## **Вырезание холловской меза-структуры сфокусированным пучком ионов галлия**

На финальном этапе производилось вырезание гомоструктуры BSTS с контактами при помощи сфокусированного пучка ионов галлия. Этот этап выполняется с целью предотвратить "растекание" тока по всей структуре.

Подложка с образцом загружалась в высоковакуумную камеру установки Helios NanoLab G3 UC 660 (Сканирующий электронный микроскоп со вставкой фокусированного ионного пучка). Далее задавался дизайн прорезей и подбиралась мощность в зависимости от толщины чешуек BSTS, которая была измерена ранее с помощью АСМ. На рис. 9 (f) и рис. 10 (f), (i) приведены фотографии структуры после вырезания холловской меза-структуры геометрии.

### **4.2 Монтаж образца для транспортных измерений**

Подложка со структурой приклеивалась к 20-контактному паку с помощью клея БФ-3 (Бутираль фенольного) клея. Далее пак вставлялся в алюминиевый короб с разъемами и коммутаторами, который закорачивал контакты пака на землю через высокоомный резистор. Это необходимо для защиты образца от статических напряжений.

Для расклейки контактов короб с паком помещался под объектив тринокулярного дальнефокусного микроскопа. С помощью пинцета выкладывалась тонкая золотая проволока между контактом на подложке и контактом на паке. Далее аккуратно выкладывалась капелька проводящей серебряной пасты с каждой стороны золотой проволоки. Процедура повторялась для каждого из 20-ти контактов. Для соединения контактов на подложке и на паке применялся и также стандартный метод ультразвуковой микросварки.

Для переноса пака на низкотемпературную вставку в криостат (держатель образца) также использовалась коммутационная коробка, которая закорачивала контакты на держателе на общую землю через высокоомные резисторы. Корпус вставки заземлялся на коробку. После пак с образцом быстро переносился на разъем во вставке.

Транспортные измерения проводились на криостате mini Cryogen-Free Magnet System (mini-CFMS) с возможностью охлаждения до 2.2K и разверткой магнитного поля от -5 до 5T. Принципиальная схема криостата приведена на рис. 13 (а).

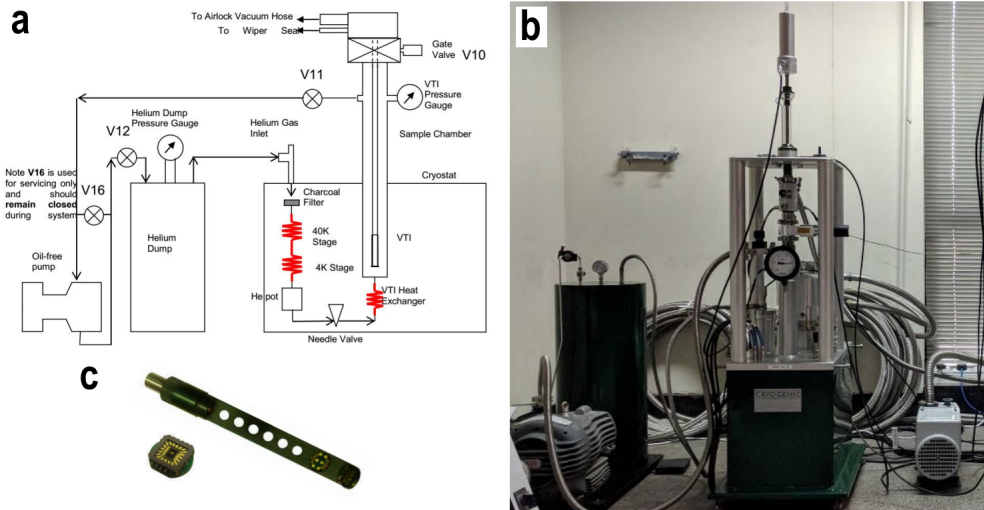


Рис. 13: (а) Схема криостата mini-CFMS. (б) Нижний конец низкотемпературной вставки. (с) фотография установки mini-CFMS. Изображения с сайта physlab.org.

Пак с образцом на низкотемпературной вставке (рис. 13 (с)) и опускался криостатом. Охлаждение происходит за счет теплообмена с гелием. Для получения температуры ниже 4.2K производится откачка паров гелия. Для стабилизации температуры используется нагреватель в криостате и на вставке, а также регулируется скорость откачки паров гелия. Все процессы термостабилизации были автоматизированы. Газообразный гелий из объема образца непрерывно откачивался насосом, проходил через фильтры для очистки от примесей, заново охлаждался в криостате и конденсировался. Таким образом, гелий проходит замкнутый цикл, поэтому не требуется до-

заправка. Фотография установки приведена на рис. 13 (b).

## 5 Транспортные измерения

Транспортные измерения проводились по 4-х точечной схеме. Один из токовых контактов был подключен к земле, второй токовый контакт был соединен с встроенным генератором Lock-in SR-830 через задающий 10МОм резистор, сопротивление которого много больше сопротивления образца. На генераторе задавалось переменное синусоидальное напряжение амплитудой 0.5В (соответствует току 50нА через образец) и частотой  $\sim 10$  Гц. Для измерения продольного и поперечного напряжения использовалось шесть Lock-in SR-830 (по два на каждую область), которые были синхронизированы между собой. На рис. 14 приведена схема измерений.

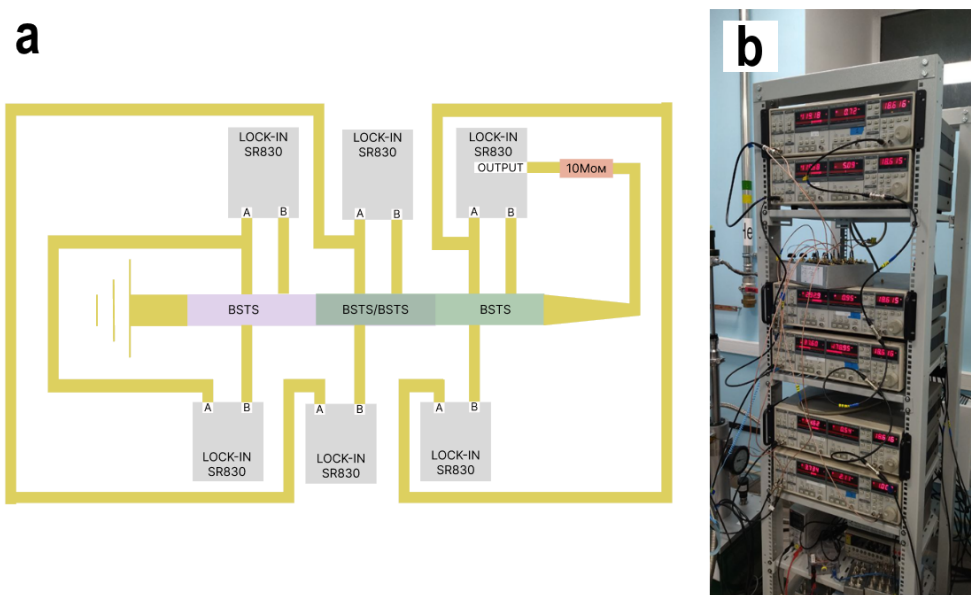


Рис. 14: (а) Схема измерений (Lock-in SR-830 синхронизированы между собой) (б) фотография измерительной стойки

Двумерное продольное/поперечное удельное сопротивление вычисляется по формуле:  $\rho_{xx} = \frac{V_{xx} w}{I l}$ ,  $\rho_{xy} = \frac{V_{xy}}{I}$ , где  $V_{xx}/V_{xy}$  - измеренное на Lock-in напряжение между парой продольных/поперечных контактов,  $w$  - ширина образца (равна расстоянию между двумя поперечными контактами),  $l$  - длина между двумя продольными контактами,  $I$  - полный ток через образец. Геометрические размеры определялись на электронном микроскопе.

При литографических процессах положение металлических контактов задается с некой точностью (например, два поперечных контакта расположенные друг на против друга немного смещены). Тогда измеряемое поперечное напряжение  $V_{xy}$  содержит небольшой вклад от продольного напряжения, а измеряемое  $V_{xx}$  содержит вклад от поперечного. В эффекте Холла продольное/поперечное сопротивление является четной/нечетной функций магнитного поля. Симметризовав/антисимметризовав данные для продольного/поперечного сопротивления можно исключить "паразитные" вклады в эффекте Холла ( $V_{xx}(B) = \frac{V_{xx}(B)+V_{xx}(-B)}{2}$ ,  $V_{xy}(B) = \frac{V_{xy}(B)-V_{xy}(-B)}{2}$ )

### 5.1 Температурная зависимость сопротивления

На рисунке (15) приведена температурная зависимость продольного 2D удельного сопротивления для двух образцов - гомоструктур BSTS. Области с отдельными чешуйками помечены как "BSTS\_Left" и "BSTS\_Right", а область пересечения как "BSTS/BSTS\_Center". Также на графике подписаны толщины чешуек, полученными с помощью АФМ измерений.

При температурах больше  $\sim 150$  К сопротивление образца растет с понижением температуры, основной вклад в проводимость вносят объемные состояния. При дальнейшем понижении температуры вклад в проводимость от объемных состояний уменьшается, и при температурах ниже  $\sim 100$ К сопротивление и проводимость обуславливается уже поверхностными каналами. Температурная зависимость согласуется с литературными данными [48, 49].

При высоких температурах область с гомоструктурой BSTS/BSTS можно рассматривать как два параллельно соединенных резистора из отдельных чешуек. При низких температурах в случае аннигиляции поверхностных состояний проводимость будет определяться вкладом нижней поверхности нижней чешуйки и верхней поверхности верхней чешуйки и не будет являться суммой проводимости компонент по отдельности. Если же



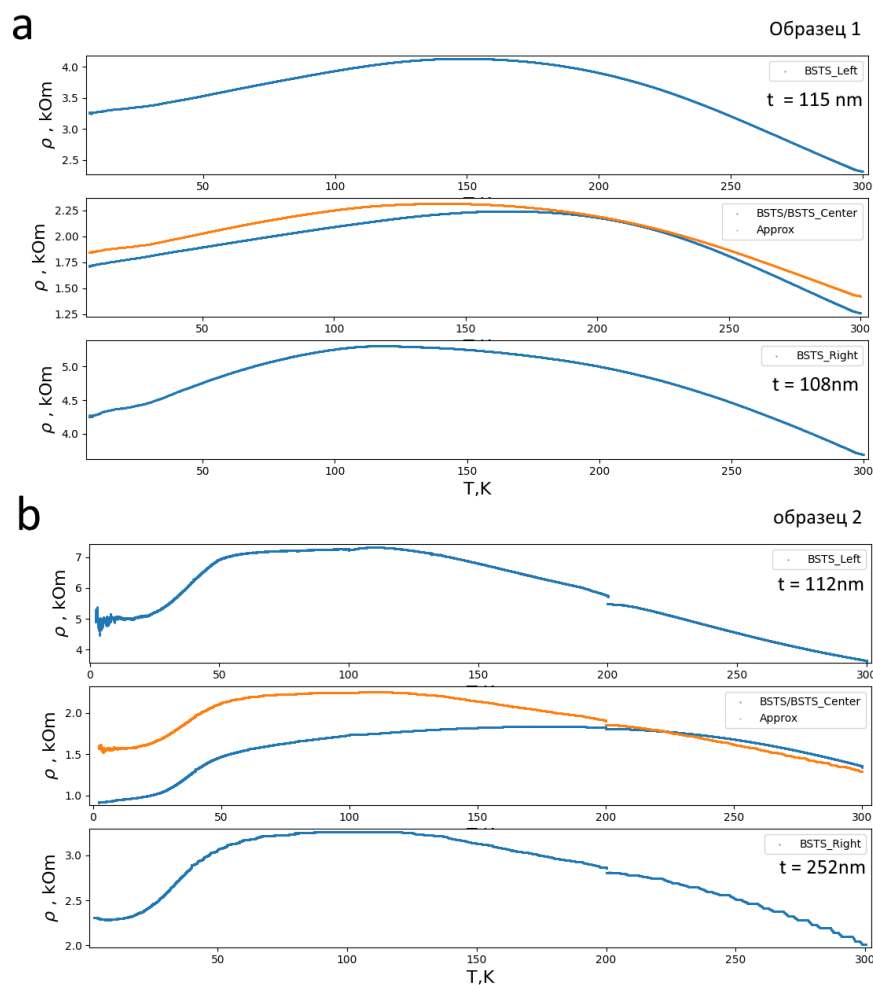


Рис. 15: Зависимость двумерного удельного продольного сопротивления от температуры для двух образцов.  $\rho_{BSTS\_left}$  и  $\rho_{BSTS\_Right}$  соответствует двум одиночным чешуйкам BSTS,  $\rho_{BSTS/BSTS\_Center}$  соответствует области с их перекрытием.  $\rho_{approx}$  получена из экспериментальных данных для двух отдельных чешуек как  $\rho_{approx} = \frac{\rho_{left}\rho_{right}}{\rho_{left}+\rho_{right}}$ . (а) Образец выложенный на контакты. (б) Образец сначала получен на подложке, после изготовлены контакты.

аннигиляции нет, можно ожидать такое же поведение, как и при высокой температуре. Для "образца 1" на графике (15) (А) видно, что функция полученная из удельных сопротивлений отдельных чешуек  $\rho_{approx} = \frac{\rho_{left}\rho_{right}}{\rho_{left}+\rho_{right}}$  близка экспериментальным значениям для гомоструктуры BSTS/BSTS. Это указывает на то, что аннигиляции не произошло и сохранились все проводящие поверхности. Для "образца 2"  $\rho_{approx}$  при низкой температуре примерно в полтора раза выше чем экспериментальные значения. Такое наблюдение может тоже говорить об отсутствии аннигиляции (если бы бы-

ла аннигиляция, можно было ожидать, что  $\rho_{approx}$  будет в  $\sim 2$  раза меньше экспериментальных значений).

Возможное отклонение  $\rho_{approx}$  от  $\rho_{BSTS/BSTS}$  при низкой температуре у второго образца может быть объяснено загрязнениями во время литографических процессов и деградации поверхности на воздухе. Первый образец выкладывался с помощью капли на уже изготовленные контакты (см. раздел про изготовление образцов, рис. 10), таким образом, не контактировал с резистом. Второй образец сначала переносился на подложку, а уже после к нему изготавливались контакты (рис. 9). Получается, что BSTS/BSTS имеет три 'чистых' поверхности из четырех, а отдельная чешуйка BSTS одну из двух. Загрязнения могут выступать как дополнительные источники для рассеяния и приводить к понижению подвижности. Косвенное подтверждение, что второй образец является более грязным, чем первый можно получить из характера температурной зависимости. Можно заметить, что у BSTS/BSTS (для первого и второго образца) поверхностные состояния начинают раньше доминировать над объемным каналом, сопротивление начинает спадать уже при  $\sim 200\text{K}$ , в то время как у отдельных чешуек первого образца при  $\sim 120\text{K}$  и при  $\sim 80\text{K}$  у второго.

## 5.2 Магнетосопротивление в малых полях. Эффект слабой антилокализации

При низких температурах в образцах BSTS наблюдается эффект слабой антилокализации ( см рис. 16 "а" ). Он проявляется в уменьшении продольного сопротивления и может быть "разрушен" магнитным полем. Для описания экспериментальных данных использовалась формула Хиками-Ларкина-Нагаока (см. формулу 3.21) с двумя подгоночными параметрами.

Подгоночный параметр префактор  $\alpha$  определяется количеством проводящих топологических поверхностей (по -0.5 на каждую). Для первого образца при  $T = 7\text{K}$  он составил  $\approx -1.4$  и  $-1.47$  для отдельных чешуек и  $\approx -$

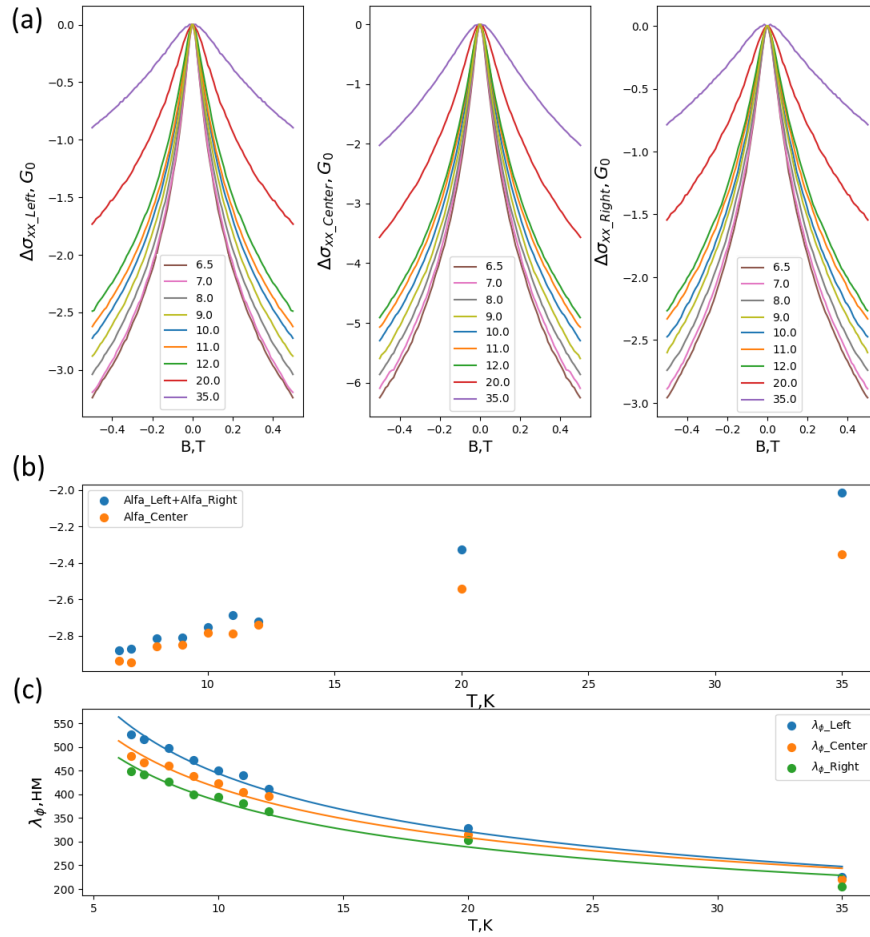


Рис. 16: Эффект слабой антилокализации в первом образце (а) зависимость  $\Delta\sigma_{xx} = \sigma_{xx}(B) - \sigma_{xx}(B = 0)$  от магнитного поля при разных температурах. Квант проводимости  $G_0 = 1.210^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ .  $\Delta\sigma_{(xx)Left}$ ,  $\Delta\sigma_{(xx)Right}$  - для двух отдельных чешуек BSTS,  $\Delta\sigma_{(xx)Center}$  - для для BSTS/BSTS. (b) Префактор  $\alpha$  полученный из подгонки  $\Delta\sigma_{xx}$  формулой HLN. (c) Длина пробега между неупругими столкновениями  $l_\phi$  полученная из подгонки  $\Delta\sigma_{xx}$  формулой HLN.

2.94 в области перекрытия. Отклонение префактора от "-1" для отдельных чешуек наблюдается в литературе и может быть связано с дополнительными вкладками в магнетосопротивление - интерференцией второго порядка и поправками от электрон-электронного взаимодействия [50]. Таким образом, нужно сравнивать сумму  $\alpha$  отдельных чешуек и  $\alpha$  в области перекрытия. В первом образце они равны (см рис. 16 "b" ), что говорит об отсутствии аннигиляции поверхностных состояний.

Второй подгоночный параметр  $B_\phi$  - характерное магнитное поле, при котором разрушается слабая антилокализация. Магнитное поле  $B_\phi = \frac{\Phi_0}{l_\phi^2}$

, где  $l_\phi$  - длина пробега между неупругими столкновениями а  $\Phi_0 = \frac{h}{2e} \approx 2.0710^{-7}$  Гс \* см<sup>2</sup>. Неупругие столкновения происходят при столкновении электрона с фононом или с другим электроном. Величина электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействия зависит от температуры по разному, тогда из характера температурной зависимости  $l_\phi \sim T^{-p/2}$  можно понять какое взаимодействие. Для электрон-фононного взаимодействия  $p = 2-4$  [51], а для электрон-электронного взаимодействия в 2D системе  $p = 1$  [52]. Для первого образца  $p = 0.84$  (BSTS<sub>Left</sub>); 0.72 (BSTS/BSTSCentet); 0.7 (BSTS<sub>Right</sub>).

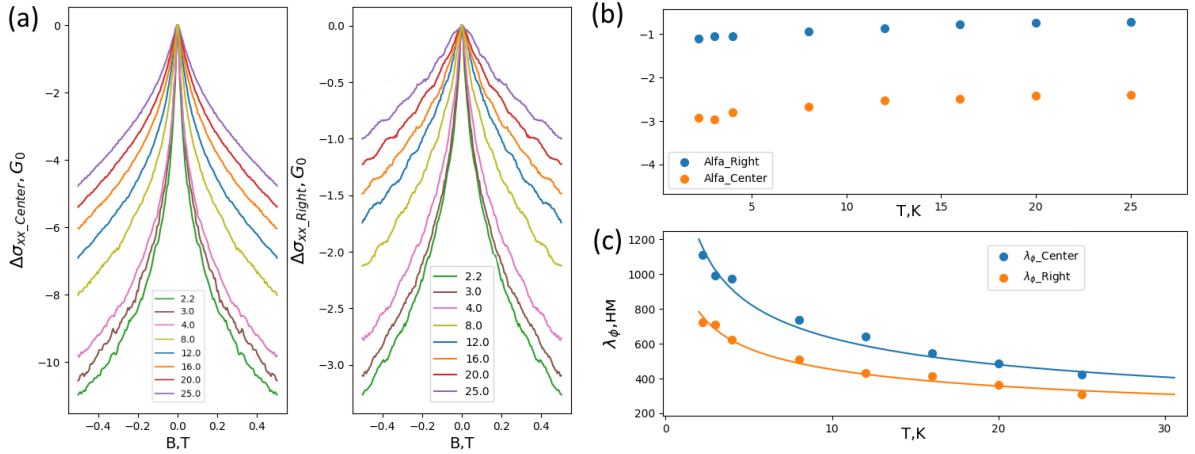


Рис. 17: Эффект слабой антилокализации во втором образце (а) зависимость  $\Delta\sigma_{xx} = \sigma_{xx}(B) - \sigma_{xx}(B = 0)$  от магнитного поля при разных температурах. Квант проводимости  $G_0 = 1.210^{-5}$  Ом<sup>-1</sup>.  $\Delta\sigma_{(xx)Right}$  - для отдельной чешуйки BSTS,  $\Delta\sigma_{(xx)Center}$  - для для BSTS/BSTS. Во второй одиночной чешуйке наблюдались сильные шумы при низкой температуре, данные не приводятся. (б) Префактор  $\alpha$  полученный из подгонки  $\Delta\sigma_{xx}$  формулой HLN. (с) Длина пробега между неупругими столкновениями  $l_\phi$  полученная из подгонки  $\Delta\sigma_{xx}$  формулой HLN.

Для второго образца зависимость  $\Delta\sigma_{xx}$  приведена на рисунке 17 "а" (в области с одиночной чешуйкой наблюдались сильные шумы, по этому данные  $\Delta\sigma_{(xx)Left}$  не приводятся). В области BSTS/BSTS значение префактора близко к трем, как и для первого образца. В области с одиночной чешуйкой ( $\Delta\sigma_{(xx)Right}$ ) значение префактора составило  $\sim -1$  и отличается от первого образца, что может быть связано с сильным загрязнением

верхней поверхности (обсуждалось в разделе "Температурная зависимость сопротивления"). На наличие загрязнения указывает и большая разница (примерно в полтора раза) в значениях  $l_\phi$  для центральной области и области с одиночной чешуйкой. Температурная  $l_\phi$  зависимость указывает на электрон-электронное взаимодействие,  $p = 0.8$  (центральная область) и  $0.68$  (одиночная правая) см. рис. Таким образом, значение префактора одиночной чешуйки  $BSTS_{Right}$  скорее всего уменьшилось с  $-1.5$  до  $-1$  вследствие загрязнения верхней поверхности. Это говорит об отсутствии аннигиляции топологических поверхностных состояний во втором образце (нет причин считать, что чешуйка  $BSTS_{Left}$  имеет другое значение префактора).

### 5.3 Эффект Холла в широком диапазоне магнитных полей. Подгонка данных по двухжидкостной модели.

На рисунке 18 показана зависимость  $\rho_{xx}$  (продольное удельное сопротивление),  $\rho_{xy}$  (поперечное удельное сопротивление),  $\frac{\rho_{xy}}{B}$  (константа Холла) от магнитного поля для трех частей второго образца при различных температурах. Гистерезиса при развороте по магнитному полю не наблюдалось. В диапазоне  $2.2 - 200\text{K}$  наблюдалась сильная нелинейная магнитополевая зависимость продольного сопротивления, константы Холла холловского сопротивления. Такая нелинейность указывает на наличие нескольких каналов проводимости с разными концентрациями и подвижностями. В простейшем случае тензор удельной двумерной проводимости системы можно описать в рамках двухжидкостной модели, где первая "жидкость" поверхностные электроны с подвижностью  $\mu_1$  и концентрацией  $n_1$ , вторая - объемные электроны с подвижностью  $\mu_2$  и концентрацией  $n_2$ . Для подгонки использовались формулы 3.6 и 3.7 с подгоночными коэффициентами  $\mu_1$ ,  $\mu_2$ ,  $n_1$  и  $n_2$ .

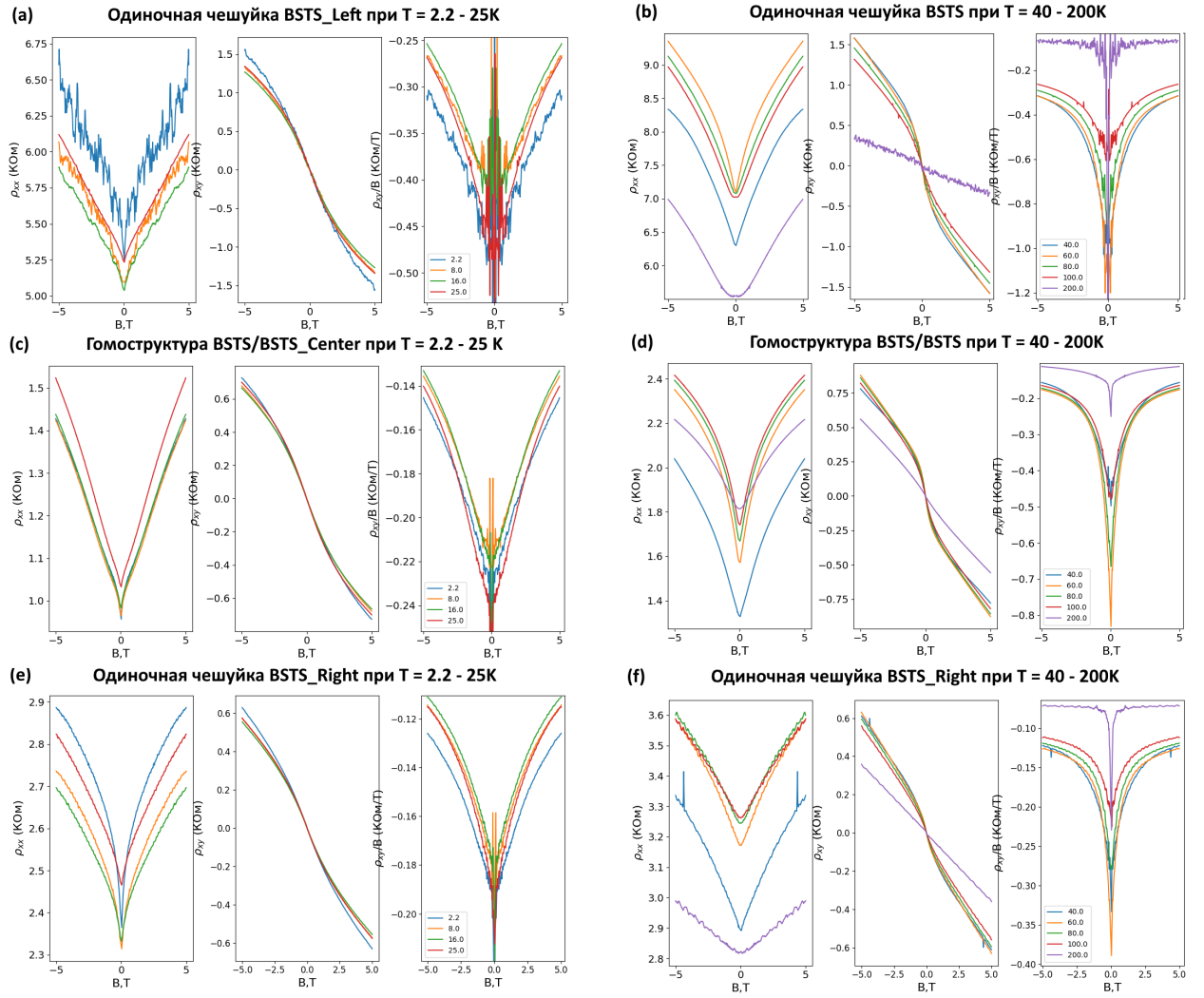


Рис. 18: Зависимость удельного продольного сопротивления ( $\rho_{xx}$ ), удельного поперечного сопротивления ( $\rho_{xy}$ ) и константы Холла  $\frac{\rho_{xy}}{B}$  для второго образца при различных температурах. (a), (b) для одиночной чешуйки BSTS\_Left. (c), (d) для гомоструктуры BSTS/BSTS\_Center. (e), (f) для одиночной чешуйки BSTS\_Right.

При температурах ниже  $\sim 30\text{K}$  и выше  $\sim 200\text{K}$  двухжидкостная модель достаточно хорошо описывает экспериментальные данные в магнитных полях, больших  $0.5\text{ T}$ , как для одиночных чешуек BSTS так и для гомоструктуры BSTS/BSTS. На рисунке 19 (a) показана подгонка для гомоструктуры при температурах 2.2, 12 и 200K. В малых полях имеется нелинейная особенность, как в холловском коэффициенте, так и в сопротивлении.

При температурах 40 - 100K, эффект данной нелинейности становится очень существенным. На рисунке 19 (b) показан пример подгонки при 40,

60 и 100K для гомоструктуры BSTS/BSTS. Для  $\rho_{xx}$  при низких магнитных полях экспериментальные данные имеют более узкий пик при  $B = 0$ , чем подгоночная функция; при высоких магнитных полях подгоночная функция имеет больший загиб. Для  $\rho_{xy}$  подгоночная функция отличается углом наклона при высоких и низких магнитных полях. Экспериментальные данные во всем диапазоне магнитного поля не могут быть описаны в рамках обычной двухжидкостной модели.

При этом экспериментальные данные могут быть описаны двухжидкостной моделью в малых и больших полях по отдельности, см. рисунок 19 (с) Подгоночные параметры для малых и больших магнитных полей отличаются. Функция, которая хорошо описывает экспериментальные данные при малых полях, соответствует большей подвижности и меньшей концентрации высокоподвижных (предположительно поверхностных) носителей, поэтому имеет более острый пик при  $B = 0$  и выходит на константу к  $B = 5\text{T}$ . Подгоночная функция для больших магнитных полей, за счет меньших подвижностей имеет не такой острый пик при  $B = 0$ , при этом не успевает насытиться при увеличении магнитного поля. Можно, конечно, предположить, что верхний и нижний поверхностные каналы у BSTS очень сильно отличаются по свойствам. Тогда для описания системы нужно взять модель с тремя "жидкостями" что уменьшит надежность извлекаемых параметров.

Существование эффектов отличия от двухжидкостной модели во всем диапазоне температур указывает на то, что для данных эффектов должен существовать дополнительный физический механизм.

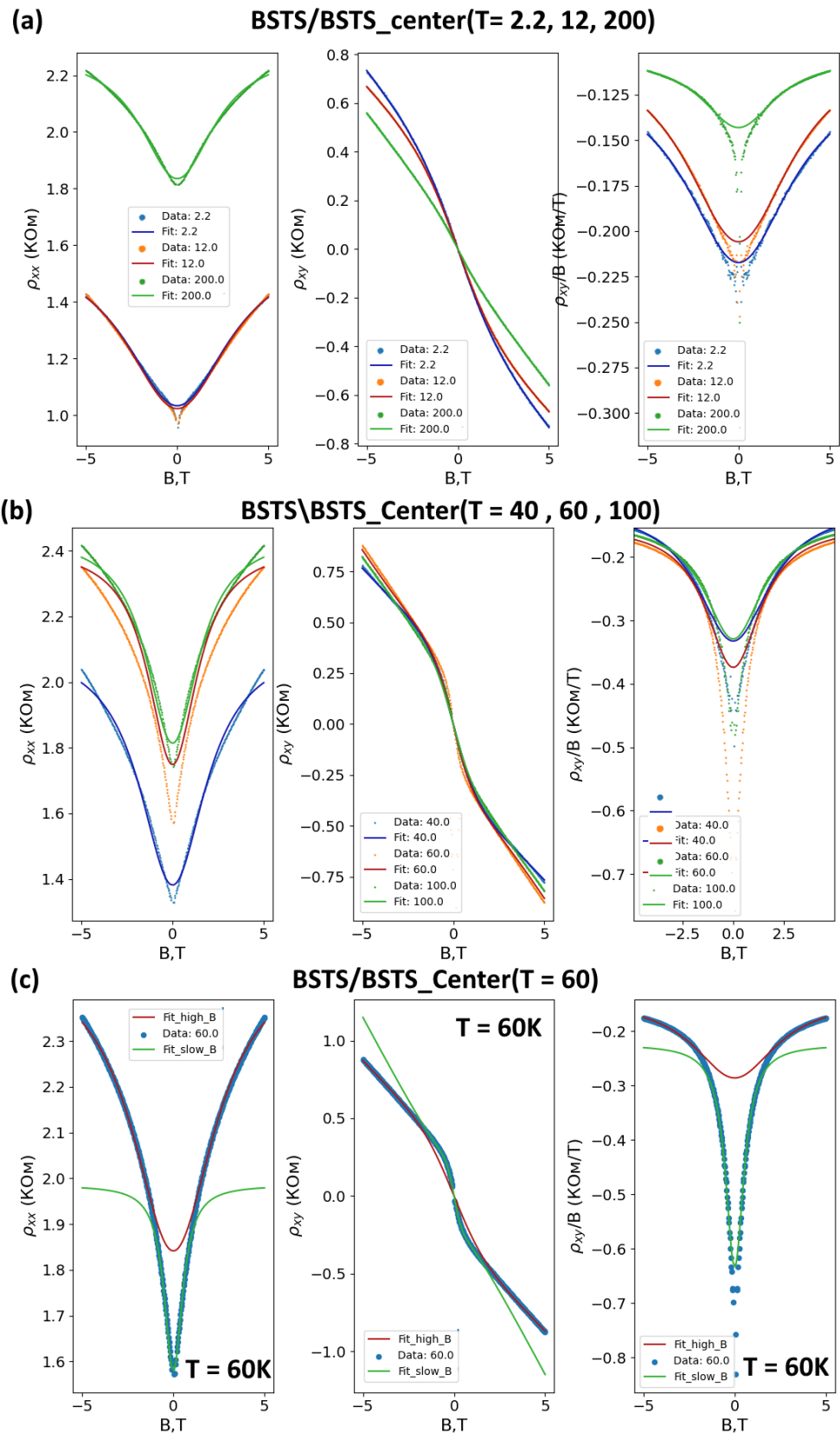


Рис. 19: Подгонка  $\rho_{xx}$ ,  $\rho_{xy}$  и  $\frac{\rho_{xy}}{B}$  двухжидкостной моделью для второго образца BSTS/BSTS\_Center. (a) Подгонка при низких и высоких температурах (b) Подгонка при  $T$  от 40 до 100К. Экспериментальные данные плохо описываются двухжидкостной моделью при малых и больших магнитных полях. (c) Подгонка при  $T = 60\text{K}$ , по отдельности для малых и больших магнитных полей



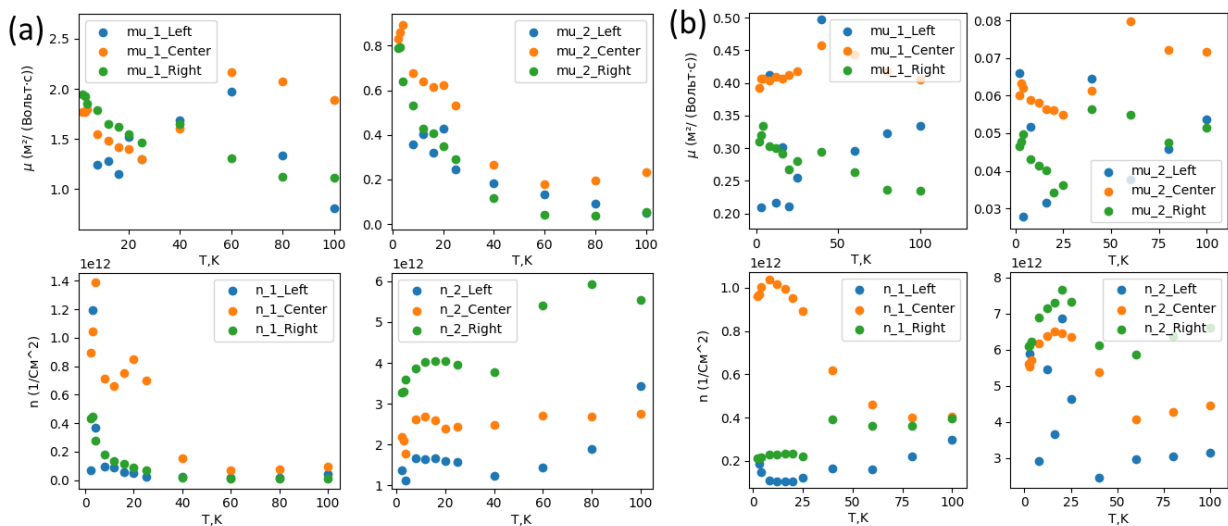


Рис. 20: (а) подвижность и концентрация для второго образца, полученная из подгонки двухжидкостной моделью в магнитных полях от 0 до 1 Тесла (от 0.2 до 1 Тесла для  $T < 25\text{K}$ ). (б) подвижность и концентрация для второго образца, полученная из подгонки двухжидкостной моделью в магнитных полях от 2.5 до 5 Тесла.

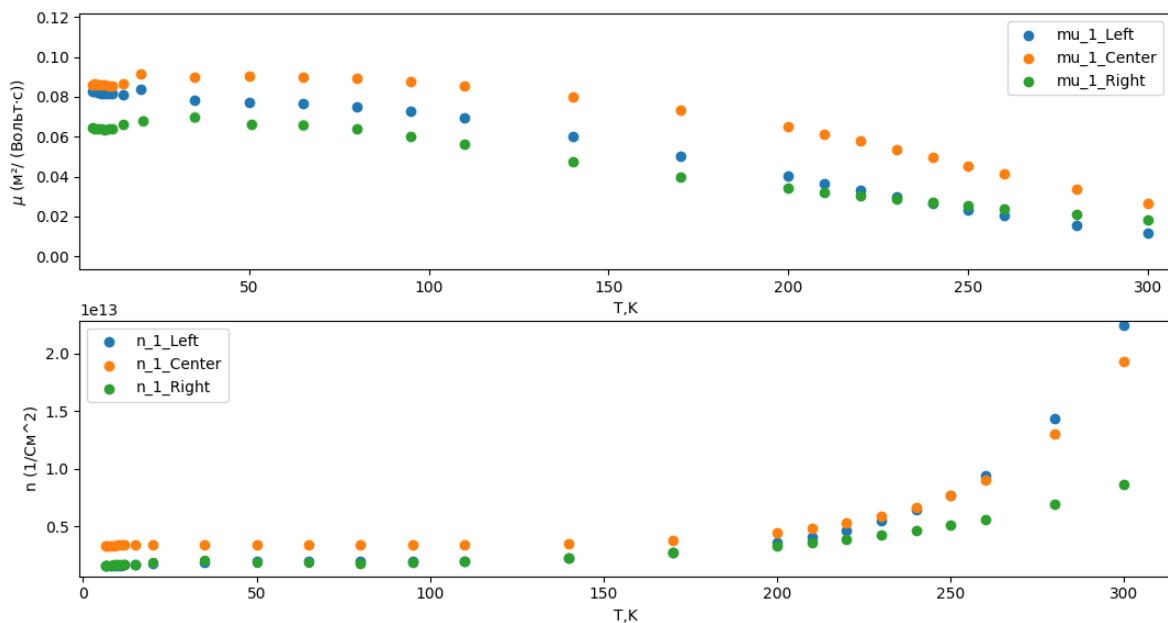


Рис. 21: Подвижность и концентрация полученная из одножидкостной модели для первого образца.

На рисунке 20 (а) показан график зависимости концентраций ( $n_1$  и  $n_2$ ) и подвижностей ( $\mu_1$ ,  $\mu_2$ ) от температуры для второго образца. Данные получены в результате подгонки двухжидкостной моделью при магнитных полях от 0 до 1 Тесла (от 0.2 Тесла для  $T < 25\text{K}$ ). При темпе-

ратурах больше 40 К две жидкости сильно отличаются: вторая жидкость имеет концентрацию  $n_2$  на порядок больше, а подвижность  $\mu_2$  - на порядок меньше, чем параметры первой жидкости ( $n_1$  и  $\mu_1$ , соответственно). Отсутствие обратного рассеяния должно обеспечивать более высокую подвижность поверхностных состояний, тогда логично предположить что  $\mu_1$  и  $n_1$  характеризуют поверхностные состояния, а  $\mu_2$ ,  $n_2$  - объемные (при высокой температуре). При температурах меньше 40 К параметры двух жидкостей приближаются к друг другу: разница в концентрации и подвижности уменьшается. Это может быть связан с тем, что объем окончательно "вымерзает", в роли двух жидкостей выступает уже верхняя и нижняя поверхность. Отметим очень высокие значения подвижностей  $\mu_1$  - до 20000  $\text{см}^2/\text{Вс}$ , что не часто встречается в работах по 3D ТИ.

На рисунке 20 (b) показан график с подвижностями и концентрациями полученными в результате подгонки двухжидкостной моделью при магнитных полях от 2.5 до 5 Тесла. Значения подвижностей гораздо меньше. Это может быть связано с тем, что магнитное поле подавляет подвижность, например разрушая защиту от рассеяния назад. Действительно, значения подвижности поверхностных состояний, полученные в больших полях (порядка 4000  $\text{см}^2/\text{Вс}$  для центральной области), близки к значениям подвижностей в объеме, полученных в малых полях. В случае когда две поверхности близки по свойствам, двухжидкостная модель работает плохо, что объясняет не физические данные полученные для  $\mu_2$ .

В первом образце нелинейность сопротивления была очень слабой. Это может быть связано с тем, что подвижность поверхностных и объемных состояний отличаются не очень сильно. Для первого образца концентрация и подвижность была найдена из эффекта Холла в одножидкостной модели, рисунок 21.

## Дискуссия и заключение

Цель данной исследовательской работы заключалась в изучении магнитотранспортных характеристик интерфейса двух трехмерных топологических изоляторов в широком диапазоне температур и выявлении эффектов, связанных с взаимодействием поверхностей, находящихся в контакте.

В качестве объекта исследования был выбран материал BSTS, благодаря наинизшей среди всех 3D ТИ степени собственного легирования. Он обладает достаточно большой объемной запрещенной зоной, внутри которой находятся точка Дирака поверхностных состояний и уровень ферми. Это позволяет исключить влияние объемных носителей заряда на транспортные свойства при низких температурах.

Было изготовлено несколько образцов. Они представляли из себя три области: две области с отдельными чешуйками BSTS и область с их перекрытием. Для создания образцов использовались различные методы, включая механическое шелушение на ПВХ пленке, сухую сборку, двухслойную оптическую литографию, термическое напыление металла, профилирование фокусированным ионным пучком галлия и ультразвуковую микросварку. Транспортные измерения проводились с использованием установки mini-sfms, которая позволяет развращать магнитное поле от  $-5$  до  $5$  Т и температуру от  $2$  до  $300$  К.

Во втором образце был наблюдаем нелинейный эффект Холла, который хорошо описывается двухжидкостной моделью при низких и высоких температурах. Однако при температурах от  $40$  до  $100$  К экспериментальные данные во всем диапазоне магнитного поля не могут быть описаны с помощью обычной двухжидкостной модели. Из двухжидкостной модели в ограниченном диапазоне магнитных полей были получены характеристики объемных и поверхностных состояний, такие как концентрация и подвижность. Подвижности оказались практически рекордными для по-

верхностных состояний 3D топологических изоляторов. Магнитное поле, как следует из полученных данных, приводит к подавлению подвижности.

Анализ температурной зависимости продольного сопротивления показал, что поверхностные состояния в области интерфейса сохраняются. В первом образце  $\sigma_{xx}$  для гомоструктуры BSTS/BSTs равна сумме  $\sigma_{xx}$  для отдельных чешуек. Во втором образце было замечено небольшое отклонение, которое можно объяснить загрязнением верхней чешуйки. Тем не менее, и во втором образце поверхностные состояния в области интерфейса сохраняются.

Эффект слабой антилокализации был описан с использованием формулы Хиками-Ларкина-Нагаоки, которая содержит два подгоночных параметра:  $\alpha$  - префактор и  $B_\varphi$  - характеристическое магнитное поле, при котором происходит разрушение слабой антилокализации. В первом образце сумма префакторов для отдельных чешуек равна префактору в гомоструктуре, что свидетельствует об отсутствии аннигиляции поверхностных состояний. Во втором образце при низкой температуре наблюдались сильные шумы для одной из одиночных чешуек, поэтому были получены экспериментальные данные только для области с одной чешуйкой и для области с их пересечением. Префактор в области с пересечением не равнялся префактору одиночной чешуйки, что также указывает на отсутствие аннигиляции поверхностных состояний и во втором образце.

То что, тензора проводимости сложились, означает, что методика работает. Насколько нам известно, ранее подобных экспериментов по прямой проверке сложения тензоров проводимости не ставилось. К сожалению, не удалось наблюдать аннигиляцию поверхностных состояний в области контакта. Вероятно, это связано с остатками органического загрязнения от пленки ПВС между слоями двух топологических изоляторов. Для наблюдения аннигиляции необходимо иметь очень чистый интерфейс между двумя слоями топологических изоляторов, так как поверхностные состояния

должны исчезнуть, если расстояние между поверхностями будет меньше 1 нм, согласно теоретическим расчетам [18].

В дальнейшем планируется изготовление структуры без использования ПВС пленки. В таком случае латеральный размер получаемых чешуек BSTS будет значительно меньше, и для создания контактов будет использована электронная литография. Также планируется исследование гетероструктур, состоящих из двух топологических изоляторов с разными топологическими инвариантами.

## Список литературы

- [1] Pankratov, O.A., Pakhomov, S.V., “Volkov, B.A. Supersymmetry in heterojunctions: Band-inverting contact on the basis of  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  and  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ”, *Solid State Communications*, 61, 93-96, 1987.
- [2] He, M., Sun, H. He, Q.L., “Topological insulator: Spintronics and quantum computations”, *Frontiers of Physics*, 14, 43401, 2019.
- [3] Fan, Y. and Wang, K. L., “Spintronics Based on Topological Insulators”, *Spin*, vol. 6, no. 2, 2016.
- [4] Xu, Y., Miotkowski, I., Liu, C. et al., “Observation of topological surface state quantum Hall effect in an intrinsic three-dimensional topological insulator”, *Nature Phys*, 10, 956–963, 2014.
- [5] Konig, M. et al., “Quantum spin hall insulator state in HgTe quantum wells”, *Science*, 318, 766–770, 2007.
- [6] Qi, X. L., Hughes, T. L. Zhang, S. C., “Fractional charge and quantized current in the quantum spin Hall state”, *Nat. Phys.*, 4, 273–276, 2008.
- [7] Li, R. D. et al., “Dynamical axion field in topological magnetic insulators”, *Nat. Phys.*, 6, 284–288, 2010.
- [8] u, Y., Chiu, J., Miao, L. et al., “Disorder enabled band structure engineering of a topological insulator surface”, *Nat. Commun.*, 8, 14081, 2017.
- [9] Hsieh, David; Dong Qian; Andrew L. Wray; Yuqi Xia; Yusan Hor; Robert Cava; M. Zahid Hasan, “A Topological Dirac insulator in a quantum spin Hall phase”, *Nature*, 452 (9): 970–4, 2008.

- [10] Gehring, Pascal and Gao, Bo and Burghard, Marko and Kern, Klaus, “Growth of High-Mobility  $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$  Nanoplatelets on hBN Sheets by van der Waals Epitaxy”, *Nano letter*, 12, 2012
- [11] Yoshimi, R., Tsukazaki, A., Kikutake, K. et al., “Dirac electron states formed at the heterointerface between a topological insulator and a conventional semiconductor”, *Nature Mater* 13, 253–257, 2014.
- [12] Namdong Kim et al., “Persistent Topological Surface State at the Interface of  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  Film Grown on Patterned Graphene”, *ACS Nano*, 8, 2, 1154–1160, 2014.
- [13] Sebastian Jakobs et al., “Controlling the Spin Texture of Topological Insulators by Rational Design of Organic Molecules”, *Nano Lett.*, 15, 9, 6022–6029, 2015.
- [14] J. Honolka et al., “In-Plane Magnetic Anisotropy of Fe Atoms on  $\text{Bi}_2\text{Se}_3(111)$ ”, *Phys. Rev. Lett.*, 108, 256811 (2012)
- [15] Breunig, O., Ando, Y. “Opportunities in topological insulator devices”, *Nat Rev Phys*, 4, 184–193, 2022.
- [16] Tokura, Y., Yasuda, K. Tsukazaki, A. “Magnetic topological insulators”, *Nat. Rev. Phys.*, 1, 126–143, 2019.
- [17] M. H. Berntsen, O. Gøtberg, B. M. Wojek, and O. Tjernberg, “Direct observation of decoupled Dirac states at the interface between topological and normal insulators”, *Phys. Rev. B* 88, 195132, 2013.
- [18] Liu, S., Xu, Y., Wang, Y.-P., Chen, Y. P., Fry, J. N., and Cheng, H.-P., “Gate field effects on the topological insulator  $\text{BiSbTeSe}_2$  interface”, *Applied Physics Letters*, 116, 3, 2020.

- [19] Kushwaha, S., Pletikosić, I., Liang, T. et al., “Sn-doped  $\text{Bi}_{1.1}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$  bulk crystal topological insulator with excellent properties”, *Nat Commun*, 7, 11456, 2016.
- [20] Martanov S. et al., “Making van der Waals Heterostructures Assembly Accessible to Everyone”, *Nanomaterials*, 10, 2305, 2020.
- [21] Pugachev M. et al., “Micromask Lithography for Cheap and Fast 2D Materials Microstructures Fabrication”, *Micromachines*, 12(8), 850, 2021.
- [22] Hikami S., Larkin A. I., Nagaoka Y., “Spin-Orbit Interaction and Magnetoresistance in the Two Dimensional Random System ”, *Progress of Theoretical Physics*, 63, 707–710 , 1980.
- [23] Xu, S., “Discoveries of New Topological States of Matter Beyond Topological Insulators”, Ph. D. Princeton University, 2014.
- [24] Fu L, Kane CL, Mele EJ, “Topological insulators in three dimensions”, *Phys Rev Lett*, 9, 98(10), 2007.
- [25] Akzyanov, R., Rakhmanov A., “Bulk and surface spin conductivity in topological insulators with hexagonal warping”, *Physical Review B*, 99, 2019.
- [26] Hexagonal Warping Effects in the Surface States of the Topological Insulator  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$
- [27] Volkov, B. A. and Pankratov, O. A., “Two-dimensional massless electrons in an inverted contact”, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 42, 178, 1985.
- [28] Markus König et al., “Quantum Spin Hall Insulator State in  $\text{HgTe}$  Quantum Wells”, *Science*, 318, 766-770, 2007.



- [29] Analytis, J. G. et al., “Two-dimensional surface state in the quantum limit of a topological insulator”, *Nat. Phys.*, 6, 960–964, 2010.
- [30] Hsieh, D. et al., “A tunable topological insulator in the spin helical Dirac transport regime”, *Nature*, 460, 1101–1105, 2009.
- [31] Xia, Yiman et al., “Observation of a large-gap topological-insulator class with a single Dirac cone on the surface”, *Nature Physics*, 5, 398-402, 2009.
- [32] Niu, Chengwang et al., “Realization of tunable Dirac cone and insulating bulk states in topological insulators  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$ ”, *Scientific reports*, 2, 976, 2012.
- [33] Klitzing, K. v. and Dorda, G. and Pepper, M., “New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance”, *Phys. Rev. Lett.*, 45, 6, 494-497, 1980.
- [34] Maamache, M., Saadi, Yahia., “Quantal phase factors accompanying adiabatic changes in the case of continuous spectra”, *Phys. Rev. A.*, 78, 2008.
- [35] Haldane, F. D. M., “Model for a Quantum Hall Effect without Landau Levels: Condensed-Matter Realization of the "Parity Anomaly"”, *Phys. Rev. Lett.*, 61, 18, 2015-2018, 1988.
- [36] Kane, C. L. and Mele, E. J., “Quantum Spin Hall Effect in Graphene”, *Phys. Rev. Lett.*, 95, 22, 226801, 2005.
- [37] Kane, C. L. and Mele, E. J., “Z<sub>2</sub> Topological Order and the Quantum Spin Hall Effect”, *Phys. Rev. Lett.*, 95, 14, 146802, 2005.
- [38] Ando Yoichi, “Topological insulator materials”, *Journal of the Physical Society of Japan*, 82(10), 2013.

- [39] Teo, Jeffrey and Fu, Liang and Kane, C., “Surface states and topological invariants in three-dimensional topological insulators: Application to  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ”, *Phys. Rev. B*, 78, 2008.
- [40] Rauch, T. et al., “Dual Topological Character of Chalcogenides: Theory for  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ”, *Physical review letters*, 112, 016802, 2014
- [41] Rauch T., Flieger M., Henk J., Mertig I., “Nontrivial interface states confined between two topological insulators”, *Physical Review B*, 88, 2013.
- [42] Lu, H-Z. et al., “Massive Dirac fermions and spin physics in an ultrathin film of topological insulator”, *Phys. Rev. B*, 81, 115407, 2010.
- [43] Zhang, Y., He, K., Chang, CZ. et al., “Crossover of the three-dimensional topological insulator  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  to the two-dimensional limit”, *Nature Phys.*, 6, 584–588, 2010.
- [44] Lang Murong et al., “Competing Weak Localization and Weak Antilocalization in Ultrathin Topological Insulators”, *Nano letter*, 13, 2012
- [45] Bruynseraede Y., Gijs M., Haesendonck C., “Physical interpretation of weak localization: A time-of-flight experiment with conduction electrons”, *Phys. Rev. B*, 28, 2914, 2007.
- [46] Gerd Bergmann, “Weak anti-localization—An experimental proof for the destructive interference of rotated spin 1/2”, *Solid State Communications*, 42, 815-817, 1982.
- [47] Huang, Z., Alharbi, A., Mayer, W. et al. “Versatile construction of van der Waals heterostructures using a dual-function polymeric film”, *Nat Commun*, 11, 3029, 2020.

- [48] Misawa Tetsuro et al., “Preparation and Characterization of Sn-BSTS Topological Insulator for Universality Test of the Quantum Hall Effect”, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 66, 1-7, 2017.
- [49] Misawa Tetsuro et al., “Dual-gate control of the surface carriers of the highly-bulk-resistive topological insulator  $\text{Sn}_{0.02}\text{Bi}_{1.08}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_2\text{S}$ ”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 32, 2020.
- [50] Shi, G., Gao, F., Li, Z. et al., “Quantum corrections to the magnetoconductivity of surface states in three-dimensional topological insulators”, *Nat Commun*, 14, 2596, 2023.
- [51] J. J. Lin and J. P. Bird, *J. Phys.: Condens. Matter* 14, R501(2002). Lin J. J., Bird J. P. “Recent experimental studies of electron dephasing in metal and semiconductor mesoscopic structures”, *Journal of Physics: Condensed Matter* 14, 18, 501, 2002.
- [52] Liao, J., Ou, Y., Liu, H. et al., “Enhanced electron dephasing in three-dimensional topological insulators”, *Nat Commun*, 8, 16071, 2017.