

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт физики твёрдого тела имени Ю. А. Осипьяна  
Российской академии наук

На правах рукописи

Швецов Олег Олегович

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНСПОРТА В ТОПОЛОГИЧЕСКИХ  
ПОЛУМЕТАЛЛАХ  
С НАВЕДЕННОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬЮ**

Специальность 1.3.8 –  
Физика конденсированного состояния

диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
д. ф.-м. н. Девятов Э. В.

Черноголовка 2021

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>1 Обзор литературы</b>	<b>10</b>
1.1 Топология в механике . . . . .	10
1.2 Топологические изоляторы . . . . .	11
1.3 Топологические полуметаллы . . . . .	14
1.4 Топологические поверхностные состояния . . . . .	17
1.5 Андреевское отражение . . . . .	19
1.6 Андреевские связанные состояния и эффект Джозефсона . . . . .	23
1.7 Джозефсоновские переходы во внешнем магнитном поле . . . . .	27
1.8 Эффект Джозефсона в магнитных топологических полуметаллах	28
<b>2 Методика эксперимента</b>	<b>30</b>
2.1 Изготовление образцов . . . . .	30
2.2 Измерительная техника . . . . .	32
2.3 Криогенная техника и соленоид . . . . .	34
<b>3 Поверхностная сверхпроводимость в Дираковском топологическом полуметалле <math>\text{Cd}_3\text{As}_2</math> на интерфейсе с нормальным металлом</b>	<b>37</b>
3.1 Мотивация . . . . .	37
3.2 Образцы и измерительная техника . . . . .	38
3.3 Экспериментальные результаты . . . . .	40
3.4 Обсуждение . . . . .	43
3.5 Заключение . . . . .	46

<b>4</b>	<b>Магнитоустойчивая аномалия нулевого напряжения в Андреевском контакте к магнитному Вейлевскому полуметаллу <math>\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2</math></b>	<b>47</b>
4.1	Мотивация . . . . .	47
4.2	Образцы и измерительная техника . . . . .	48
4.3	Экспериментальные результаты . . . . .	49
4.4	Обсуждение . . . . .	53
4.5	Заключение . . . . .	55
<b>5</b>	<b>Латеральный эффект Джозефсона на поверхности магнитного Вейлевского полуметалла <math>\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2</math></b>	<b>56</b>
5.1	Мотивация . . . . .	56
5.2	Образцы и техника измерений . . . . .	57
5.3	Экспериментальные результаты . . . . .	58
5.4	Обсуждение . . . . .	62
5.5	Заключение . . . . .	64
<b>6</b>	<b>Реализация Джозефсоновского спинового вентиля в магнитном топологическом полуметалле с нодальной линией <math>\text{Fe}_3\text{GeTe}_2</math></b>	<b>65</b>
6.1	Мотивация . . . . .	65
6.2	Образцы и техника эксперимента . . . . .	67
6.3	Экспериментальные результаты . . . . .	69
6.4	Обсуждение . . . . .	73
6.5	Заключение . . . . .	76
	<b>Заключение</b>	<b>77</b>
	<b>Публикации автора по теме диссертации</b>	<b>78</b>



# Введение

**Актуальность тематики.** Исследование новых топологических материалов является популярнейшей областью в современной физике конденсированного состояния. Первая теоретическая модель топологического изолятора была сформулирована Волковым и Панкратовым в 1985 году [1], однако эта тематика оставалась в большей степени умозрительной до того момента, как в 2007 году произошла первая экспериментальная реализация режима спинового квантового эффекта Холла в двумерном топологическом изоляторе [2]. Это открытие значительно ускорило развитие этой области и привело к всплеску интереса и поиску новых топологических фаз материи. В последующие годы было открыто множество других топологически фаз в твердых телах.

Обширный интерес проявляется к новым системам, представляющим трехмерные топологические полуметаллы. Их общая особенность заключается в том, что в зонной структуре присутствуют точки (Дираковские или Вейлевские), в которых валентная зона касается зоны проводимости, и реализуется линейный закон дисперсии [3]. Такая ситуация напоминает электронный спектр графена или поверхностного (краевого) состояния топологического изолятора [4], однако, благодаря трехмерности топологических полуметаллов, они отличаются большей устойчивостью к возмущениям. Необычная зонная структура порождает множество новых физических феноменов, касающихся объемных свойств топологических полуметаллов. Среди них большая подвижность носителей, киральная аномалия магнетосопротивления, аномальный и нелинейный аномальный эффекты Холла, а также необычные оптические свойства [3, 5, 6].

Подобно топологическим изоляторам, трехмерные топологические полуметаллы обладают нетривиальными поверхностными свойствами, причем каждая из топологических фаз демонстрирует в этом отношении свою уникальность. К примеру, поверхностные состояния Вейлевских полуметаллов [3] - Ферми арки - представляют собой пару незамкнутых контуров на противоположных поверхностях кристалла, и их замыкание в единый контур происходит через объем. Каждый такой контур имеет выделенное направление групповой скорости носителей, из-за чего их часто ассоциируют с киральными краевыми состояниями в режиме квантового эффекта Холла. Более того, сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к корреляции спина и импульса зарядов на поверхности и формированию спиновых текстур [7]. Кроме того, как и в случае топологических изоляторов, поверхностные состояния демонстрируют топологическую защиту транспорта (подавленное рассеяние назад) [4].

Особого внимания заслуживает наведенная сверхпроводимость в топологических полуметаллах. Из-за высокой объемной проводимости ключевой проблемой для экспериментального изучения и потенциального практического при-

менения данных материалов является невозможность прямым путем отделить вклад поверхностных состояний в зарядовый транспорт от объемной проводимости. В связи с этим, исследователи прибегают к косвенным методам, например, к изучению гетероструктур сверхпроводник – топологический полуметалл. Андреевское отражение [8], характеризующее электронный транспорт в таких гетероструктурах, позволяет выделить особенности, характерные для топологических поверхностных состояний. Так, к примеру, ранее был продемонстрирован вклад в Андреевское отражение от киральных Ферми арок на интерфейсе сверхпроводник – Вейлевский полуметалл  $WTe_2$  [9]. Также является оправданным изучение гетероструктур сверхпроводник – топологический полуметалл – сверхпроводник со слабой связью [10]. Известно, что в таких гетероструктурах сверхпроводящий ток переносится в основном поверхностными состояниями, а их вклад в транспорт возможно выделить из зависимости критического тока от магнитного потока через слабую связь [11, 12, 9, 13, 14]. Кроме всего прочего, топологические системы, обладающие сильным спин-орбитальным взаимодействием и топологической защитой транспорта, являются многообещающими кандидатами для реализации Майорановских фермионов [15].

Новейшими из синтезированных топологических материалов являются топологические полуметаллы с нарушенной симметрией по отношению к обращению времени [16, 17]. Иными словами, в этих материалах существует магнитное упорядочение. Джозефсоновские переходы на основе магнитных топологических полуметаллов являются превосходной платформой для реализации нетривиальной сверхпроводимости благодаря сильному спин-орбитальному и обменному взаимодействию, а также особенностям топологии зонной структуры. Это можно видеть, например, по многообразию возможных вариантов спаривания электронов в зависимости от симметрий их волновых функций в магнитном Вейлевском полуметалле [18].

**Целью** данной работы является исследование свойств сверхпроводимости, индуцированной в топологических полуметаллах и их поверхностных состояниях в условиях эффекта вблизи со сверхпроводником.

Основными **задачами** являются создание гетероструктур на основе сверхпроводников и топологических полуметаллов и экспериментальное исследование зарядового транспорта в этих гетероструктурах при сверхнизких температурах.

В качестве **методов исследований** использовались транспортные методики, реализуемые при сверхнизких температурах до 30 мК. Также, для магнетотранспортных измерений сильные магнитные поля (до 14 Т) создавались при помощи сверхпроводящего соленоида.

**Научная и практическая значимость работы** состоит следующем.

Во-первых, исследование транспорта в топологических полуметаллах с наведенной сверхпроводимостью – это один из немногих возможных способов для экспериментального изучения вклада поверхностных состояний в транспорт заряда. Во-вторых, существует множество теоретических предпосылок для ожидания нетривиальных проявлений эффекта близости со сверхпроводником в топологических полуметаллах, например, наличие спин-триплетной сверхпроводимости и Майорановских состояний. Наконец, следует отметить потенциальную возможность приложений таких гетероструктур в квантовой вычислительной технике и спинтронике.

**Научную новизну работы** составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

- 1 Для контакта между нормальным металлом (Au) и несверхпроводящим в объеме Дираковским полуметаллом  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  при низких температурах было обнаружено неомическое поведение дифференциального сопротивления  $dV/dI(V)$ , характерное для Андреевского отражения. Такое поведение было продемонстрировано для Au- $\text{Cd}_3\text{As}_2$  контактов, изготовленных различными методами. Его можно интерпретировать как поверхностную сверхпроводимость вблизи интерфейса с нормальным металлом. Предполагается, что за возникновение сверхпроводимости ответственно формирование плоской зоны на поверхности топологического полуметалла  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . Такая физическая картина имеет под собой хороший теоретический фундамент. Вывод о том, что наблюдаемый эффект связан со сверхпроводимостью, подтверждается температурной и магнетопольевой зависимостями  $dV/dI(V)$ .
- 2 Для контактов между сверхпроводником (Nb) и магнитным Вейлевским полуметаллом  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ , помимо Андреевского отражения, был обнаружен ряд дополнительных особенностей в дифференциальном сигнале  $dV/dI(V)$ . Среди них наиболее интересная - аномалия нулевого напряжения (ZBA), которая демонстрирует выраженную стабильность по отношению ко внешнему магнитному полю вплоть до критического поля Nb. Были подробно исследованы температурные и магнетопольевые зависимости особенностей  $dV/dI(V)$ . В качестве возможной интерпретации было рассмотрено формирование низкоэнергетических Андреевских уровней на интерфейсе Nb- $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  при участии поверхностных состояний Вейлевского полуметалла.
- 3 Для латерального транспорта заряда между двумя разнесенными на 5 мкм сверхпроводящими In контактами к магнитному Вейлевскому полуметаллу  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  было обнаружено, что в неоднородно намагниченном образце возникает только Андреевское отражение на интерфейсах

In-Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub>. После намагничивания образца до насыщения было обнаружено, что становится возможным протекание бездиссипативного Джозефсоновского тока, который демонстрирует необычные зависимости от температуры и внешнего магнитного поля. В качестве объяснения была обсуждена возможность возникновения наведенной спин-триплетной сверхпроводимости на поверхности и в объеме топологического магнитного Вейлевского полуметалла Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub>.

- 4 Для латерального транспорта в 3 мкм Джозефсоновских переходах In-Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub>-In, где Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub> является собой ферромагнитный топологический полуметалл с нодальной линией, был обнаружен эффект Джозефсона, демонстрирующий необычную зависимость критического тока от внешнего магнитного поля различных ориентаций. В целом, паттерны  $I_c(B)$  асимметричны, но эта асимметрия зеркально отражается при перемагничивании образца. В дополнение, в перпендикулярном поле возникает смена минимума  $I_c(B)$  на максимум при перемагничивании. Такое поведение не ожидается для обычного перехода сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник с однородно намагниченным барьером, но оно может возникнуть в Джозефсоновском спиновом вентиле. Наиболее вероятный сценарий для реализации Джозефсоновского спинового вентиля относится к различно ориентированным спиновым поляризациям ферромагнитного объема и топологического поверхностного состояния полуметалла с нодальной линией Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub>. Мы также обсуждаем возможную роль спин-зависимого транспорта при наличии сложной доменной структуры.

### **Степень достоверности и апробация работы.**

В диссертационной работе представлены оригинальные результаты, которые были получены впервые и докладывались с последующим обсуждением на нижеперечисленных конференциях:

- 1 Приглашенный устный доклад “Планарный эффект Джозефсона на поверхности магнитного Вейлевского полуметалла Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub>” на XXIV международном симпозиуме “Нанопизика и Наноэлектроника”, Нижний Новгород, март 2020
- 2 Приглашенный устный доклад “Перенос Джозефсоновского тока поверхностными состояниями топологических Вейлевских полуметаллов” на XXIII Уральской международной зимней школе по физике полупроводников, Екатеринбург-Алапаевск, Россия, февраль 2020
- 3 Приглашенный устный доклад “Перенос Джозефсоновского тока поверхностными состояниями топологических Вейлевских полуметаллов” на II



Конференции “Квантовые материалы на нанометровой шкале”, Москва, ноябрь 2020

- 4 Устный доклад “Surface superconductivity in a 3D Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  at the interface with a gold contact” на Interaction between Radiation and Quantum matter, Moscow, July 2019

**Личный вклад автора.** Представленные результаты были получены лично автором диссертационной работы. Соискатель принимал активное участие в постановках задач и выборе методологических подходов, изготовлении образцов в чистой комнате, проведении измерений, обработке и интерпретации полученных результатов, а также в подготовке и написании статей.

**Публикации.** Основные результаты диссертации представлены в 4 статьях, опубликованных в зарубежных и российских научных журналах, входящих в перечень ВАК РФ [A1,A2,A3,A4].

# 1 Обзор литературы

## 1.1 Топология в механике

Чтобы лучше понять дух слова "топология" в контексте физики, можно в качестве иллюстрации рассмотреть известную механическую задачу [19]:

*Предположим, что поезд движется от станции  $A$  до станции  $B$  вдоль прямолинейного участка пути. Поезд может двигаться различным образом — ускоряться, тормозить, стоять на месте или даже некоторое время двигаться в обратном направлении, пока не прибудет в пункт  $B$ , то есть движение не предполагается равномерным или равноускоренным. Закон движения поезда считается известным заранее: задана функция  $s = f(t)$ , где  $s$  — расстояние между поездом и станцией  $A$ , и  $t$  — время, отсчитываемое от момента отправления. К полу одного из вагонов прикреплен стержень так, что он может двигаться вперед и назад без трения до соприкосновения с полом вагона. Если он касается пола, то будем предполагать, что он остается лежать на нем. Можно ли установить стержень в начальный момент движения поезда таким образом, что, будучи отпущенным без начальной скорости и двигаясь под действием только силы гравитации и движения поезда, он никогда не коснется пола за все время движения поезда от  $A$  до  $B$ ?*

Из условий ясно, что на стержень в его системе отсчета действуют только сила инерции, направленная горизонтально, и сила притяжения, направленная вертикально. Сила инерции определяется движением поезда.

Данная задача допускает топологическое решение. Ясно, что начальные условия, при заданной нулевой начальной скорости, определяются углом начального отклонения стержня от горизонтали  $\phi_0$ . Все возможные значения  $\phi_0$  лежат на отрезке  $[0, \pi]$ . Если мы выберем  $\phi_0 = 0$ , то очевидно, что независимо от функции движения поезда  $s(t)$  стержень всегда будет оставаться в крайнем левом положении. Аналогично, при  $\phi_0 = \pi$  он будет всегда лежать справа. Мы можем сказать, что эти две точки на множестве углов начального отклонения,  $0$  и  $\pi$ , приводят к топологически различным конечным результатам — стержень лежит или слева, или справа. А это означает, что между точками  $0$  и  $\pi$  находится хотя бы одна точка, когда стержень в конце движения окажется в промежуточном положении, то есть не коснется пола. Таким образом, основываясь исключительно на таких "топологических" соображениях, мы можем дать положительный ответ на вопрос задачи, независимо от того, как движется поезд. Единственное предположение, которое мы допустили, — непрерывная зависимость решения от начальных условий.

## 1.2 Топологические изоляторы

Раскрыть значение топологических эффектов в физике твердого тела проще всего, введя концепцию топологического изолятора.

Необходимым условием для реализации той или иной топологической фазы в кристаллическом твердом теле является зонная инверсия [4].

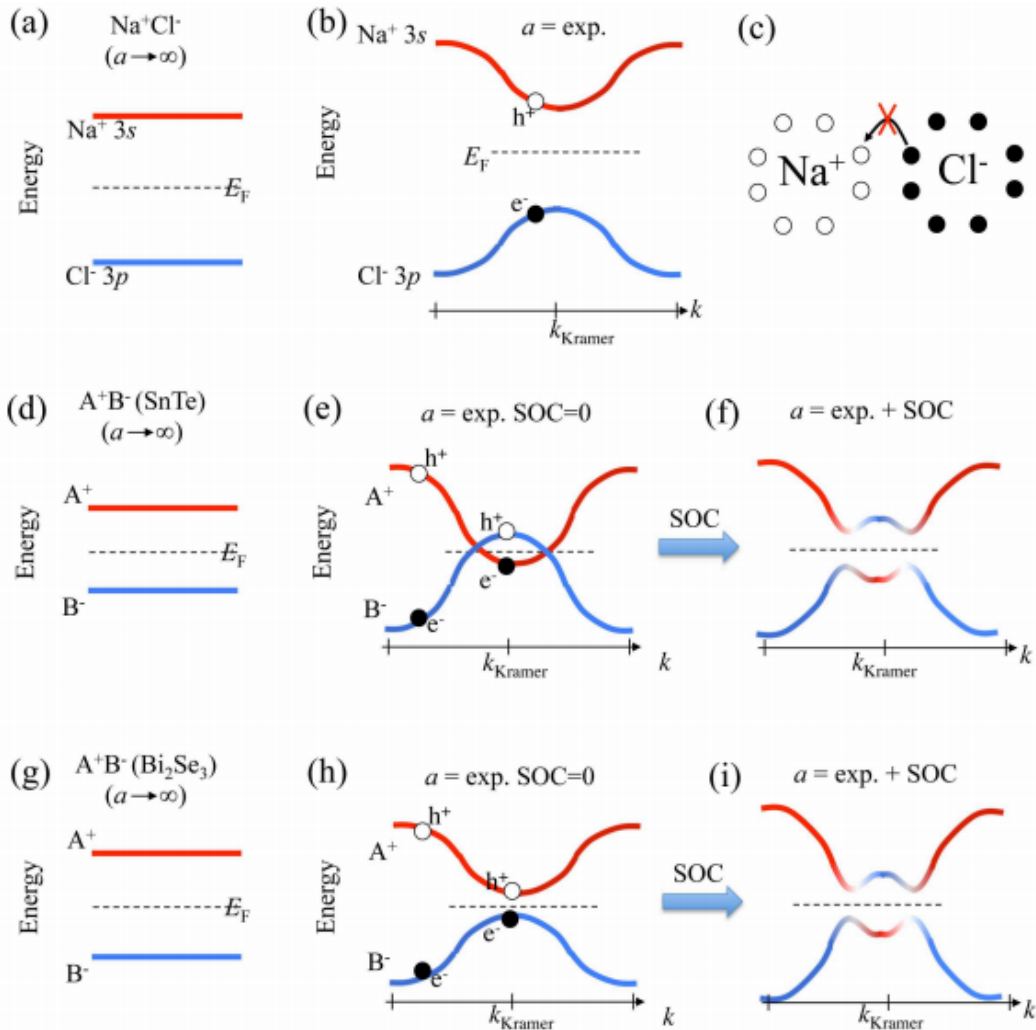


Рис. 1: Зонная инверсия. (a-c) В кристалле NaCl отсутствует зонная инверсия. Порядок между атомными орбиталями и зонами, образованными из них, сохраняется. Это согласуется с тем, что для ионного кристалла электронам очень не выгодно переходить от отрицательных ионов к положительным. (d-f) В полупроводнике  $A^+B^-$ , например SnTe, может реализоваться ситуация, когда дисперсия уровней в кристалле будет такой, что возникнет пересечение валентной зоны и зоны проводимости. Дополнительный учет спин-орбитального взаимодействия приводит к открытию щели. (g-i) Ситуация, когда учет спин-орбитального взаимодействия дает одновременно и инверсию, и открытие щели. Изображение взято из работы [20].

Для начала, рассмотрим обычный изолятор, например NaCl. В атомарном пределе, который можно представить как до бесконечности растянутую решетку ( $a \rightarrow \infty$ ), электроны внешних оболочек занимают  $3s$  и  $3p$  орбитали для ионов  $\text{Na}^+$  и  $\text{Cl}^-$ , как изображено на Рисунке 1(a). При сближении ионов атомные орбитали начинают перекрываться, и в обратном пространстве уровни размываются в зону (Рисунок 1(b)). В случае NaCl четное количество электронов в примитивной ячейке дает полностью заполненную зону, и это твердое тело является изолятором. Сильная ковалентная связь приводит к тому, что электрону очень не выгодно переходить от иона хлора обратно к натрию (Рисунок 1(c)), поэтому во всей зоне Бриллюэна ионы хлора остаются положительно заряженными, а натрия - отрицательно.

Теперь рассмотрим полупроводник типа  $A^+B^-$ , например SnTe (Рисунок 1(d)). При переходе от атомарного предела к реальной постоянной решетки орбитали могут получить такую дисперсию, что валентная зона и зона проводимости, образованные из электронов с  $A^+$  и  $B^-$  орбиталей соответственно, пересекутся (Рисунок 1(e)). Тогда при реальном значении постоянной решетки мы получим спектр с зонной инверсией, то есть будет иметься область  $k$ -пространства, где валентная зона выше по энергии, чем зона проводимости. Точка в обратном пространстве, в которой впервые происходит пересечение зон при сближении атомов, называется точкой Крамера. Далее, учет спин-орбитального взаимодействия приведет к гибридизации состояний в точках, где имеется пересечение валентной зоны и зоны проводимости. Таким образом, в полупроводнике откроется щель (Рисунок 1(f)), и он будет представлять собой реализацию фазы топологического изолятора.

В принципе, возможна ситуация, когда без учета спин-орбитального взаимодействия инверсии зон не происходит, однако его учет дает одновременно и инверсию, и открытие щели (Рисунок 1(g-i)). Примером такого соединения является  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  - трехмерный топологический изолятор [4].

Из написанного выше становится ясно, что при поиске материалов с зонной инверсией необходимо обратить внимание на материалы с сильным спин-орбитальным взаимодействием, то есть на содержащие более тяжелые элементы таблицы Менделеева. Кроме того, на примере NaCl мы видим, что ионные соединения с сильной ковалентной связью не могут быть подходящими кандидатами. Таким образом, необходимо искать кристаллы, содержащие тяжелые полуметаллические элементы. К примеру, Bi является подходящим элементом, так как его ионы могут иметь и положительный, и отрицательный заряд, причем между этими состояниями нет большой разницы в энергии. Поэтому ион Bi может быть отрицательно заряжен в одних частях зоны Бриллюэна, и положительно в других, что и означает зонную инверсию. Действительно,  $\text{Na}_3\text{Bi}$  и  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  являются примерами топологических материалов [4].

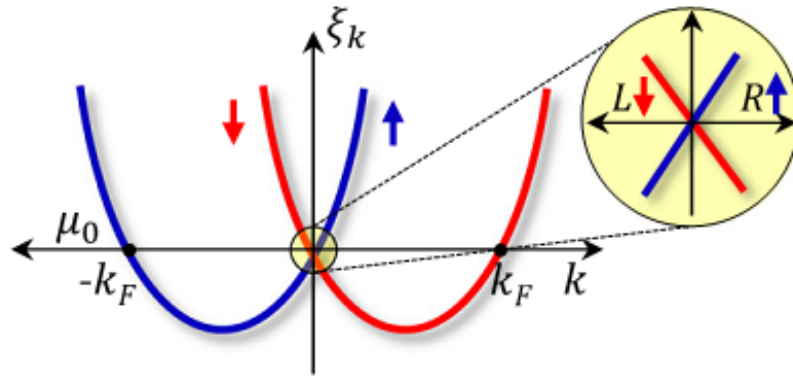


Рис. 2: Спектр одномерной электронной системы с взаимодействием Рашбы. Исходная парабола после снятия вырождения по спину разбивается на две параболы с разными спиновыми поляризациями (изображены стрелочками). Изображение взято из работы [15].

Опираясь на концепцию зонной инверсии и описанную выше механическую задачу, можно интуитивно понять природу возникновения одного из главных свойств топологических материалов - их поверхностных состояний [4]. При контакте топологического и тривиального изолятора щель должна перейти из инверсного режима в обычный. Это означает, что на границе их соприкосновения обязательно возникнет состояние, где запрещенная щель обращается в нуль, то есть будут иметь место металлические поверхностные состояния. Вакуум также является тривиальным изолятором, поэтому топологические поверхностные состояния всегда имеют место в ограниченных кристаллах топологических материалов.

Топологические поверхностные состояния вызывают большой интерес. Для простоты рассмотрим свойства краевых состояний двумерного топологического изолятора. Как было сказано выше, на краю топологической системы запрещенная щель обратится в нуль, и возникнет металлическое проводящее состояние. Валентная зона и зона проводимости при этом касаются в одной точке, образуя линейный закон дисперсии в поверхностном состоянии (Дираковский спектр). При учете сильного спин-орбитального взаимодействия, возникает картина, аналогичная одномерному электронному газу в взаимодействием Рашбы (Рисунок 2). Как можно заметить, в точке пересечения расщепленных парабол возникает линейная дисперсия с различно поляризованными по спину ветками, причем направление спина в такой системе жестко связано с направлением импульса (spin-momentum locking). Из этого вытекает еще одно интересное свойство - рассеяние назад в краевом состоянии двумерного топологического изолятора одновременно требует переворота спина. Процессы с переворотом спина подавлены в отсутствие магнитных примесей. Таким образом, возникает подавление рассеяния назад, именуемое топологической защитой краевых состояний.

Электронные системы со спектром, переставленным выше, интенсивно изучаются ввиду их огромного потенциала в реализации квантовых вычислений. Дело в том, что при Зеемановском расщеплении спектра из Рисунка 2, в условиях наведенной сверхпроводимости, становится возможной реализация  $p$ -волновой сверхпроводимости и Майорановских фермионов [15]. На основе таких систем предсказана возможность создания топологических кубитов для квантовых вычислений. Поэтому исследование наведенной сверхпроводимости в топологических материалах вызывает обширный интерес.

### 1.3 Топологические полуметаллы

Фаза топологического изолятора, описанная выше, не является единственной. В зависимости от присутствия или нарушения определенных симметрий можно получить такие фазы как Дираковский или Вейлевский полуметалл, полуметалл с нодальной линией и другие [4, 3].

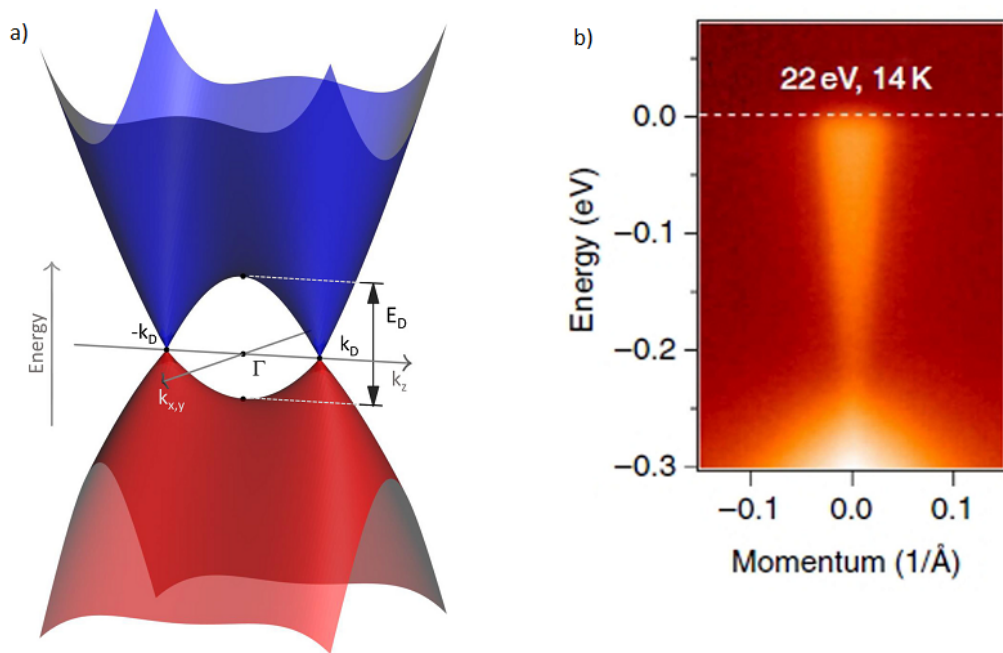


Рис. 3: (а) Дираковский спектр электронов в  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . Ось вращательной симметрии проходит вдоль  $k_z$ , в результате чего в двух точках зоны Бриллюэна щель не открывается. (б) Дираковский конус в  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ , полученный при помощи экспериментальной техники ARPES. Изображения взяты из работы [21].

Например, рассмотрим кристаллическое твердое тело с инвертированным спектром, обладающее симметрией по отношению к обращению времени и имеющие центр инверсии в кристаллической структуре. Кроме того, пусть решетка обладает дополнительной вращательной симметрией. Реальным примером может служить  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  (он исследуется в данной работе), имеющий ось симметрии

4-го порядка [21]. Наличие дополнительной вращательной симметрии приводит к тому, что спин-орбитальное взаимодействие не открывает щель в точках, через которые проходит ось симметрии (не происходит отталкивания уровней). В результате, в объемном спектре возникает пара Дираковских точек (узлов) с линейным законом дисперсии (Рисунок 3(a)). Этот результат подтвержден экспериментально при помощи ARPES (Рисунок 3(b)).

Вблизи Дираковской точки спектр описывается гамильтонианом [3]

$$\hat{H} = v_F \begin{bmatrix} \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma} & 0 \\ 0 & -\mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где  $v_F$  - скорость Ферми,  $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  - матрицы Паули,  $\mathbf{p}$  - квазиимпульс электрона, отсчитываемый от Дираковской точки.

Если при тех же условиях оказывается нарушенной симметрия по отношению к обращению времени, либо отсутствует центр инверсии, в гамильтониане (1) снимается вырождение, и одна Дираковская точка распадается на пару Вейлевских точек, разнесенных в  $k$ -пространстве [3]. Вблизи каждой из этих точек будет действовать гамильтониан Вейля, описывающий Вейлевские полуметаллы

$$\hat{H} = \pm v_F \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} = \pm v_F \begin{bmatrix} p_z & p_x - ip_y \\ p_x + ip_y & -p_z \end{bmatrix}. \quad (2)$$

В условиях сильного спин-орбитального взаимодействия спин электрона не является хорошим квантовым числом. Из вида гамильтониана очевидно, что оператор киральности  $\hat{h} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}/p$  коммутирует с гамильтонианом, следовательно является квантовым числом. Его собственные значения  $\pm 1$  отвечают спинам, закрученным по и против часовой стрелки в обратном пространстве. В случае Дираковского гамильтониана (1) обе точки с различной киральностью находятся в одной точке обратного пространства, но вырождение по киральности снимается при нарушении симметрии в случае гамильтониана Вейля (2), когда эти точки имеют разные позиции в обратном пространстве.

Возникновение Вейлевского спектра проиллюстрировано на Рисунке 4 для случая нарушения симметрии по отношению к обращению времени. Нарушение данной симметрии означает наличие магнитного упорядочения, в случае ферромагнетизма зоны расщеплены по спину обменным взаимодействием. После учета спин-орбитального взаимодействия в спектре открывается щель везде, кроме точек, которые проходят через ось симметрии вращения. Вырождение по киральности в этом случае снято расщеплением по спину. Примером реальной системы, в которой реализуется подобный спектр, является ферромагнитный Вейлевский полуметалл  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  [22].

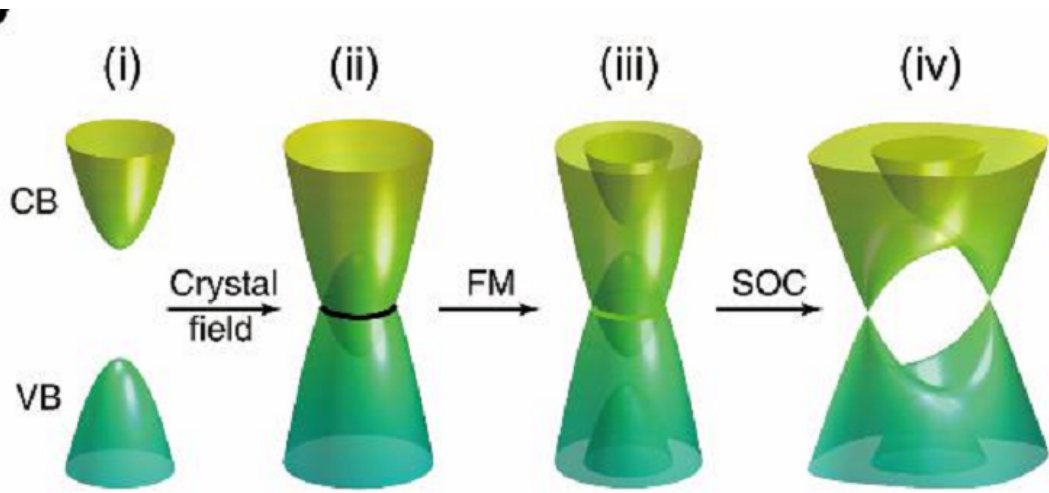


Рис. 4: Возникновение фазы Вейлевского полуметалла при нарушении симметрии по отношению к обращению времени. Изображения взяты из работы [22].

Любое малое возмущение гамильтониана Вейля в линейном приближении будет иметь вид  $V = \delta_0 I + \boldsymbol{\delta} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ , где  $I$  - единичная матрица  $2 \times 2$ . Оно приведет к сдвигу по энергии на  $\delta_0$  и изменит положение Вейлевской точки на  $\mathbf{p} = \mp \boldsymbol{\delta} / v_F$ , однако не откроет щель в спектре. Устойчивость к возмущениям характерна для трехмерного случая. В двумерном линейном спектре, например в спектре графена, малое возмущение способно привести к появлению щели [3]. Поэтому Дираковские и Вейлевские полуметаллы часто рассматривают как устойчивые трехмерные аналоги графена.

Дираковские и Вейлевские точки - топологические объекты. Они являются монополями по отношению к кривизне Берри в обратном пространстве. Чтобы это показать, можно вычислить вектор потенциал Берри вблизи точки [3]:

$$\mathbf{A}(\mathbf{k}) = -i \sum_n \langle u_{n,\mathbf{k}} | \nabla_{\mathbf{k}} | u_{n,\mathbf{k}} \rangle, \quad (3)$$

где  $|u_{n,\mathbf{k}}\rangle$  - периодическая часть Блоховской одноэлектронной волновой функции, а индекс  $n$  соответствует занятым зонам. Тогда кривизну Берри можно рассматривать как эффективное магнитное поле в обратном пространстве

$$\mathbf{F}(\mathbf{k}) = \nabla_{\mathbf{k}} \times \mathbf{A}(\mathbf{k}). \quad (4)$$

Топологический инвариант число Черна вводится как поток вектора  $\mathbf{F}(\mathbf{k})$  через поверхность в обратном пространстве, содержащую Дираковскую или Вейлевскую точку

$$C = \frac{1}{2\pi} \int_S \mathbf{F}(\mathbf{k}) d\mathbf{S}_k. \quad (5)$$

Если  $S_k$  достаточно мала, чтобы все еще был справедлив гамильтониан (1) или (2), то можно вычислить  $C = \pm 1$  для соответствующих киральностей.



Наконец, в отсутствие спин-орбитального взаимодействия, либо при наличии определенных групп симметрий, может реализоваться фаза полуметалла с нодальной (узловой) линией [23]. В таких полуметаллах зона проводимости и валентная зона тоже пересекаются, но щель в данном случае не открывается вовсе. Таким образом, вместо нескольких точек касания, как это было для полуметаллов Дирака и Вейля, образуется целая линия пересечения зон. Примерами спектров нодального полуметалла служат изображения (ii) и (iii) на Рисунке 4. Реализацией нодального топологического полуметалла служит  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ .

## 1.4 Топологические поверхностные состояния

В предыдущем разделе уже были описаны краевые состояния двумерного топологического изолятора. Они представляют собой два одномерных проводящих канала, поляризованных по спину перпендикулярно плоскости двумерной электронной системы. Направление спина при этом определяется направлением импульса, подобно одномерной системе с взаимодействием Рашбы (Рисунок 2). В этом случае краевая проводимость равна двум квантам проводимости  $2G_0 = \frac{4e^2}{h}$ . Такой режим называется квантовым спиновым эффектом Холла [4, 24].

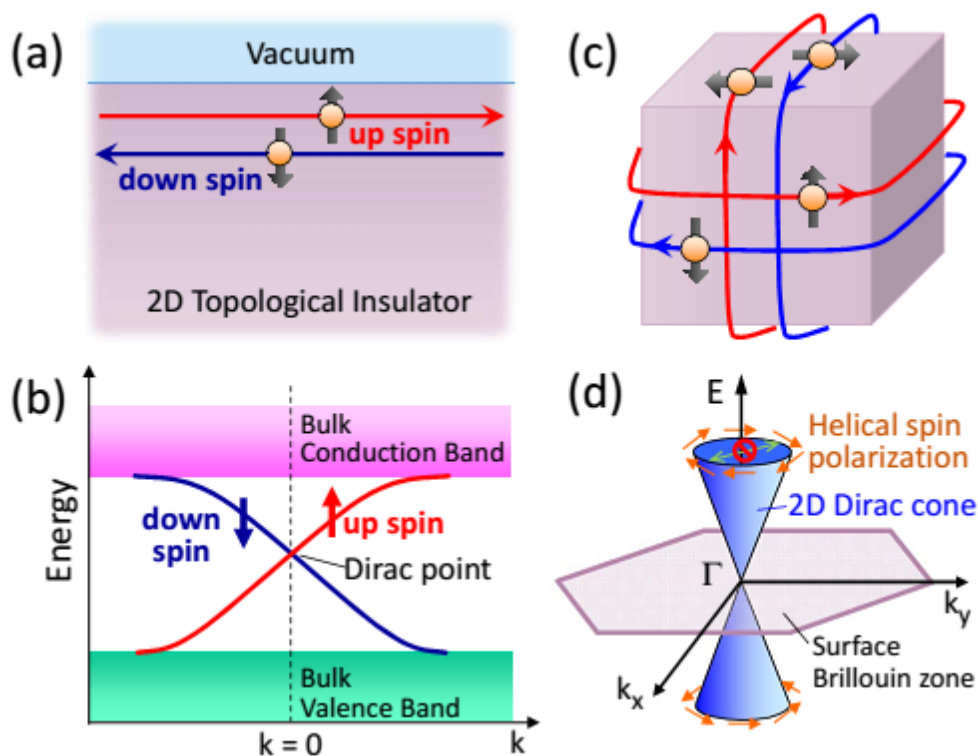


Рис. 5: (a,b) Двумерный топологический изолятор и его краевые состояния в прямом и обратном пространстве. (c,d) То же для трехмерного топологического изолятора. Изображения взяты из работы [24].

Обобщение на случай трехмерного топологического изолятора состоит в том, что поверхностные состояния теперь представляют собой двумерную систему с Дираковским спектром. Опять же, их спиновая поляризация аналогична двумерному электронному газу с взаимодействием Рашбы. Сравнение поверхностных состояний двух и трехмерного топологических изоляторов представлено на Рисунке 5. Поверхностные (краевые) состояния такого типа называются геликоидальными.

Поверхностные состояния Дираковского полуметалла и трехмерного топологического изолятора близки. В обратном пространстве поверхностные состояния топологического изолятора - это сечение Дираковского конуса уровнем Ферми (т.е. точка или окружность). Для Дираковского полуметалла поверхностные состояния представляют собой контуры - Ферми арки, соединяющие проекции объемных Дираковских точек на поверхностную зону Бриллюэна. Их сравнение представлено на Рисунке 6. Можно заметить, то что оба типа поверхностных состояний похожи между собой, кроме того, совпадает и их спиновая поляризация. Поэтому поверхностные состояния Дираковского полуметалла также часто именуют геликоидальными.

В Вейлевском полуметалле при нарушении симметрии и снятии вырождения с исходной пары Дираковских точек поверхностные состояния также становятся разнесены в  $k$ -пространстве. При этом образуется 4 Вейлевских точки, и соответственно 2 пары Ферми арок, соединяющих их проекции на поверхностную зону Бриллюэна (Рисунок 7). Для Вейлевского полуметалла становится очевидно, что на одной поверхности Ферми арка представляет собой незамкнутый контур. Чтобы замкнуть контур Ферми, каждая арка соединяется с другой аркой на противоположной поверхности через объем кристалла.

Ферми арки имеют такую дисперсию, что групповая скорость носителей в них направлена перпендикулярно самой арке [7]. Поэтому Ферми арки часто ассоциируются с киральными краевыми состояниями в режиме Квантового эффекта холла, которые также имеют определенное направление групповой скорости.

Наконец, перейдем к рассмотрению полуметаллов с нодальной линией [26]. Если, к примеру, плоскость зеркальной симметрии проходит через линию пересечения инвертированных зон, то все точки этой линии могут быть защищены от открытия щели, образуя нодальную линию. В свою очередь, в поверхностной зоне Бриллюэна будет существовать целая окружность заполненных состояний. Это можно понять по аналогии с Дираковскими (Вейлевскими) полуметаллами: так как в полуметаллах с нодальной линией есть целая окружность пересечения зон, Ферми арки, соединяющие проекции каждой пары Дираковских точек этой окружности, будут замкнуты на поверхностной зоне Бриллюэна.

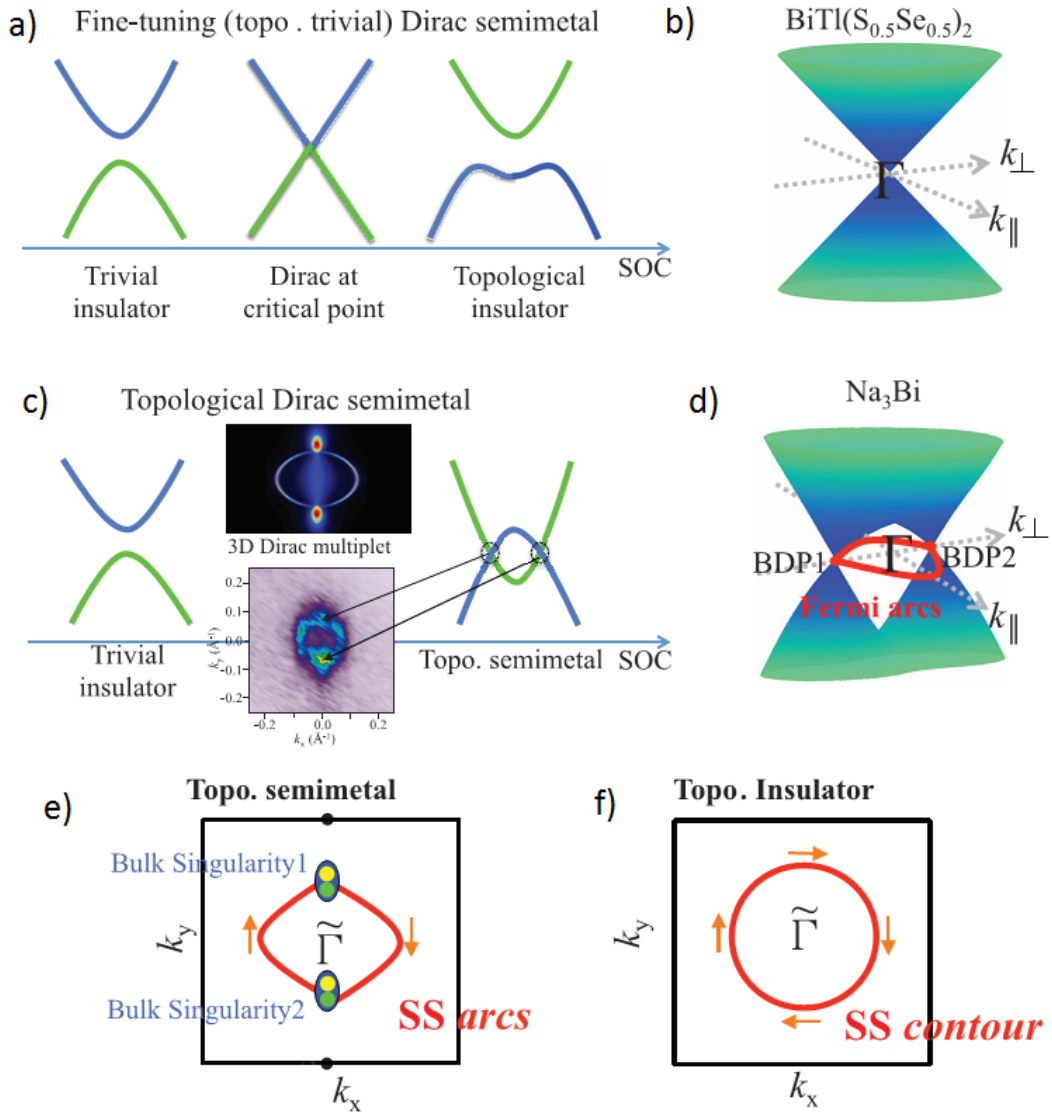


Рис. 6: Сравнение объемного спектра и поверхностных состояний (a,b,e) топологического изолятора и (c,d,f) Дираковского полуметалла. Вставка к (c) - визуализация Ферми арок, полученная экспериментальным методом ARPES. Изображения взяты из [25].

эна (Рисунок 8).

## 1.5 Андреевское отражение

Для выделения вклада топологических поверхностных состояний в транспорт и изучения их свойств в условиях эффекта близости со сверхпроводником является осмысленным исследовать одиночный сверхпроводящий контакт к интересующему нас топологическому материалу. Основной эффект, который следует ожидать для транспорта через такой контакт, - Андреевское отражение [8]. Подробное изложение описания этого явления можно найти, например,

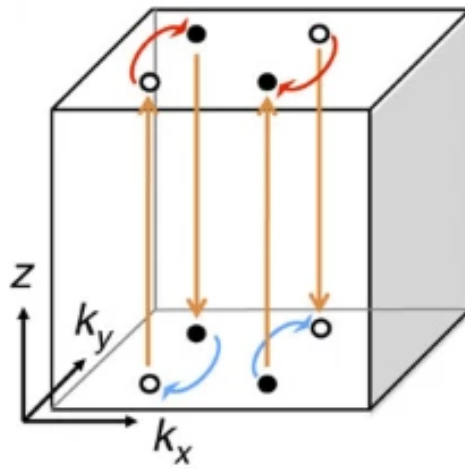


Рис. 7: Ферми арки на поверхности Вейлевского полуметалла. Рассматриваются поверхности, перпендикулярные оси  $z$ .

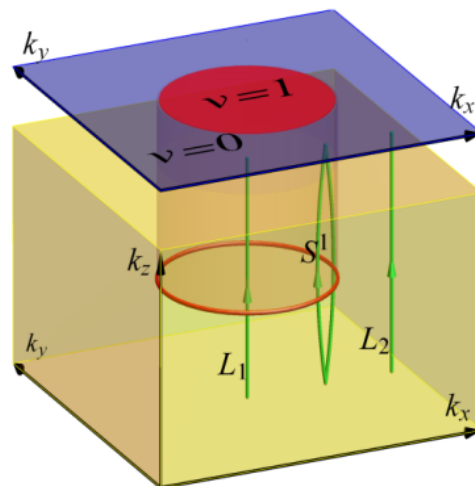


Рис. 8: Поверхностные состояния топологического полуметалла с нодальной линией. Из статьи [26].

в [27, 10, 28, 29].

Мы будем рассматривать интерфейс между нормальным металлом и сверхпроводником (NS контакт). Для электрона, который налетает на интерфейс со стороны нормального металла, может произойти один из четырех процессов (Рисунок 9):

(A) Зеркальное отражение:  $v_{\perp} \rightarrow -v_{\perp}, v_{\parallel} \rightarrow v_{\parallel}$

(B) Андреевское отражение:  $v_{\perp} \rightarrow -v_{\perp}, v_{\parallel} \rightarrow -v_{\parallel}$

(C) Прохождение электрона:  $v_{\perp} \rightarrow v_{\perp}, v_{\parallel} \rightarrow v_{\parallel}$

(D) Прохождение дырки:  $v_{\perp} \rightarrow v_{\perp}, v_{\parallel} \rightarrow -v_{\parallel}$

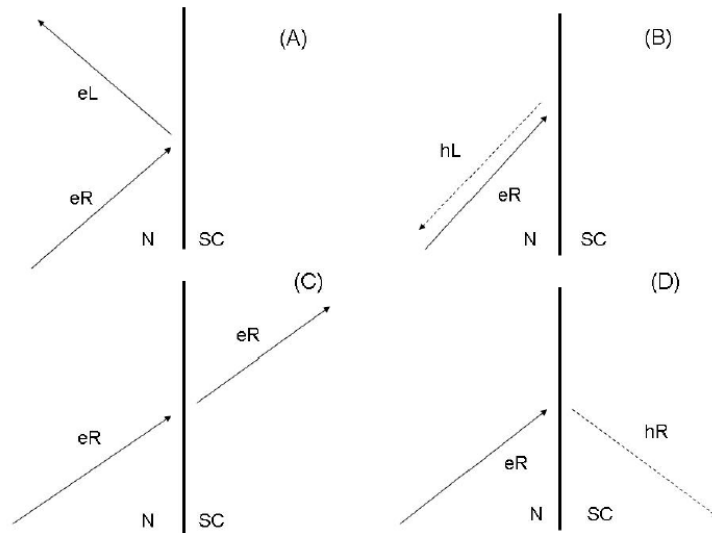


Рис. 9: Четыре процесса на NS интерфейсе.  $eL$ ,  $eR$ ,  $hL$ ,  $hR$  - соответственно электроны и дырки и направления их групповой скорости: L - влево, R - вправо. Из [28].

Процессы (A) и (C) характеризуют обычное барьерное отражение и туннелирование электрона. Андреевское отражение (B) характерно для электронов с энергией меньше щели в сверхпроводнике  $E < \Delta$  (отсчет энергии ведется от уровня Ферми), при  $E > \Delta$  его вероятность быстро спадает. Суть этого процесса в том, что из-за щели в спектре сверхпроводника электрон не может проникнуть в него при  $E < \Delta$ , поэтому он спаривается с другим электроном и уходит в конденсат Куперовских пар. Из закона сохранения заряда следует, что в нормальную часть при этом отражается дырка. Из-за удвоения заряда, проходящего через интерфейс, Андреевское отражение, когда этот процесс не подавлен, приводит к увеличению проводимости для электронов с  $E < \Delta$ .

Рассмотрим эту задачу количественно.

В сверхпроводнике низкоэнергетические возбуждения имеют смешанный электронно-дырочный характер. Это отражено в уравнении Боголюбова – де Жена, являющимся обобщением уравнения Шредингера на случай сверхпроводника:

$$\begin{pmatrix} \hat{H} & \Delta e^{i\phi} \\ \Delta e^{-i\phi} & -\hat{H}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_e(x) \\ \psi_h(x) \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \psi_e(x) \\ \psi_h(x) \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Здесь отсчет энергии ведется от уровня Ферми  $\hat{H} = \hat{H}_0 - E_F$ , где  $\hat{H}_0$  - обычный одноэлектронный гамильтониан металла в отсутствие сверхпроводимости,  $\Delta$  и  $\phi$  - щель и фаза сверхпроводника.

Используя анзац в виде плоских волн  $\phi_{e,h} \propto \exp(ikx)$  и предполагая малость энергий  $\Delta, E \ll E_F$ , можно найти спектр возбуждений в сверхпроводнике

$$E = \sqrt{\xi^2 + \Delta^2}, \quad \xi = \hbar v_F(k - k_F). \quad (7)$$

Рассмотрим одномерный канал без рассеяния, проходящий через границу сверхпроводника ( $x > 0$ ) и нормального металла ( $x < 0$ ). Также будем считать, что сверхпроводящая щель меняется скачком  $\Delta(x > 0) = \Delta e^{i\phi}$ ,  $\Delta(x < 0) = 0$ . Ищем решения в виде  $\psi_{e,h} \propto \widetilde{\psi}_{e,h}(x) \exp(ik_F x)$  с огибающей, медленно меняющейся в пространстве  $\nabla \psi_{e,h} \ll k_F$ . Тогда для  $\hat{H} = \hat{p}^2/2m - E_F$  уравнение (6) даст

$$\begin{pmatrix} -i\hbar v_F d/dx & \Delta(x) e^{i\phi} \\ \Delta(x) e^{-i\phi} & i\hbar v_F d/dx \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \widetilde{\psi}_e(x) \\ \widetilde{\psi}_h(x) \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \widetilde{\psi}_e(x) \\ \widetilde{\psi}_h(x) \end{pmatrix}. \quad (8)$$

В нормальном металле запишем волновую функцию в виде

$$\widetilde{\psi}(x < 0) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{ixE/\hbar v_F} \\ r_A e^{-ixE/\hbar v_F} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

такая волновая функция описывает налетающий электрон и Андреевски отраженную дырку. Множитель  $r_A$  - комплексная амплитуда вероятности Андреевского отражения.

В сверхпроводнике при  $E < \Delta$  возбудений нет, и существует только затухающее решение

$$\tilde{\psi}(x > 0) = C \begin{pmatrix} f_e \\ f_h \end{pmatrix} e^{-x\sqrt{\Delta^2 - E^2}/\hbar v_F}, \quad (10)$$

где  $C$  - нормировочная константа. Из уравнения (6) следует важное для нас равенство  $f_h/f_e = e^{-i\phi(\frac{E - i\sqrt{\Delta^2 - E^2}}{\Delta})}$ .

Теперь амплитуда  $r_A$  находится из сшивки двух волновых функций в точке  $x = 0$ . Легко найти

$$r_A = \frac{f_h}{f_e} = e^{-i\phi\left(\frac{E - i\sqrt{\Delta^2 - E^2}}{\Delta}\right)} = e^{i\chi}, \quad \chi = -\arccos(E/\Delta) - \phi. \quad (11)$$

Таким образом, фаза отраженной дырки смещена относительно фазы налетающего электрона на  $\chi$ . В случае налетающей дырки и отраженного электрона сдвиг фаз был бы равен  $\tilde{\chi} = -\arccos(E/\Delta) + \phi$ .

В отсутствие рассеяния  $|r_A|^2 = 1$  для  $E < \Delta$ , то есть всегда имеет место Андреевское отражение. Это приводит к увеличению кондактанса NS контакта при  $E < \Delta$ . Рассеяние на интерфейсе может привести к тому, что кондактанс при  $E < \Delta$  будет напротив, уменьшаться. Это разумно, так как вероятность прохождения сразу двух электронов в конденсат быстро затухает при увеличении рассеяния. Зависимости кондактанса от напряжения в NS контактах с различным рассеянием представлены на Рисунке 10. Примечательно, что острые пики кондактанса определяют размер сверхпроводящей щели. Они возникают из-за расходящейся плотности состояний на щели в сверхпроводнике. Количественное описание кондактанса NS контакта можно найти в [10].

## 1.6 Андреевские связанные состояния и эффект Джозефсона

Рассмотрим теперь SNS структуру в формализме матриц рассеяния. Пусть нормальная прослойка достаточно тонкая, так что мы считаем рассеяние в ней не зависящим от энергии на масштабе  $\Delta$ , т.е.  $\tau\Delta \ll \hbar$ , где  $\tau$  - время, за которое электрон пролетает нормальную часть.

При  $E = eV < 2\Delta$  (щель двойная, т.к. интерфейса теперь два) электрон в

такой гетероструктуре испытывает Андреевское отражение. Отраженная дырка, в свою очередь, конвертируется обратно в электрон, причем при каждом проходе набирается энергия  $eV$ . Это приводит к тому, что после нескольких актов отражения частица наберет энергию, превосходящую  $2\Delta$ , и сможет уйти в сверхпроводник как квазичастица. Такое явление называется многократным Андреевским отражением [10, 29]. Из-за расходящейся плотности состояний на щели в сверхпроводнике, этот эффект ответственен за появление острых пиков при  $eV = 2\Delta/n$  в кондактансе SNS структур.

При  $eV = 0$  энергия частицы при пролете не меняется и возникает финитное движение, а следовательно возникнут и дискретные уровни энергии. Эти уровни называются Андреевскими уровнями, а соответствующие состояния - Андреевскими связанными состояниями. Опишем их количественно.

Матрица рассеяния связывает амплитуды входящих и уходящих частиц [29]. Обозначим  $a_{e,h}^{L,R}, b_{e,h}^{L,R}$  амплитуды входящих в рассеиватель (а) и выходящих из него (б) электронов и дырок (e и h) слева (L) и справа (R). Тогда для электронов в одном канале в нормальной части

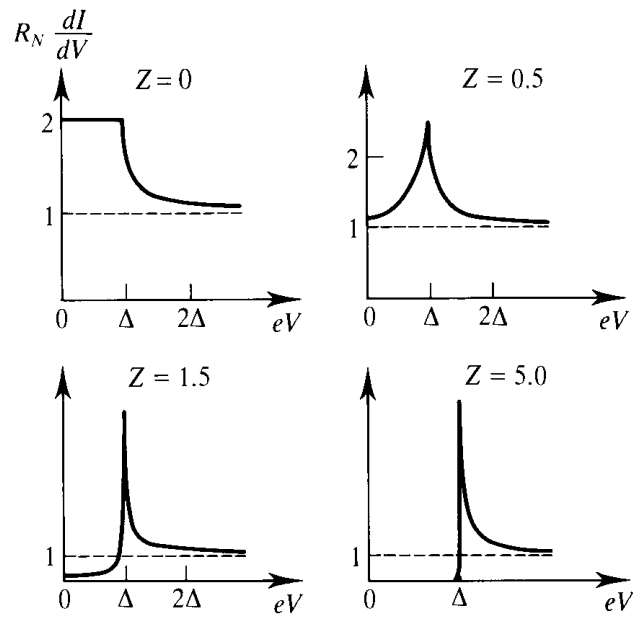


Рис. 10:  $R_N dI/dV(V)$  для различных параметров рассеяния  $Z$ .  $R_N$  - нормальное сопротивление при  $E \ll \Delta$ . При слабом рассеянии Андреевское отражение имеет большую вероятность, поэтому проводимость внутри щели растет (в 2 раза при  $Z = 0$ ). Для сильного рассеяния Андреевский процесс подавлен. Из-за необходимости пропустить сразу 2 частицы в конденсат, при сильном рассеянии внутрищелевая проводимость уменьшается. Из книги [10].



$$\begin{pmatrix} b_e^L \\ b_e^R \end{pmatrix} = \hat{S} \begin{pmatrix} a_e^L \\ a_e^R \end{pmatrix}, \quad \hat{S} = \begin{pmatrix} r & t \\ t & r' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r & t \\ t & -r^*t/t^* \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где матричные элементы означают амплитуды прохождения и отражения. Для симметричного барьера амплитуды прохождения в обе стороны равны, так что матрица симметрична [29]. Кроме того, мы можем воспользоваться унитарностью матрицы  $\hat{S}$ , чтобы выразить  $r'$ , что и было сделано в последнем равенстве.

Так как групповая скорость дырки противоположно направлена ее импульсу, то налетающему электрону соответствует улетающая дырка, то есть для дырок нужно  $\hat{S}$  заменить на  $\hat{S}^{-1}$ . Кроме того, матрицу рассеяния еще нужно транспонировать, так как гамильтониан дырок обращен во времени. Учитывая унитарность матриц рассеяния, получаем

$$\hat{S}_h = (\hat{S}^{-1})^T = \hat{S}^*. \quad (13)$$

В итоге, для рассеяния в нормальной части, где не происходит конверсии между дырками и электронами, мы можем записать

$$\begin{pmatrix} \mathbf{b}_e \\ \mathbf{b}_h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{S} & 0 \\ 0 & \hat{S}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{a}_e \\ \mathbf{a}_h \end{pmatrix} = \hat{S}_N \begin{pmatrix} \mathbf{a}_e \\ \mathbf{a}_h \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где мы объединили в векторы L и R амплитуды, например  $\mathbf{b}_e = (b_e^L, b_e^R)^T$ .

На NS интерфейсах происходит Андреевское отражение, которое, напротив, конвертирует электроны в дырки (и наоборот), поэтому матрица рассеяния для него выглядит так

$$\begin{pmatrix} \mathbf{a}_e \\ \mathbf{a}_h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \hat{S}_{eh} \\ \hat{S}_{he} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{b}_e \\ \mathbf{b}_h \end{pmatrix} = \hat{S}_A \begin{pmatrix} \mathbf{b}_e \\ \mathbf{b}_h \end{pmatrix}; \quad (15)$$

$$\hat{S}_{eh} = \begin{pmatrix} e^{i\tilde{\chi}_L} & 0 \\ 0 & e^{i\tilde{\chi}_R} \end{pmatrix}, \quad \hat{S}_{he} = \begin{pmatrix} e^{i\chi_L} & 0 \\ 0 & e^{i\chi_R} \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Матричные элементы  $\hat{S}_{eh,he}$  содержат сдвиги фаз из (11). В процессе Андреевского отражения электроны и дырки приобретают фазы  $\chi_{L,R} =$

$-\arccos(E/\Delta) - \phi_{L,R}$  и  $\tilde{\chi}_{L,R} = -\arccos(E/\Delta) + \phi_{L,R}$ . Фазы  $\phi_{L,R}$  являются фазами сверхпроводящих берегов SNS структуры.

Теперь легко видеть, что системы уравнений (14,15) совместны, когда  $\det(\hat{S}_N \hat{S}_A - \hat{1}) = 0$ . Это условие определяет энергию связанного состояния, которая зависит от разности фаз на берегах:

$$E(\phi_L - \phi_R) = E(\phi) = \Delta \sqrt{1 - T \sin^2(\phi/2)}, \quad (17)$$

где  $T = tt^*$  - коэффициент прозрачности.

Зависящая от фазы энергия ведет к тому, что в основном состоянии системы может течь сверхток, переносимый Андреевскими уровнями. Запишем изменение энергии при изменении разности фаз во времени:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\partial E}{\partial \phi} \frac{d\phi}{dt}. \quad (18)$$

Теперь воспользуемся калибровочной инвариантностью. Электромагнитное поле не меняется при преобразовании потенциалов  $V(x, t) \rightarrow V(x, t) - \frac{\partial \alpha(x, t)}{\partial t}$ ;  $A(x, t) \rightarrow A(x, t) + \frac{\partial \alpha(x, t)}{\partial x}$ . Если мы перекалибруем уравнение Шредингера, то фаза волновой функции повернется  $\psi(x, t) \rightarrow \psi(x, t) e^{iq\alpha(x, t)/\hbar}$ , где  $q$  означает заряд ( $q = -2e$  в нашем случае). Это не нарушает калибровочную инвариантность, так как все фазы повернутся на один угол, а модуль волновой функции остается неизменным. Выберем калибровку такую, что  $V(x, t) - \frac{\partial \alpha(x, t)}{\partial t} = 0$ . Тогда фаза будет меняться во времени как  $\frac{\partial \phi}{\partial t} = -2eV/\hbar$ .

С другой стороны, (18) задает мощность, откуда можно выразить ток

$$I(\phi) = -\frac{2e}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial \phi} = \frac{e\Delta}{2\hbar} \frac{T \sin(\phi)}{\sqrt{1 - T \sin^2(\phi/2)}}. \quad (19)$$

В приближении малой прозрачности  $T \ll 1$ , например, в случае туннельного SIS перехода, выражение (19) приобретает более привычный вид  $I = I_c \sin(\phi)$ . Для абсолютно прозрачного перехода  $T = 1$  получаем  $I = I_c \sin(\phi/2)$  - такие переходы Джозефсона называют  $4\pi$  периодичными.

## 1.7 Джозефсоновские переходы во внешнем магнитном поле

Рассмотрим переход типа сэндвич сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (SIS) во внешнем магнитном поле, ориентированном в плоскости барьера. Магнитное поле выталкивается из сверхпроводящих берегов поверхностными экранирующими токами, однако так как в барьере плотность бездиссипативного тока мала, внутри барьера току приходится растекаться на некоторую величину  $\lambda_J$  (Рисунок 11), и образуется так называемый Джозефсоновский вихрь. При увеличении внешнего поля может возникнуть состояние распределенного перехода: Джозефсоновские вихри с характерным размером  $2\lambda_J$  начнут проникать в барьер, причем каждый такой вихрь, подобно Абрикосовскому, несет квант потока  $\Phi_0$  [10]. В этом случае, вдоль барьера возникает неоднородное распределение Джозефсоновского сверхтока, которое при интегрировании по длине барьера дает результат, аналогичный дифракции Фраунгофера  $I_c(\Phi) \propto \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right|$ .

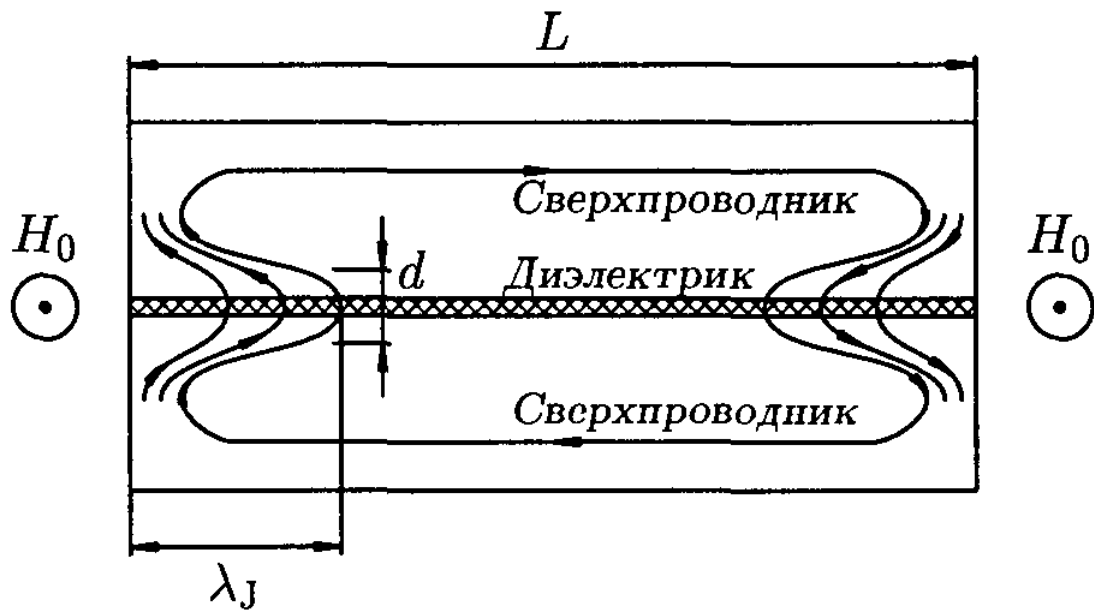


Рис. 11: Проникновение магнитного поля в SIS переход. Из-за малой плотности сверхтока в прослойке изолятора, экранирующие диамагнитные токи растекаются в ней на значительную длину  $\lambda_J$ . Из книги [30].

Два Джозефсоновских перехода, подключенных параллельно, образуют чувствительный к внешнему магнитному полю интерферометр, называемый СКВИДом. Критический ток через интерферометр в зависимости от магнитного потока в его кольце выражается формулой  $I_c(\Phi) \propto |\cos(\pi\Phi/\Phi_0)|$  [10]. Отметим, что здесь идет речь о потоке через кольцо интерферометра, а не через Джозефсоновский переход (площадь которого, как правило, сильно меньше).

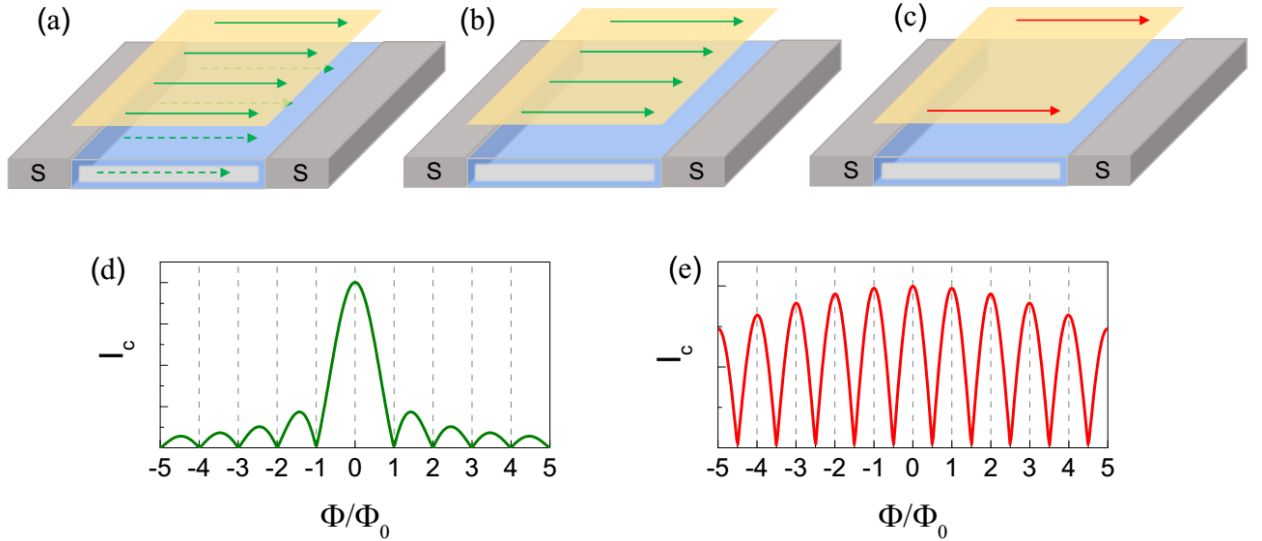


Рис. 12: (а-с) Изменение распределения тока по объему и поверхности в Джозефсоновских переходах на основе Дираковского полуметалла при увеличении длины перехода. (d,e)  $I_c(\Phi)$  паттерны, полученные для коротких и длинных переходов, соответственно. По виду зависимости  $I_c(\Phi)$  (характерной для одиночного перехода или для СКВИДа) можно сделать вывод о распределении сверхтока в образце топологического полуметалла. Из [14].

Легко видеть, что зависимости  $I_c(\Phi)$  качественно различны для Джозефсоновского перехода и СКВИД интерферометра. Этот результат можно использовать для выявления вклада топологических поверхностных состояний в транспорт заряда. Например, в работе [14] было показано, что в Джозефсоновских переходах на основе Дираковского полуметалла  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  паттерн  $I_c(\Phi)$  при увеличении длины перехода меняется от стандартного Фраунгоферовского к характерному для интерферометра. Это соответствует тому, что в коротких переходах ток в основном переносится объемом  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . В длинных переходах в переносе тока участвуют только топологические поверхностные или краевые (hinge states) состояния, интерференция между которыми и приводит к характерной для СКВИДа зависимости  $I_c(\Phi)$  (Рисунок 12).

## 1.8 Эффект Джозефсона в магнитных топологических полуметаллах

Максимально допустимая длина перехода, при которой все еще возможно протекание сверхтока в SNS структуре, определяется длиной когерентности в нормальном металле  $\xi_N = \sqrt{\hbar D/k_B T}$ , где  $D$  - коэффициент диффузии. Как правило, эта величина не превосходит нескольких сотен нанометров в нормальных металлах. С другой стороны, в немагнитных топологических материалах

было неоднократно продемонстрировано протекание сверхтока на расстояние в несколько микрон [11, 12, 9, 13, 14], причем подавляющая его часть течет через поверхностное состояние. Это соответствует представлению о топологической защите транспорта, которая подавляет рассеяние в поверхностном состоянии и увеличивает подвижность носителей.

В данной работе будут рассматриваться длинные Джозефсоновские переходы, реализованные в топологических полуметаллах с нарушенной симметрией по отношению к обращению времени, т.е. имеющих магнитный порядок. В ферромагнетиках, в отличие от нормальных металлов, спин-синглетные Куперовские пары разрушаются не температурой, а обменным полем, характерная энергия которого определяется температурой Кюри [30, 31, 32]. Таким образом, для ферромагнитного барьера  $\xi_F = \sqrt{\hbar D / E_{ex}}$ , где  $E_{ex}$  - энергия обменного взаимодействия. Так как температура Кюри как правило сильно превосходит критическую температуру сверхпроводника, величина  $\xi_F$  для типичных SFS структур оказывается очень малой, порядка 10 нм и меньше.

С другой стороны, в присутствии магнитных неоднородностей или сильного спин-орбитального взаимодействия в магнитном барьере, через SFS структуру может течь сверхток с нестандартным спин-триплетным спариванием [31, 32]. В этом случае в ферромагнитном барьере действует обычная формула длины когерентности  $\xi_N = \sqrt{\hbar D / k_B T}$ , что позволяет сверхтоку протекать на большей длине. Как правило, при этом подразумевается, что должна меняться пространственная четность волновых функций спариваемых электронов: в спин-синглетном случае она сферически симметрична (s-волновая), а в триплетном - антисимметрична (p-волновая). Однако, смена пространственной четности приводит к огромной чувствительности таких систем к беспорядку [33], что делает их трудно реализуемыми на практике.

Джозефсоновские переходы на основе магнитных топологических полуметаллов являются интересной платформой для реализации нетривиальной сверхпроводимости благодаря сильному спин-орбитальному и обменному взаимодействию, а также нетривиальной топологии зонной структуры. Это можно видеть, например, по многообразию вариантов реализации спаривания электронов в зависимости от симметрий их волновых функций в магнитном Вейлевском полуметалле [18]. Теоретически подсчитанные амплитуды парных корреляций представлены на Рисунке 13.

## 2 Методика эксперимента

### 2.1 Изготовление образцов

В данной работе будут приведены результаты исследования трех различных видов топологических полуметаллов. Среди них Дираковский полуметалл  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ , Вейлевский полуметалл  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  и топологический полуметалл с нодальной (узловой) линией  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ . Монокристаллы данных материалов были выращены в лаборатории Физико-химических основ кристаллизации ИФТТ РАН под руководством Н. Н. Колесникова. Детали описания методов роста для каждого материала приведены в соответствующих главах, содержащих изложение экспериментальных результатов.

Для всех топологических полуметаллов характерным свойством является их слоистость. Как правило, в этих материалах есть определенная плоскость

Parity	Orbital	Frequency	Spin	Pair amplitude
<i>s</i> -wave	intra	even	singlet ( $\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$ )	blocked by chirality
		odd	equal triplet ( $\uparrow\uparrow, \downarrow\downarrow$ )	almost zero*
			mixed triplet ( $\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow$ )	blocked by chirality
	inter	even	singlet ( $\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$ )	higher by $2\times$ magnitude
		odd	equal triplet ( $\downarrow\downarrow, \uparrow\uparrow$ )	higher by $1\times$ magnitude*
			mixed triplet ( $\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow$ )	higher by $2\times$ magnitude
<i>p<sub>x</sub></i> and <i>p<sub>z</sub></i> -wave	intra	even	equal triplet ( $\uparrow\uparrow, \downarrow\downarrow$ )	lower by $2\times$ magnitude
		odd	mixed triplet ( $\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow$ )	lower by $2\times$ magnitude
			singlet ( $\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$ )	lower by $3\times$ magnitude
	inter	even	mixed triplet ( $\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow$ )	lower by $1-2\times$ magnitude*
		odd	singlet ( $\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$ )	lower by $1-2\times$ magnitude*
			equal triplet ( $\uparrow\uparrow, \downarrow\downarrow$ )	lower by $1-2\times$ magnitude
<i>p<sub>y</sub></i> -wave	intra	even	equal triplet ( $\uparrow\uparrow, \downarrow\downarrow$ )	lower by $1\times$ magnitude*
		odd	mixed triplet ( $\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow$ )	higher by $2\times$ magnitude
			singlet ( $\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$ )	higher by $2\times$ magnitude
	inter	even	singlet ( $\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$ )	comparable
		odd	equal triplet ( $\uparrow\uparrow, \downarrow\downarrow$ )	lower by $1\times$ magnitude*
			mixed triplet ( $\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow$ )	comparable

Рис. 13: Теоретически подсчитанные амплитуды парных корреляций в магнитном Вейлевском полуметалле в условиях эффекта близости. Рассмотрены все возможные типы симметрий волновых функций. Parity - пространственная четность, Orbital - спаривание в одной зоне или межзонное, Frequency - временная четность, Spin - спиновая четность. Из [18].

спайности, вдоль которой слои связаны слабым ван дер Ваальсовым взаимодействием [3]. Это позволяет применять различные методы эксфолиации для получения тонких чешуек монокристаллов. Наиболее простым и универсальным методом является механическая эксфолиация - метод, который был использован нами. Например, известно, что  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  [16] отлично слоится вплоть до монослоев, подобно графену, поэтому его тонкие чешуйки можно отщепить при помощи пинцета. В  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  и  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  межслоевые связи заметно крепче, поэтому для их щепления был использован острый скальпель. Наиболее предпочтительная геометрия чешуек для дальнейшего процессинга - толщина менее 1 мкм и характерный латеральный размер около 100 мкм.

Далее, необходимо изготовить контакты к полученной чешуйке топологического полуметалла. Как правило, исследование наведенной сверхпроводимости предполагает создание прозрачных сверхпроводящих контактов и уход в микро- или нано-масштаб. Это связано с тем, что для наблюдения Андреевского отражения, и тем более эффекта Джозефсона, характерный размер структур не должен сильно превосходить длины свободного пробега и когерентности в полуметалле [10], то есть в лучшем случае мы имеем ограничение сверху в несколько мкм. Изготовление контактов поверх эксфолиированной чешуйки не всегда возможно из-за ее толщины, шероховатости, или малости латерального размера. В связи с этим, нами был разработан универсальный метод прижима механически эксфолиированных чешуек слоистых материалов к предварительно сформированной на подложке матрице контактов.

Суть данного метода заключается в следующем. На стандартной изолирующей подложке  $\text{Si}/\text{SiO}_2$  (300 нм) посредством фотолитографии с последующим напылением металла формируется желаемая матрица контактов. Фотолитография выполнялась в чистой зоне ИФТТ РАН на установке MJB-4 Mask aligner с использованием фоторезиста AZ5214 image reversal, который позволяет применять и позитивную, и негативную фотолитографию. Далее, в вакуумной установке производилось термическое напыление необходимого металла (In, Au или Nb) при давлениях ниже  $10^{-5}$  мБар. После лифт-оффа в теплом ацетоне на подложке остается необходимая матрица металлических контактов. Тонкая эксфолиированная чешуйка исследуемого материала перемещалась с помощью пинцета на подложку с контактами. Прижим осуществлялся специальными плоскопараллельными тисками, на нижнюю губку которых помещалась подложка с контактами и чешуйкой, а на верхнюю клеилась такая же чистая подложка из оксидированного кремния. Сила прижима контролировалась винтом, зажимающим тиски. Как правило, достаточно легкого прижатия, при котором две подложки едва касаются друг друга, и заметной деформации чешуйки не происходит.

Метод эксфолиации с последующим прижимом на контакты хорошо себя

зарекомендовал благодаря высокому качеству (омичность, прозрачность) получаемых контактов, а главное, благодаря своей универсальности.

## 2.2 Измерительная техника

Стандартным способом экспериментального исследования электронного транспорта в контакте сверхпроводник – топологический полуметалл является трехточечная измерительная схема. Как правило, наибольший интерес представляют контакты с высокой прозрачностью (не подавленное Андреевское отражение). Учитывая относительно крупный литографический размер интерфейса (около 10 мкм) и его прозрачность, ожидаемое сопротивление такого контакта составляет порядка нескольких Ом. То есть, необходимо производить измерение малых сопротивлений, что предполагает схему с задачей тока. Трехточечная схема с задачей тока и одновременным измерением дифференциального сопротивления  $dV/dI(V)$  и вольт-амперной характеристики  $V(I)$  изображена на Рисунке 14.

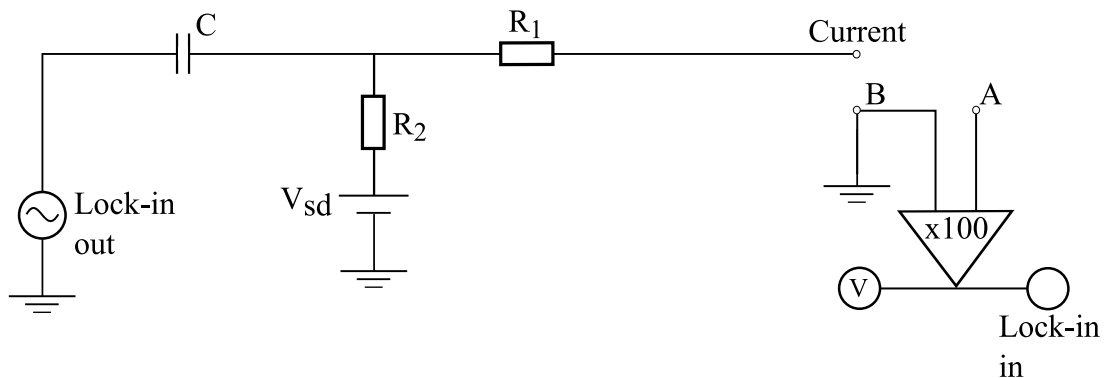


Рис. 14: Трехточечная схема электрической цепи с задачей тока для измерения  $\frac{dV}{dI}(V)$  и  $V(I)$  при помощи локина и мультиметра, соответственно.

В измерительной схеме использовалась задача постоянного тока с малой переменной модуляцией. Постоянный ток задавался при помощи калибратора напряжения и большого сопротивления  $I_{dc} = V_{sd}/R$ , где  $V_{sd}$  - тянущее постоянное напряжение на калибраторе. Переменная компонента  $V_{ac}$  задается генератором локина (синхронного детектора). Конденсатор на выходе генератора локина отделяет его землю от земли постоянного тока. Переменный ток задается через сопротивление  $R_1$ . Резистор  $R_2$  необходим, чтобы часть переменного тока текла через образец, тогда постоянный ток задается через сумму этих сопротивлений  $R = R_1 + R_2$ . В схеме также используется широкополосный предусилитель с коэффициентом предусиления  $k = 100$ . Его вход расположен близко к вставке, что позволяет исключить шум на длинном проводе, ведущем от выхода предусилителя ко входам локина и мультиметра, и уменьшить относительное влияние наводки со входа локина. Мультиметр измеряет усиленный постоянный



сигнал  $V$ , а локин нужен для точного измерения дифференциального сопротивления  $dV/dI$ . Его показания  $V_{lock-in}$  в режиме задачи тока пропорциональны  $dV/dI$ .

В такой схеме нам с высокой точностью известен заданный постоянный ток  $I_{dc} = V_{sd}/R$ , постоянное напряжение из показаний вольтметра  $V/100$ , и дифференциальное сопротивление из показаний локина  $dV/dI = \frac{V_{lock-in}R_1}{kV_{ac}}$ .

Параметры схемы подбирались из следующих соображений. Чтобы задать переменный ток, необходимо выбрать сопротивление, сильно превосходящее сопротивление образца и проводов вставки  $R_1 \gg R_{sample} + R_{wires}$ . В нашем случае  $R_{sample} \approx 10$  Ом и  $R_{wires} \approx 500$  Ом, поэтому использовалось  $R_1 = 10$  кОм. Чтобы переменный ток через образец был не слишком мал, было выбрано  $R_2 = 0.1R_1$ . Значение емкости конденсатора было выбрано равным  $C = 1$  мкФ. При изменении постоянного тока процессы релаксации в такой емкости происходят быстрее, чем шаг по времени между точками 1 с, так как время перезарядки конденсатора  $R_1C \ll 1$  с. Частота переменной модуляции  $\omega$  должна быть выбрана так, чтобы не было существенного сдвига фазы. Ограничение снизу следует из условия малости импеданса заданной последовательно включенной емкости  $\frac{1}{\omega C} \ll R_1$ . Ограничение сверху следует из того, что тесно расположенные длинные провода во вставке в криостат имеют паразитную параллельно включенную емкость около  $C_{wires} = 200$  нФ, поэтому необходимо также выполнить условие  $\frac{1}{\omega C_{wires}} \gg R_1$ . При  $R_1 = 10$  кОм подходят частоты около 1 кГц. Мы убедились, что сигнал был слабо чувствителен к изменению частоты в некоторой полосе вокруг подобранного значения.

Маленькими кружочками на схеме обозначены контакты к образцу. В конфигурации, изображенной на Рисунке 14, исследуется контакт В. Он заземлен, и в то же время с параллельного провода к этому контакту снимается потенциал  $V_B$ . С контакта А снимается потенциал  $V_A$ . Предусилитель усиливает разность сигналов  $V_A - V_B$ , затем сигнал с его выхода поступает на вход вольтметра и локина. Ток задается с третьего контакта к образцу, обозначенного Current на Рисунке 14. Использование сразу двух проводов на исследуемом контакте позволяет исключить сопротивление подводящих проводов, что критично важно для низкоомных измерений.

Четырехточечная схема необходима, когда мы хотим, чтобы сигнал включал в себя сопротивление объема образца. Например, это нужно для исследования магнетосопротивления или эффекта Джозефсона. Схему можно реализовать двумя способами: либо использовать два контакта для задачи тока и два других, расположенных между ними, для снятия напряжения; либо, подводя по паре проводов к обоим контактам, использовать их одновременно для задачи тока и снятия напряжения. В последнем случае в сигнал также вхо-

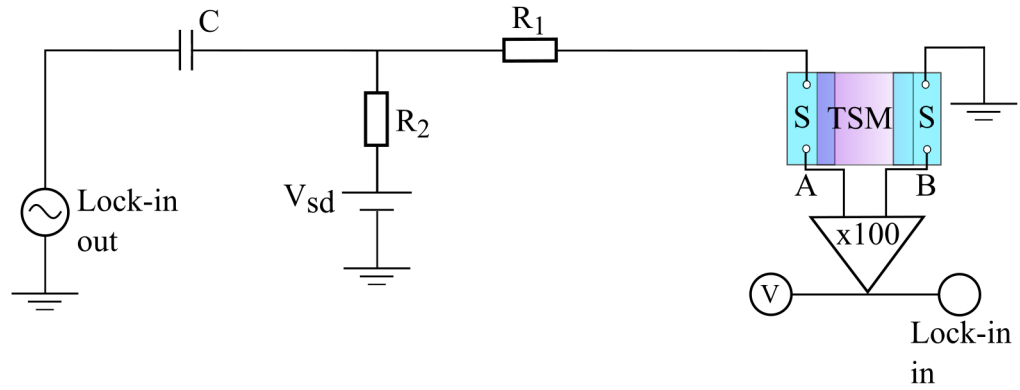


Рис. 15: Четырехточечная схема электрической цепи с задачей тока для измерения  $\frac{dV}{dI}(V)$  и  $V(I)$  при помощи локина и мультиметра, соответственно. К каждому контакту подходит по два провода, что позволяет исключить сопротивление подводящих проводов. S - сверхпроводящие контакты, TMS - прижатая к ним чешуйка топологического полуметалла.

дят оба интерфейса между контактом и кристаллом, что может быть полезно в случае исследования эффекта Джозефсона, поэтому мы в основном будем пользоваться именно такой схемой (Рисунок 15). Ее преимущество заключается в том, что сигнал не включает в себя большое сопротивление подводящих проводов. Как и ранее, измеряются одновременно дифференциальная  $dV/dI(V)$  и вольт-амперная  $V(I)$  характеристики. Параметры схемы подбираются из тех же соображений, что и для предыдущей схемы.

### 2.3 Криогенная техника и соленоид

Для исследования наведенной сверхпроводимости необходимо работать при температурах жидкого гелия. На практике, самые интересные эффекты возникают при сверхнизких температурах менее 1 К. Достижение таких температур сопряжено с использованием криостата (рефрижератора) растворения непрерывного цикла. В процессе охлаждения используется смесь двух изотопов гелия:  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ . При откачке жидкой смеси атомы  $^3\text{He}$  переносятся из фазы, богатой  $^3\text{He}$ , в фазу, богатую  $^4\text{He}$ , при этом происходит поглощение энергии, и смесь охлаждается. Откачка смеси производится диффузионным (с поддержкой роторного) насосом. Выход насоса направляет смесь в конденсер - часть цикла, которая обменивается теплом с одноградусной камерой, заполненной жидким  $^4\text{He}$  при низком давлении, за счет чего происходит конденсация смеси обратно в смесительную камеру.

Используемый нами криостат растворения позволяет стабилизировать

температуру в диапазоне 30 мК – 1.2 К. Кроме того, криостат оснащен сверхпроводящим соленоидом с критическим полем 14 Т. Криостат имеет top-loading систему погрузки образца, т.е. образец помещается в камеру растворения на длинной вставке, опускаемой в криостат сверху вниз. Такая система погрузки позволяет достаточно быстро заменить образец, не прибегая к полному отогреву криостата.

При работе с соленоидом нужно учитывать один важный нюанс. Дело в том, что обмотка соленоида должна иметь высокое критическое поле, поэтому она выполняется из сверхпроводников второго рода (как правило, это сплав Nb и Sn). Это означает, что в сверхпроводящей обмотке могут существовать запиннигованные на дефектах вихри Абрикосова [30]. Наличие пиннигованных вихрей приводит к тому, что даже в отсутствие тока через соленоид образец находится в некотором слабом магнитном поле вихрей. Таким образом, необходимо учитывать сдвигку настоящего нуля поля. Это особенно важно при работе с наведенной сверхпроводимостью, так как эффект крайне чувствителен ко внешнему магнитному полю.

Покажем, как это выглядит на конкретном примере. На Рисунке 16 изображены кривые магнетосопротивления нормального контакта к полуметаллу. В данном случае система сама по себе немагнитная (собственный магнитным моментом образца можно пренебречь), поэтому минимум магнетосопротивления должен находиться в нуле поля. Сдвигка кривых на верхней части Рисунка 16 возникает из-за поля пиннигованных вихрей и из-за запаздывания тока. Запаздывание всегда имеет место, так как соленоид обладает большой индуктивностью, и при развертке поля реальный ток в соленоиде всегда несколько меньше заданного тока источника.

Обозначим сдвигку от запаздывания буквой  $V$ . Очевидно, что знак этого вклада будет зависеть от направления развертки. Сдвигка от пиннигованных вихрей  $x$ , напротив, не зависит от направления развертки. Итого, при развертке вверх, минимум кривой будет сдвинут на  $a = V + x$ , а при развертке вниз на  $b = -V + x$ . Для кривых из Рисунка 16  $a = 14.1667$  мТ и  $b = 4.1667$  мТ. Тогда поле от вихрей равно  $x = (a + b)/2$ , а запаздывание  $V = (a - b)/2$ . В нижней части Рисунка 16 продемонстрировано, что кривые накладываются друг на друга с минимумом в нуле, если добавить к ним  $-x \pm V$  при развертке вниз и вверх, соответственно.

Сдвигка от запаздывания, конечно, зависит от скорости развертки, однако это не играет роли, так как всегда сравниваются кривые, записанные с одинаковой скоростью. С полем от вихрей ситуация сложнее. Оно зависит от предыстории соленоида. Например, при первом охлаждении криостата изначально вихрей нет. Вихри появляются при вводе тока, когда в некоторой точке

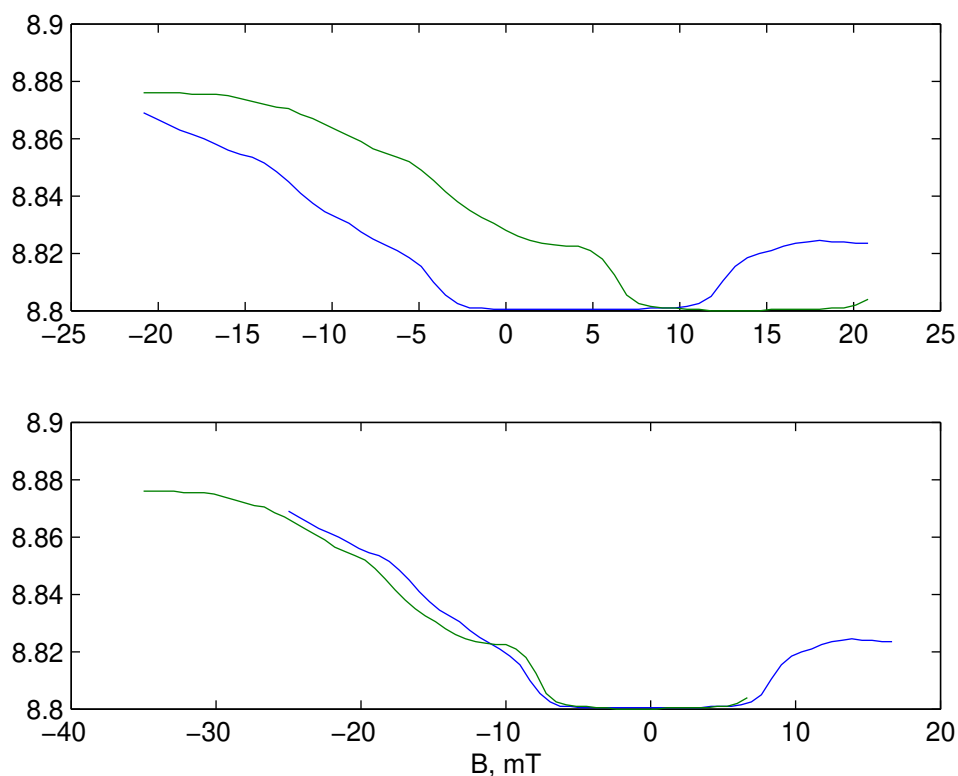


Рис. 16: Измерение магнетосопротивления нормального контакта к полуметаллу. Синяя кривая отснята при развертке поля вниз, а зеленая - вверх с той же скоростью. Магнетосопротивление имеет минимум в настоящем нуле поля. На нижней панели эти же кривые изображены с вычетом сдвижки.

соленоида поле становится выше первого критического. Ток определяет количество вихрей и их суммарный магнитный поток. Эмпирически установлено, что в области расположения образца поле от вихрей сонаправлено с полем предыдущей развертки поля. Например, после ввода положительных полей в отсутствие тока в соленоиде образец находится в слабом положительном поле вихрей. Было выяснено, что при работе в полях до  $\pm 1$  Т поле вихрей не меняется. Как правило, этого диапазона оказывается достаточно при работе со сверхпроводимостью. После работы с более высокими полями необходимо каждый раз заново вычислять сдвижку нуля от поля вихрей, следуя процедуре, описанной выше.

# 3 Поверхностная сверхпроводимость в Дираковском топологическом полуметалле $\text{Cd}_3\text{As}_2$ на интерфейсе с нормальным металлом

## 3.1 Мотивация

$\text{Cd}_3\text{As}_2$  является кандидатом в трехмерные топологические Дираковские полуметаллы [21], так как он имеет коническую дисперсию в объемном спектре, и такой закон дисперсии защищен симметрией решетки [34, 35], что было подтверждено экспериментально с помощью ARPES [36, 37] и STM [38] методик. Из-за особенностей спектра  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  демонстрирует интересные физические свойства, например, киральную аномалию в магнетотранспорте [39, 40] и ультравысокую подвижность носителей [41, 42]. Транспорт заряда через поверхностное состояние был косвенно выделен при изучении квантовых осцилляций в  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  [43].

Нарушая определенные симметрии из фазы Дираковского полуметалла можно получить топологический изолятор [4], Вейлевский полуметалл [44, 45] или даже топологический сверхпроводник [46, 47, 47]. Последний особенно привлекателен ввиду тесной связи с Майорановскими фермионами [47, 47, 47].

Известны два способа сделать  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  сверхпроводником: с помощью допирования [34], что пока является только теоретической моделью, либо с помощью приложения внешнего давления [48]. В последнем случае сверхпроводящая фаза возникает при приложении давления около 3.5 ГПа. Кроме того, эксперименты с точечным контактом выявили возникновение сверхпроводимости в приконтактной области (так называемая tip-induced superconductivity) [49, 50], однако подобный эффект не наблюдался для мягкого контакта, из чего был сделан вывод о необходимости давления иглы, формирующей точечный контакт. Природа возникновения приконтактной сверхпроводимости остается неясной, к примеру, непонятно, действительно ли давления иглы достаточно для индуцирования сверхпроводящей фазы. Кроме того, недавно сверхпроводимость была обнаружена в поликристаллических пленках  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  [51], что говорит в пользу универсальности эффекта и независимости от техники изготовления контактов.

С другой стороны, возникновению сверхпроводимости может способствовать формирование плоской зоны [52, 53, 54, 55]. В присутствии притяжения между электронами, обусловленного электрон-фононным взаимодействием, большая плотность состояний в плоской зоне способна сильно повысить критическую температуру сверхпроводящего перехода. Например, плоская зона обуславливает возникновение сверхпроводимости в закрученном двухслойном

графене [56, 57].

Плоские зоны могут появиться из-за электрон-электронного [58] взаимодействия или топологических эффектов [59, 60, 61]. Например, плоская зона может возникнуть в топологическом полуметалле с нодальной линией в спектре. Такой механизм может быть релевантным и для Дираковского полуметалла  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ , так как он находится на границе раздела различных топологических фаз [34, 61, 62, 63].

Мы экспериментально исследовали транспорт в планарном контакте между золотом и Дираковским полуметаллом  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . Для несверхпроводящих в объеме  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  образцов мы обнаружили для такого контакта неомическое поведение дифференциального сопротивления  $dV/dI(V)$ , которое сильно напоминает Андреевское отражение. Похожее поведение наблюдалось независимо от метода изготовления контактов. Мы связываем его с возникновением поверхностной сверхпроводимости, возникающей из-за образования плоской зоны на поверхности  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ .

## 3.2 Образцы и измерительная техника

Монокристаллы арсенида кадмия были получены методом кристаллизации расплавленной капли в конвективном противотоке аргона при давлении 5 МПа. В качестве источника капель применялся сталагмометр, аналогичный описанному в [64]. Пример кристаллизованной капли изображен на Рисунке 17(а). Ее характерный размер составляет 5 мм. Энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия подтвердила чистый монокристаллический  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ .

Тонкие чешуйки арсенида кадмия были получены из исходного крупного монокристалла при помощи метода механической эксфолиации. Латеральный размер чешуйки около 100 мкм при толщине около 1 мкм. Контакты из нормального металла к чешуйке производились методом прижима, описанным в разделе 2.1. Чешуйка прижималась к предварительно сформированной матрице контактов, полученной методом оптической литографии с последующим термическим напылением 100 нм золота. Подводка золотых контактов, над которыми расположен образец, имеет геометрию полосок с характерной шириной 10 мкм и интервалами 5 мкм. Конечный результат изображен на Рисунке 17(б).

Для сравнения был также произведен альтернативный тип образцов. Для этого поверхность крупного монокристалла  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  (Рисунок 17(а)) была подвержена механической шлифовке, и далее литография и напыление пленки золота производились непосредственно на эту поверхность. В этом случае контактные площадки представляли собой квадраты со стороной 100 мкм.

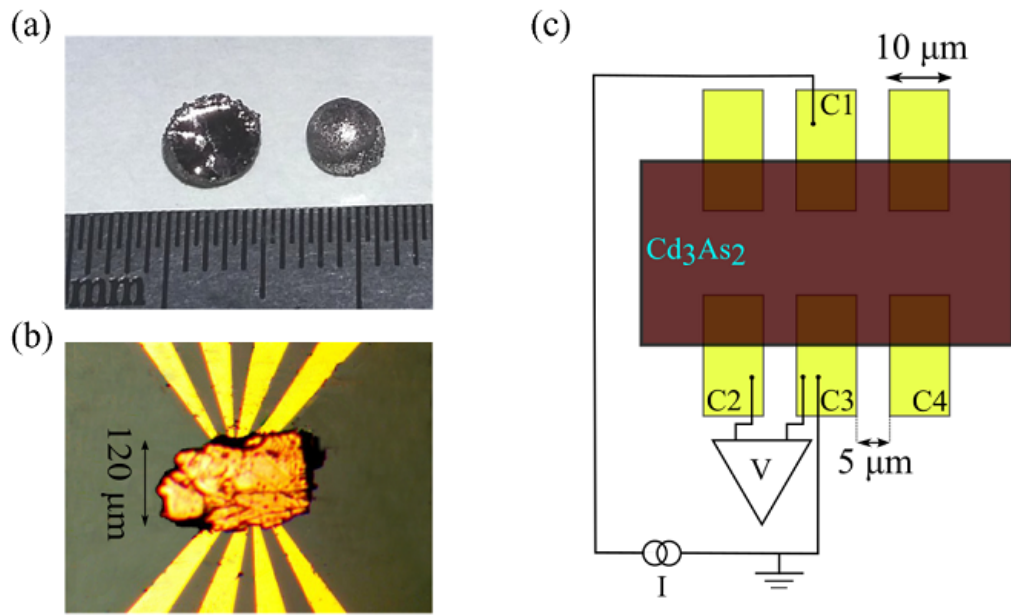


Рис. 17: (a) Монокристалл  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . (b) Подложка с нормальными контактами из золота и прижатой сверху монокристаллической пластинкой  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . (c) Рисунок образца с упрощенной трехточечной измерительной схемой и характерными размерами. Вид сверху.

Измерения производились в криостате растворения (30 мК - 1.2 К), оснащенном сверхпроводящим соленоидом (14 Т). В основном использовалась трехточечная схема, упрощенный вариант которой изображен на Рисунке 17(с). Такая схема позволяет одновременно измерять дифференциальный сигнал  $dV/dI$  и напряжение  $V$  на интерфейсе при заданном токе. Технические подробности описаны в разделе 2.2.

Высокое качество полученных образцов продемонстрировано при помощи магнетотранспортных измерений при низкой температуре 60 мК. На Рисунке 18 изображено продольное магнетосопротивление, которое сопровождается осцилляциями Шубникова - де Гааза. Осцилляции периодичны в обратном поле, что продемонстрировано на вставке к рисунку. Из этих данных можно оценить концентрацию носителей  $n_e = 2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и низкотемпературную подвижность  $\mu = 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . Такие значения концентрации и подвижности хорошо согласуются с известными из литературы параметрами  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  [41]. Этот результат, наряду с рентгеноструктурным анализом, подтверждает высокое качество материала.

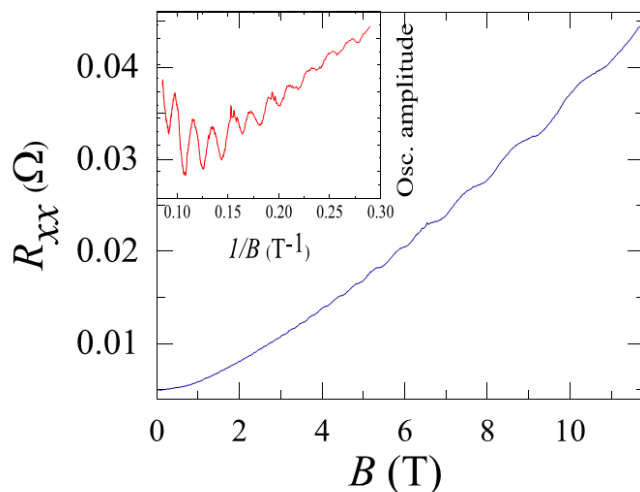


Рис. 18: Продольное четырехточечное магнетосопротивление при  $T = 60$  мК. На вставке изображены осцилляции, построенные от обратного поля после вычитания линейного хода магнетосопротивления.

### 3.3 Экспериментальные результаты

Примеры низкотемпературных ( $T = 60$  мК) кривых зависимости дифференциального сопротивления от напряжения  $dV/dI(V)$  для различных Au-Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> контактов показаны на Рисунке 19. Кривые  $dV/dI(V)$  чувствительны к параметрам и качеству интерфейса, что обуславливает различие между кривыми на Рисунке 19(a) и (c). Кривые на панелях (a-c) соответствуют образцам, сделанным методом прижима эксфолиированных чешуек, а две кривые на (d) соответствуют двум образцам со шлифованной поверхностью. В последнем случае дифференциальный сигнал  $dV/dI(I)$  построен в зависимости от тока, так как контакты к шлифованным монокристаллам обладают маленьким сопротивлением.

Основное экспериментальное наблюдение заключается в том, что  $dV/dI(V)$  одиночного Au-Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> контакта демонстрируют явное неомическое поведение, которое выражается в уменьшении сопротивления примерно на 10% в области малых напряжений. Это поведение воспроизводится для различных образцов, в том числе для образцов с разной техникой изготовления золотых контактов. Все кривые  $dV/dI(V)$  на Рисунке 19 отражают схожее описанное выше неомическое поведение, хотя глубина и ширина провала в сопротивлении может варьироваться от образца к образцу.

На Рисунке 19(a) две кривые соответствуют сигналам, полученным с одного и того же Au-Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> контакта, но при разном положении потенциального контакта в трехточечной схеме (например, перемена мест между контактами C2 и C4 на Рисунке 17(c)). При такой технике измеряемое напряжение включа-



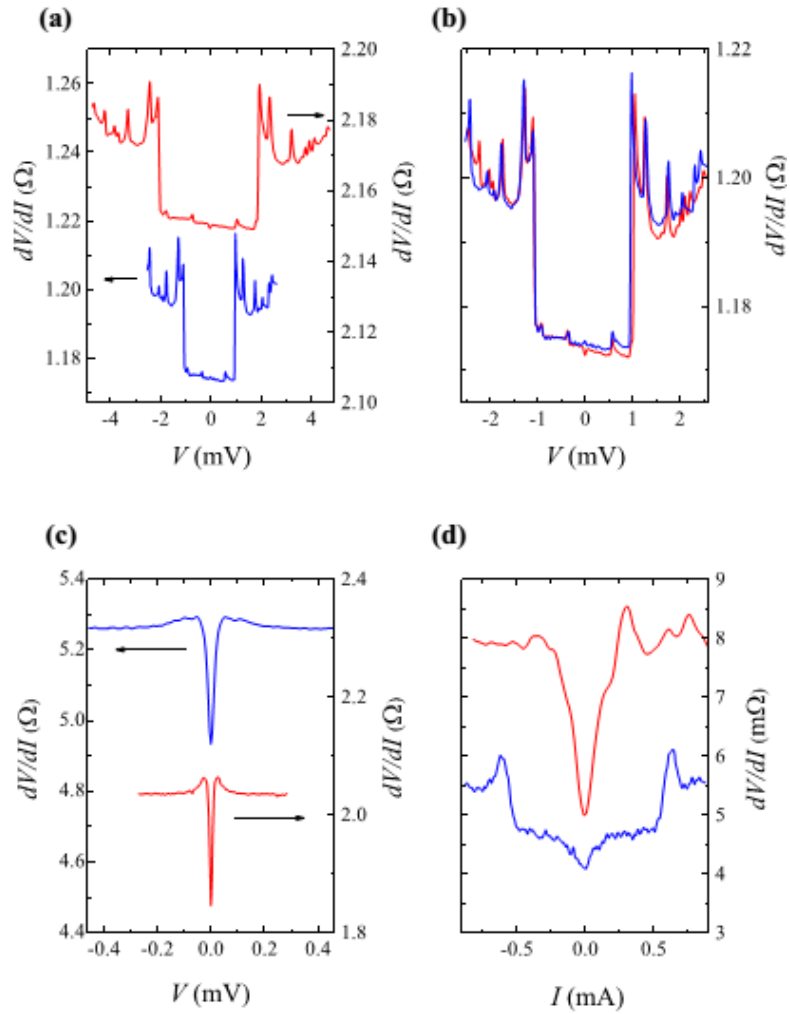


Рис. 19: Примеры  $dV/dI(V)$  зависимостей для различных Au- $\text{Cd}_3\text{As}_2$  контактов. Основное экспериментальное наблюдение - неомическое поведение дифференциального сопротивления, которое выражается в провале примерно на 10% в области малых напряжений. Результат воспроизводится для разных образцов. (a)  $dV/dI(V)$  для одного и того же контакта, но с разным расположением потенциального контакта в трехточечной схеме. Разница между двумя кривыми позволяет определить характерное сопротивление объема  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . (b) После вычитания разницы сопротивлений кривые хорошо совпадают, следовательно неомическое поведение не связано с объемом  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . Сравнение (a) и (c) показывает характерную вариацию сигнала от образца к образцу, в случае когда образцы изготовлены методом эксфолиации и прижима. (d)  $dV/dI(I)$  для двух контактов к кристаллам со шлифованной поверхностью. Все кривые получены при  $T = 60$  мК и в нулевом магнитном поле.

ет в себя последовательно включенное напряжение на заземленной контактной подводке из золота (ее сопротивление пренебрежимо мало), на Au- $\text{Cd}_3\text{As}_2$  интерфейсе, и падение напряжения в объеме кристалла  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . При перестановке потенциального контакта изменяется только последняя компонента. Таким образом, разница в сопротивлении двух сигналов на Рисунке 19(a) возникает из-за

различного захватываемого сопротивления  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . Разница составляет  $\delta R = 0.97 \Omega$ . После вычитания  $\delta R$  из дифференциального сопротивления и  $I\delta R$  из напряжения более резистивного сигнала, получившийся сигнал совпадает с менее резистивным, что изображено на Рисунке 19(b). Из этого можно сделать вывод, что неомичность сигнала происходит именно от интерфейса  $\text{Au-Cd}_3\text{As}_2$  и зависит от напряжения на нем.

Кривые  $dV/dI(V)$  на Рисунке 19 сильно напоминают Андреевское отражение, которое возникает на интерфейсах между сверхпроводниками и обычными металлами или полупроводниками. Такой вывод подтверждается подавлением провала в  $dV/dI$  во внешнем магнитном поле или при повышении температуры, что наблюдалось для всех представленных контактов. В этом случае ширина провала определяется величиной сверхпроводящей щели.

Пример подавления провала в  $dV/dI(V)$  при повышении температуры представлен на Рисунке 20(a) для контакта из Рисунка 19(a). Зависимости ширины и глубины провала от температуры отдельно построена на Рисунке 20(b) и (c), соответственно. Такое поведение качественно напоминает сверхпроводящую щель, однако точки в (b) не ложатся на известную из БКШ зависимость сверхпроводящей щели от температуры (черная кривая). Зависимость глубины провала от температуры хорошо согласуется с предсказаниями теории БТК для прозрачного контакта [10].

Подавление также происходит во внешнем магнитном поле. На Рисунке 21 изображено подавление провала в перпендикулярном магнитном поле при температуре 60 мК. На вставке треугольниками обозначена зависимость ширины провала от поля для образца с основной панели, а ромбы и кружки соответствуют другому образцу в перпендикулярной и параллельной ориентации поля. Можно заметить, что зависимость от ориентации практически отсутствует.

Для контакта из Рисунка 19(a) критические значения температуры и поля составляют  $T_c = 1 \text{ К}$  и  $B_c = 100 \text{ мТ}$ , соответственно. Может показаться, что такое значение  $T_c$  не соответствует размеру наблюдаемой щели  $\Delta = 1 \text{ мэВ}$ , но нужно учитывать, что кривые на Рисунке 19(a,b) все еще содержат неизвестную примесь объемного сопротивления, поэтому напряжение по оси абсцисс может не соответствовать реальному напряжению интерфейса. Для контактов из Рисунка 19(c)  $T_c = 0.3 \text{ К}$  и  $B_c = 26 \text{ мТ}$ , и для контактов из Рисунка 19(d)  $T_c = 1 \text{ К}$  и  $B_c = 140 \text{ мТ}$ . Таким образом, величины критических полей и температур коррелируют между собой и с шириной наблюдаемого провала в  $dV/dI(V)$ , что также свидетельствует в пользу сверхпроводимости.

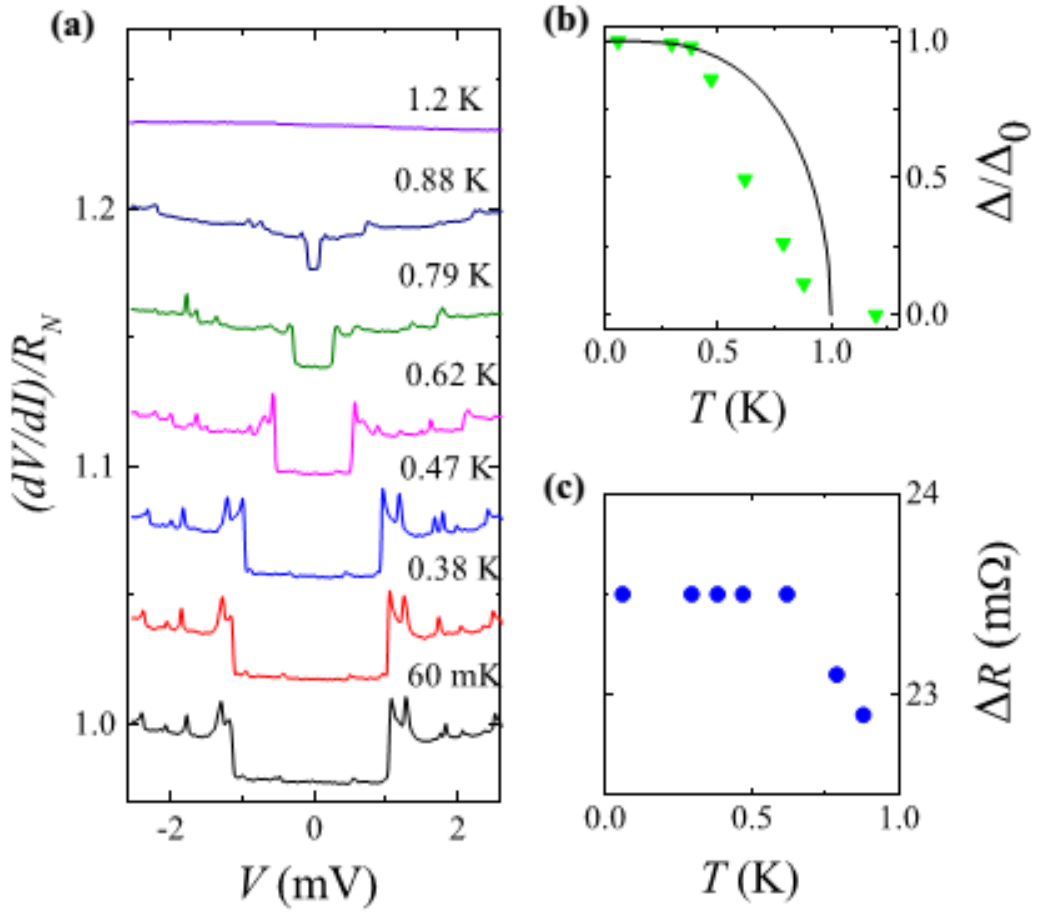


Рис. 20: (а) Подавление провала в  $dV/dI(V)$  с ростом температуры. (б) Ширина щели, определяемая как ширина провала на половине его глубины, в зависимости от температуры. Ось абсцисс отнормирована щелью при минимальной температуре 60 мК. Данные напоминают температурную зависимость сверхпроводящей щели, однако точки не ложатся на зависимость известную из модели БКШ (черная кривая). (с) Глубина провала от температуры. Согласно теории БТК, такое поведение глубины провала свидетельствует о высокой прозрачности интерфейса.

### 3.4 Обсуждение

В результате, для одиночных нормальных контактов к Дираковскому полуметаллу  $\text{Au-Cd}_3\text{As}_2$  мы наблюдали в дифференциальном сопротивлении  $dV/dI(V)$  неомическое поведение, заключающееся в появлении провала, чувствительного к температуре и внешнему магнитному полю. Такое поведение аналогично  $dV/dI(V)$  кривым, полученным для tip-induced сверхпроводимости в  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  [49, 50], однако в нашем случае были реализованы широкие планарные контакты, не оказывающие давления на поверхность образца.

Формально, стандартная теория ВТК [10], описывающая Андреевское отражение, применима в баллистическом пределе, когда диаметр контакта мень-

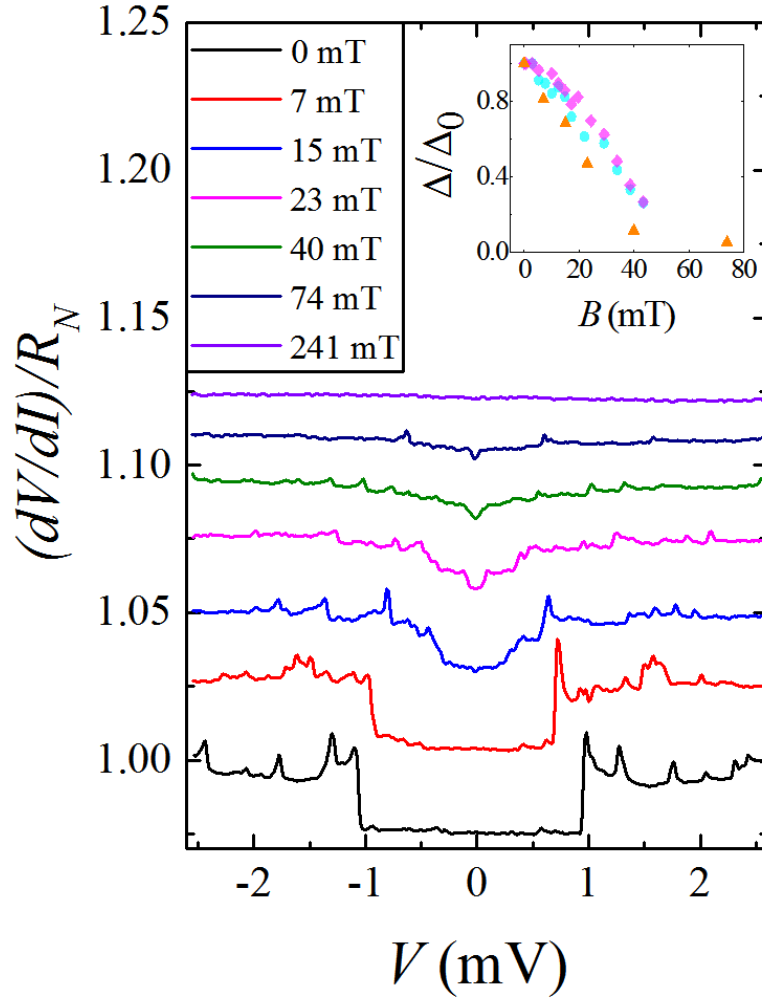


Рис. 21: Подавление провала в  $dV/dI(V)$  в перпендикулярном внешнем магнитном поле при  $T = 60$  мК. Вставка: треугольниками обозначена зависимость ширины провала от поля для образца с основной панели, а ромбы и кружки соответствуют другому образцу в перпендикулярной и параллельной ориентации поля. Щель нормирована на свое значение в нулевом поле. Можно заметить, что зависимость от ориентации практически отсутствует.

ше длины свободного пробега электронов. В этом пределе можно четко выделить сверхпроводящую щель как некоторую область напряжений, при которых происходит Андреевское отражение. В противоположном термическом пределе пики в  $dV/dI(V)$  обусловлены переходом части сверхпроводника в нормальное состояние под действием перегрева из-за большой плотности тока.

Баллистический предел реализуется для образца с Рисунка 19(a,b), что возможно, так как характерный размер контакта 10 мкм не превосходит длину свободного пробега 25 мкм в  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . Провал в  $dV/dI(V)$  в этом случае определяется сверхпроводящей щелью в  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ , так как в золотом контакте сверхпроводимость возникнуть не может. Это согласуется с наблюдаемым подавлением щели при повышении температуры (Рисунок 20(a)) или при воздействии

на образец внешнем магнитным полем (Рисунок 21). Кроме того, измеренная зависимость глубины провала (Рисунок 20(с)) согласуется с теоретически предсказанным поведением для прозрачного NS контакта [10].

Термический предел реализуется для шлифованных образцов с большими 100 мкм контактами. Их дифференциальное сопротивление управляется током. Это видно для обоих образцов на Рисунке 19(d): пики  $dV/dI$  возникают при токах около 0.5 мА, что соответствует напряжению несколько мкВ. С другой стороны, из температурного подавления щели мы можем оценить ее энергию - около 100 мэВ для  $T_c = 1$  К, а значит особенности  $dV/dI$  управляются током, и наблюдаемые пики соответствуют перегревному переходу в нормальное состояние.

Кривые на рисунке на Рисунке 19(с) соответствуют двум контактам в промежуточном между термическим и баллистическим режиме.

Интерфейсная сверхпроводимость была продемонстрирована в многочисленных физических системах в контексте различных мезоскопических механизмов [65]. В нашем эксперименте, так как наблюдаемый эффект не зависит от способа изготовления контактов, возникновение сверхпроводимости должно быть обусловлено внутренними свойствами топологического полуметалла  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ .

Причиной возникновения сверхпроводимости могут служить плоские зоны. Для наших образцов с объемной концентрацией носителей  $n_e = 2.3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> и эффективной массой 0.044 [21] параметр взаимодействия около 1. Даже учитывая возможное уменьшение концентрации вблизи поверхности, электрон-электронное взаимодействие выглядит недостаточным для того, чтобы произвести заметный эффект [58]. С другой стороны, Дираковский полуметалл  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  находится близко к границе раздела различных топологических фаз [34], поэтому может существовать механизм возникновения плоских зон, аналогичный предсказанному для полуметаллов с нодальной линией [53, 59, 60, 61]. Возможность такого сценария подкрепляется недавними теоретическими исследованиями [62]. Для  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  почти плоская зона тяжелых дырок была продемонстрирована с помощью ARPES [66, 67] и магнето-оптических измерений [68, 69]. Такое объяснение выглядит особенно привлекательным при учете недавнего открытия сверхпроводимости в поликристаллических пленках  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  [51].

Другим возможным объяснением являются эффекты растяжения. В Дираковских полуметаллах растяжение действует на Дираковские фермионы как эффективное калибровочное поле, что приводит к возникновению уровней Ландау без нарушения симметрии по отношению к обращению времени [63]. Такие уровни Ландау создают плоскую зону вблизи Дираковской точки, а высокая плотность состояний в этих уровнях приводит к интерфейсной сверхпроводимости.

мости. Эта физика может быть релевантна и в нашем случае: мы не наблюдаем сверхпроводимость вне интерфейса (четырёхточечное сопротивление конечно на Рисунке 18), а интерфейсное растяжение может возникнуть из-за несоответствия решеток золота и  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ .

### 3.5 Заключение

В заключение, мы экспериментально исследовали транспорт заряда через одиночный планарный контакт между нормальным металлом (золотом) и Дираковским полуметаллом  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . Для несверхпроводящего в объеме  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  мы обнаружили неомические  $dV/dI(V)$  кривые, сильно напоминающие Андреевское отражение. Такое поведение было продемонстрировано для Au- $\text{Cd}_3\text{As}_2$  контактов, изготовленных различными методами. Мы связываем возникновение сверхпроводимости на интерфейсе  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  с нормальным металлом с формированием плоской зоны на поверхности  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . Такая физическая картина имеет под собой хороший теоретический фундамент. Вывод о том, что наблюдаемый эффект связан со сверхпроводимостью, подтверждается температурной и магнетополевой зависимостями.

## 4 Магнитоустойчивая аномалия нулевого напряжения в Андреевском контакте к магнитному Вейлевскому полуметаллу $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$

### 4.1 Мотивация

Существует всего несколько кандидатов в Вейлевские полуметаллы с нарушенной симметрией по отношению к обращению времени [45, 70, 71]. В транспортных экспериментах Аномальный эффект Холла является характерной чертой магнитного Вейлевского полуметалла [72]. Теоретически предсказана тесная связь между Аномальным эффектом Холла и киральными топологическими поверхностными состояниями (Ферми арками) [3, 45].

Физика может стать еще более интригующей, если рассматривать магнитный Вейлевский полуметалл в близости со сверхпроводником. Необычная зонная структура и топологические поверхностные состояния могут существенно сказаться на процессе Андреевского отражения в контакте сверхпроводник – магнитный Вейлевский полуметалл [8, 10, 73, 74, 75, 76], а наведенная сверхпроводимость в его объеме может иметь нетривиальную пространственную и спиновую симметрии [77, 78, 79].

Так, было предсказано явление киральной блокады [80], которое обусловлено тем, что отражение дырки от границы со сверхпроводником (Андреевское отражение) должно сопровождаться сменой Вейлевского узла для сохранения обычного спин-синглетного спаривания с его переносом нулевого спина и импульса. Однако смена Вейлевского узла равнозначна смене киральности (которая является хорошим квантовым числом), поэтому стандартное спин-синглетной сферически симметричное спаривание ожидается быть подавленным в Вейлевском полуметалле. Тем не менее, это ограничение не распространяется на поверхностные состояния - Ферми арки [80, 18].

С другой стороны, возможно рассмотреть спаривание электронов с другой спиновой и пространственной симметрией, а также межзонное спаривание [80, 18]. В условиях внутренней намагниченности, сильного спин-орбитального взаимодействия и необычной зонной структуры магнитного Вейлевского полуметалла такие нестандартные парные корреляции могут преобладать над обычным спин-синглетным s-волновым спариванием электронов [80, 18].

Гигантский аномальный эффект Холла недавно был обнаружен для полуметаллического ферромагнетика  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  [81, 17]. Его температура Кюри составляет 175 К. Кроме того, существование Ферми арок было продемонстрировано

ровано при помощи ARPES [17] и сканирующего туннельного микроскопа [82].

Мы экспериментально исследовали зарядовый транспорт через интерфейс Nb сверхпроводящего контакта и магнитного Вейлевского полуметалла  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ . Помимо Андреевского отражения, мы наблюдали выраженную аномалию нулевого напряжения (zero-bias anomaly - ZBA). В отличие от сверхпроводящей щели, ширина ZBA оказывается совершенно нечувствительной ко внешнему магнитному полю вплоть до критического поля Nb. Мы обсуждаем возможные сценарии возникновения ZBA, учитывая эффекты топологии, сильного спин-орбитального и обменного взаимодействий, которые присущи магнитному Вейлевскому полуметаллу  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ .

## 4.2 Образцы и измерительная техника

Монокристаллы  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  были получены методом GF (gradient freezing). Навеска исходных элементов высокой частоты была взята в стехиометрических соотношениях и медленно нагрета до 1190 К в горизонтальной вакуумированной кварцевой ампуле. Температура поддерживалась в течении 20 часов, затем ампула остывала в печи до комнатной температуры со скоростью 20 градусов в час. Полученный слиток был расколот. Метод Лауэ подтвердил гексагональную структуру с плоскостью спайности (0001). Рентгеноструктурный анализ подтвердил правильный состав полученного соединения.

Тонкие чешуйки  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  были получены из исходного крупного монокристалла при помощи механической эксфолиации. Латеральный размер чешуйки около 100 мкм при толщине около 1 мкм. Контакты к чешуйке производились методом прижима, описанным в разделе 3.1. Чешуйка прижималась к предварительно сформированной матрице контактов, полученной методом оптической литографии с последующим термическим напылением 100 нм ниобия. Геометрия контактных дорожек, над которыми расположен образец, представляет собой полосы с характерной шириной 10 мкм и интервалами 2 мкм. Детали фабрикации описаны в разделе 2.1. Конечный результат изображен на Рисунке 22(b). При исследовании транспорта через одиночный контакт мы каждый раз проверяли, что перестановка потенциального контакта (например замена C3 на C4 на Рисунке 22(b)) не приводит к существенному изменению сигнала. Это гарантирует, что в сигнал не подмешивается заметного сопротивления объема образца.

Мы проверили, что наши образцы демонстрируют гигантский Аномальный эффект Холла [83] (Рисунок 23) во внешнем перпендикулярном магнитном поле. Он является отличительным признаком магнитного Вейлевского полуметалла  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  [81, 17]. Поле насыщения соответствует 0.5 Т.



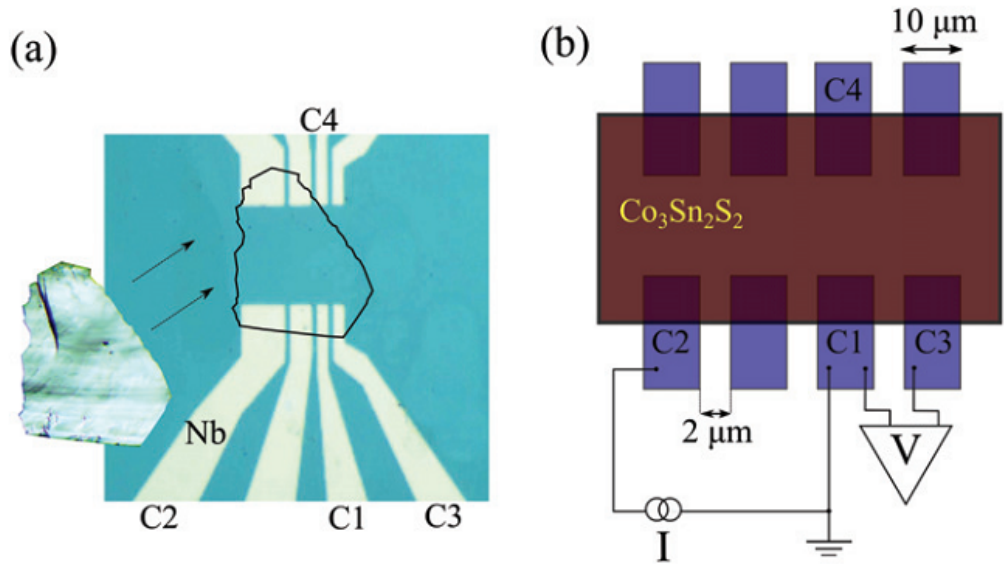


Рис. 22: (a) Тонкая чешуйка  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  прижималась к подложке со сверхпроводящими контактами из ниобия. (b) Рисунок образца с упрощенной трехточечной измерительной схемой и характерными размерами. Вид сверху.

Большая часть измерений производилась в криостате растворения (30 мК - 1.2 К), оснащённом сверхпроводящим соленоидом (14 Т). В основном использовалась трехточечная схема, упрощенный вариант которой изображен на Рисунке 22(b). Такая схема позволяет одновременно измерять дифференциальный сигнал  $dV/dI$  и напряжение  $V$  на интерфейсе при заданном токе. Технические подробности описаны в разделе 2.2. Так как рабочий диапазон температур криостата растворения ограничен 1.2 К сверху, для измерений в более высоких температурах был использован обычный криостат 4He. В данном эксперименте образец был ориентирован в поле, перпендикулярном плоскости образца, так как было установлено, что воздействие параллельного поля приводит к систематическому отрыву образца от подложки.

### 4.3 Экспериментальные результаты

Голубая кривая на Рисунке 24 показывает дифференциальный сигнал  $dV/dI(V)$ , полученный с одиночного контакта Nb- $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  при низкой температуре 30 мК и нулевом внешнем магнитном поле. В целом, поведение кривой соответствует Андреевскому отражению [8, 10]: мы наблюдаем сверхпроводящую щель ниобия как провал в  $dV/dI(V)$ . Щель  $\Delta$  отмечена голубыми штриховыми линиями. Значение  $\Delta = 0.9$  мэВ соответствует сверхпроводящей щели ниобия, уменьшенной на 40% из-за близости с ферромагнитным  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  по сравнению с щелью в чистом ниобии  $\Delta_{\text{Nb}} = 1.5$  мэВ. Обсуждение зависи-

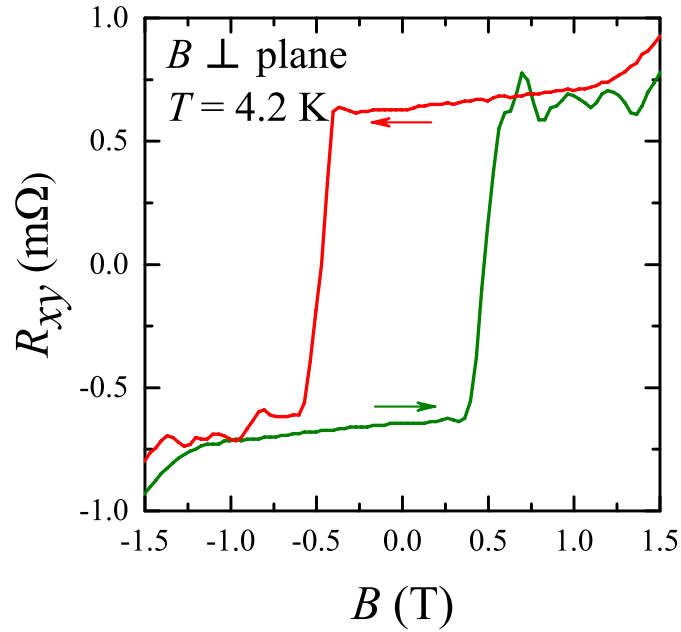


Рис. 23: Аномальный эффект Холла в  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ . В Холловском сигнале наблюдается выраженная петля гистерезиса с полем насыщения 0.5 Т.

мости щели от температуры и магнитного поля представлено на Рисунке 25 и подписи к нему.

Наиболее выдающийся и неожиданный результат - ZBA, которая проявляется как узкий ( $\pm 0.06$  мэВ) провал в  $dV/dI(V)$ . Черная и красная кривые на Рисунке 24(a) демонстрируют, что ширина ZBA показывает абсолютную устойчивость по отношению к внешнему магнитному полю, в отличие от сверхпроводящей щели, которая, ожидаемо, уменьшается с ростом поля, как и остальные внутрищелевые особенности. Это поведение не зависит от знака магнитного поля, что показано сравнением черной (+1.67 Т) и красной (-1.67 Т) кривых на Рисунке 24(a). В отличие от поля, повышение температуры оказывает влияние на ZBA: она сжимается и исчезает к 3.5 К, в то время как сверхпроводящая щель все еще наблюдается (Рисунке 24(b)).

Кроме того, голубая кривая на Рисунке 24(a) демонстрирует некоторые дополнительные особенности и внутри, и вне щели. Вне щели наблюдаются острые периодические пики, которые наиболее вероятно связаны с геометрическими резонансами, известными для пространственно ограниченных Андреевских контактов (37-39). К тому же, внутри щели есть широкая ( $\pm 0.45$  мэВ) особенность, обозначенная штрихованным прямоугольником. Эта особенность может быть объяснена как мягкая наведенная щель  $\Delta_S$  на поверхности  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ . На Рисунке 24(c) изображена температурная зависимость  $\Delta_S$  (черные квадраты) и ZBA (красные ромбы). Наведенная щель  $\Delta_S$  имеет близкую к стандартной БКШ температурной зависимости [10] и удовлетворяет соотношению  $\Delta_S \approx 1.75k_B T_{cS}$ , где  $T_{cS} = 3.5$  К и  $\Delta_S = 0.45$  мэВ из Рисунка 24(c).

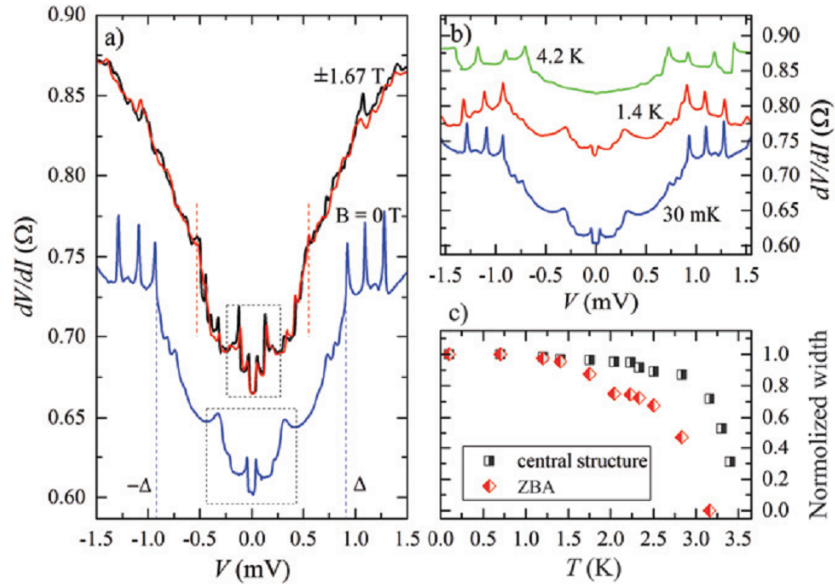


Рис. 24: (a)  $dV/dI(V)$  характеристики одного из Nb-Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub> контактов при температурах 30 мК. Внешнее магнитное поле перпендикулярно плоскости образца. Оно равно 0 для голубой кривой, и равно  $\pm 1.67$  для черной и красной кривых. Сверхпроводящая щель, выделенная штриховой линией, подавляется магнитным полем, в то время как ZBA, напротив, имеет постоянную ширину. (b)  $dV/dI(V)$  того же контакта при различных температурах. ZBA чувствительна к повышению температуры и исчезает к 3.5 К. (c) Зависимость ширины ZBA и широкой внутрищелевой особенности (выделена прямоугольником в (a)) от температуры. Внутрищелевая особенность ведет себя согласно модели БКШ [10].

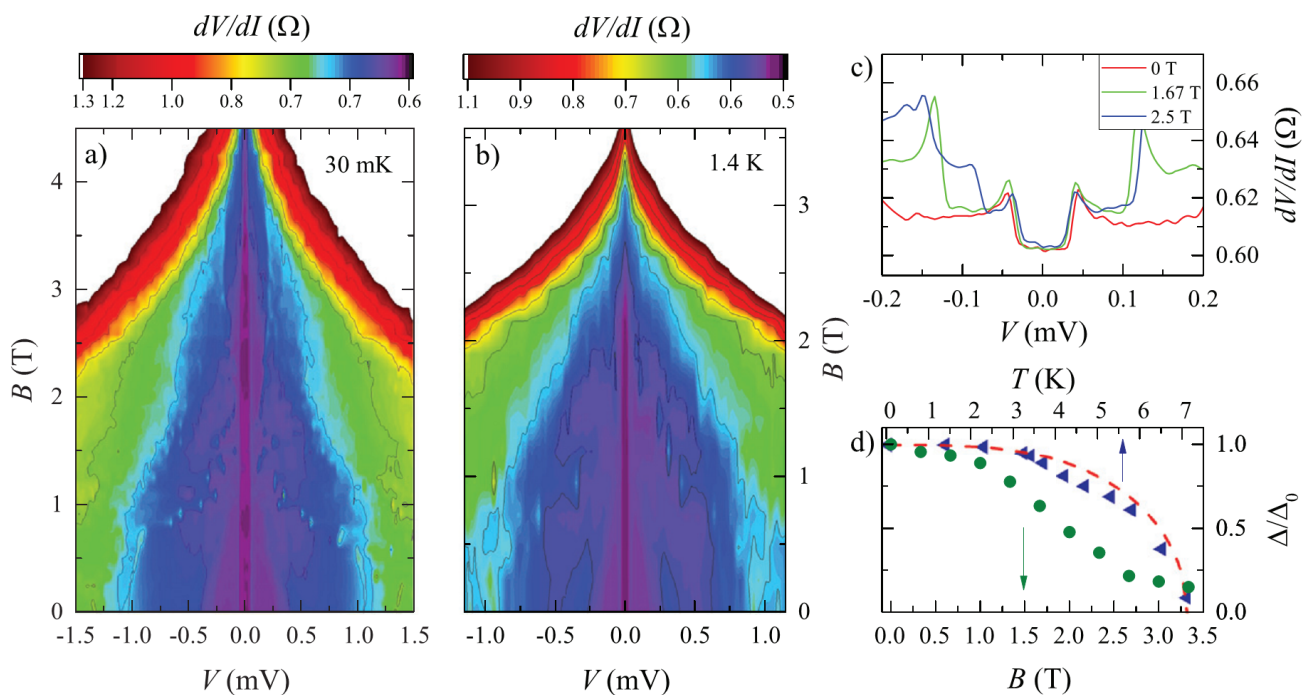


Рис. 25: (а,б) Изменение  $dV/dI(V)$  в зависимости от магнитного поля для контакта Nb-Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub> при температурах 30 мК и 1.4 К. Для обеих температур наблюдается ZBA, ширина которой стабильна по отношению к магнитному полю. Она уменьшается только вблизи критического поля Nb. (с) Увеличенный участок с ZBA в полях 0, 1.67 Т и 2.5 Т. Ее ширина около 1 мВ, в то время как изменение ширины при повышении поля на данных кривых не превышает 0.01 мВ. (д) Зависимость сверхпроводящей щели  $\Delta$  от магнитного поля и температуры. Температурная зависимость хорошо аппроксимируется стандартной зависимостью из модели БКШ [10] (красная прерывистая линия).

Цветные графики на Рисунке 25(а,б) демонстрируют стабильность ZBA по отношению ко внешнему магнитному полю при двух различных температурах 30 мК и 1.4 К. При обеих температурах ширина ZBA остается постоянной при повышении поля, в то время как ее высота испытывает слабое (5%) немонотонное изменение. Подавление ZBA начинается только вблизи критического поля ниобия: после 3.3 Т при 30 мК и после 2.2 Т при 1.4 К (Рисунок 25(а,б)). Рисунок 25(с) показывает увеличенный участок с ZBA в полях 0, 1.67 Т и 2.5 Т. Ее ширина около 1 мВ, в то время как изменение ширины при повышении поля на данных кривых не превышает 0.01 мВ. С другой стороны, сверхпроводящая щель ниобия уменьшается более чем в 2 раза в поле 2.5 Т.

Помимо стабильности ZBA, данные из Рисунка 25(а,б) позволяют детально проанализировать зависимость сверхпроводящей щели от магнитного поля. Эта зависимость представлена на Рисунке 25(д) совместно с температурной зависимостью щели. Как и предполагалось, сверхпроводящая щель ниобия демонстрирует зависимость, характерную для модели БКШ [10].

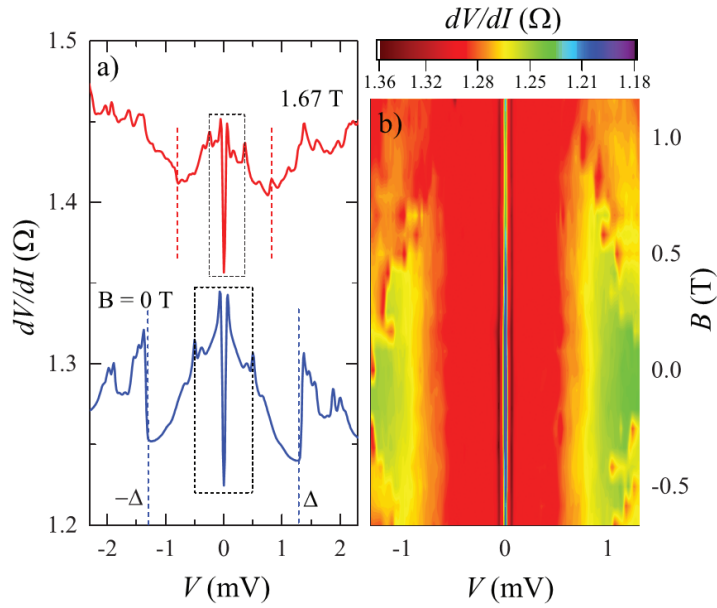


Рис. 26: (a)  $dV/dI(V)$  для второго контакта Nb-Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub> при минимальной температуре 30 мК в нулевом магнитном поле (синяя кривая), и в 1.67 Т (красная кривая). Ширина ZBA не меняется при повышении поля, хотя ее глубина уменьшается. (b) Изменение  $dV/dI(V)$  во внешнем магнитном поле. Ширина ZBA стабильна и не зависит от знака магнитного поля.

Качественно результат подтверждается другим исследованным Nb-Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub> контактом, показывающим большее рассеяние на интерфейсе (Рисунок 26(a,b)). Голубая кривая на Рисунке 26(a) в нулевом магнитном поле и при температуре 30 мК демонстрирует определенную сверхпроводящую щель  $\Delta = 1.3$  мэВ, выделенную голубыми штрихованными линиями. Как и в предыдущем случае, наблюдается внутрищелевая особенность (выделена черным прямоугольником) с узкой ZBA по центру. Пренебрегая наличием ZBA, мы можем оценить отношение нормального сопротивления к  $dV/dI(0)$ , чтобы вычислить прозрачность контакта  $T = 0.76$ . Значительное рассеяние на интерфейсе уменьшает подавление щели близостью к ферромагнетику, поэтому в данном случае  $\Delta = 1.3$  мэВ ближе к значению щели в чистом ниобии. Снова, ширина ZBA стабильна по отношению ко внешнему магнитному полю (красная кривая на Рисунке 26(a)). Цветной график на Рисунке 26(b) показывает эту стабильность в умеренных полях и независимость от знака поля. Как и в прошлый раз, наблюдается немонотонное изменение высоты ZBA.

## 4.4 Обсуждение

Наш основной нетривиальный результат - устойчивая по отношению к магнитному полю ZBA, что наблюдается в широком диапазоне полей для Андре-

евского контакта, состоящего из сверхпроводящего ниобия и магнитного Вейлевского полуметалла  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ .

Большое количество механизмов, которые могут быть ответственны за образование ZBA, можно вычеркнуть для нашего эксперимента. В частности, это касается паразитных эффектов перегрева, которые характерны для Андреевских контактов большой площади [84, 85]. Основным аргументом против них является то, что полученные кривые демонстрируют хорошо определенную щель ниобия. Несмотря на то, что значение щели уменьшено ввиду контакта с ферромагнетиком, она имеет стандартную температурную и магнетополевою зависимость, представленную на Рисунке 25(d). Похожее поведение реализуется для наведенной щели на Рисунке 24(c). Кроме того, грубая оценка перегрева на интерфейсе может быть оценена исходя из коэффициента  $3.2 \text{ K/mV}$  [84, 85], что составляет для ZBA ( $0.06 \text{ mV}$ ) температуру, много меньшую критической температуры ниобия. Таким образом, мы не ожидаем, что эффекты перегрева могут существенно исказить  $dV/dI(V)$  спектр. ZBA также не может возникать из-за эффекта Кондо, так как в этом случае аномалия асимметрична и расщепляется на двойной провал под воздействием магнитного поля [86, 87], что не наблюдается.

С другой стороны, существует альтернативная возможность объяснения наблюдаемой ZBA, которую мы не можем исключить.

Рассмотрим одномерную систему, имеющую в некоторой точке потенциал конфайнмента. В условиях наведенной сверхпроводимости в такой системе образуются связанные Андреевские состояния. В транспорте они бы проявились как пара симметричных внутрищелевых пиков  $dI/dV$ . В присутствии спин-орбитального взаимодействия и Зеемановского расщепления эти уровни схлопываются в одно низкоэнергетическое состояние, образуя одиночный пик  $dI/dV$  (или провал  $dV/dI$ ), устойчивый к дальнейшему увеличению магнитного поля [88, 89, 90, 91, 92].

На практике, такие системы в основном реализуются при использовании полупроводниковых нанопроводов с сильным спин-орбитальным взаимодействием, в условиях близости к сверхпроводнику [88, 89, 90, 91, 92]. В качестве потенциала конфайнмента может выступать обедненная затвором область или любой другой пространственно неоднородный потенциал. Зеемановское расщепление получают при помощи воздействия внешнего магнитного поля. Обширный интерес к таким системам связан с тем, что низкоэнергетические Андреевские уровни при некоторых условиях испытывают топологический фазовый переход в Майорановские уровни - многообещающую платформу для реализации квантовых вычислений.

Эта физика выглядит релевантной и в нашем случае. Поверхностные со-

стояния магнитного Вейлевского полуметалла киральны, то есть имеют выделенное направление групповой скорости. Следовательно, транспорт в поверхностном состоянии можно рассматривать как квазиодномерный [3]. Кроме того, для Вейлевского топологического полуметалла очевидно выполняется требование сильного спин-орбитального взаимодействия. Расщепление по спину также заведомо присутствует в ферромагнитном  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  [81, 17]. Необходимо отметить, что в нашем эксперименте мы наблюдали ZBA в нулевом магнитном поле, что соответствует тому, что Андреевские уровни заведомо схлопываются под воздействием внутреннего магнетизма в  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ . Наконец, необходимо обосновать присутствие неоднородного потенциала конфейнмента, в котором появляются Андреевские состояния. На поверхности  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ , полученной грубым механическим скалыванием, всегда присутствуют дефекты и ступеньки атомных слоев. Структура поверхности сколотого  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  активно изучалась методом сканирующей туннельной спектроскопии [93]. Было подтверждено наличие различных поверхностных атомных слоев, а также формирование  $\text{Co}_3\text{Sn}$  террас. Из неоднородности поверхности естественным образом следует и неоднородность потенциала в приповерхностной области контакта Nb- $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ .

## 4.5 Заключение

Нами был экспериментально исследован транспорт заряда через интерфейс между сверхпроводящим Nb контактом и магнитным Вейлевским полуметаллом  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ . Помимо Андреевского отражения, в дифференциальном сигнале  $dV/dI(V)$  наблюдались несколько дополнительных особенностей, среди которых наиболее интересная - аномалия нулевого напряжения (ZBA), которая демонстрирует стабильность по отношению ко внешнему магнитному полю вплоть до критического поля Nb. Объяснение такого поведения аномалии должно принимать во внимание условия сильного спин-орбитального взаимодействия, Зеемановского расщепления и топологических эффектов в  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ . В качестве возможного объяснения была рассмотрена возможность формирования низкоэнергетических Андреевских уровней на интерфейсе Nb- $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ .

## 5 Латеральный эффект Джозефсона на поверхности магнитного Вейлевского полуметалла $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$

### 5.1 Мотивация

В данной главе продолжится описание исследования наведенной сверхпроводимости в магнитном Вейлевском полуметалле  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ . Как было указано выше, совместное влияние необычной зонной структуры, спин-орбитального и обменного взаимодействий в условиях эффекта близости может привести к сверхпроводимости с нетривиальной спиновой и пространственной симметрией [80, 18].

Дополнительный интерес к реализации и изучению эффекта Джозефсона связан с тем, что топологические поверхностные состояния в условиях эффекта близости способны переносить сверхток на большую длину [11, 12, 9, 13, 14]. Таким образом, в длинных Джозефсоновских переходах ожидается, что перенос заряд будет осуществляться в основном по поверхности. В условиях эффекта близости поверхностные Ферми арки также привлекают большой интерес, так как представляют собой платформу для реализации киральных Майорановских состояний [79].

Мы экспериментально исследовали латеральный транспорт между двумя сверхпроводящими In контактами к магнитному Вейлевскому полуметаллу  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ . Для длинных 5 мкм переходов мы обнаружили, что в состоянии с неоднородной намагниченностью  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ , наблюдается состояние с конечным сопротивлением и характерное Андреевское отражение. После намагничивания образца в поле насыщения и вывода поля, когда намагниченность однородна, мы обнаружили сильное качественное изменение транспортных характеристик: возникло состояние с нулевым сопротивлением, поддерживающее Джозефсоновский ток. Мы исследовали зависимости критического тока от внешнего магнитного поля и температуры. Протекание тока на большой длине 5 мкм через магнитный барьер подразумевает перенос сверхтока топологическими поверхностными состояниями. Мы также обсуждаем возможность реализации спин-триплетной наведенной сверхпроводимости в поверхностных Ферми арках.



## 5.2 Образцы и техника измерений

Метод синтеза монокристаллов  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  описан в предыдущей главе. Образцы со сверхпроводящими контактами также были сделаны с помощью прижима, однако в этом случае в качестве сверхпроводящего металла был использован In. Готовый образец представлен на Рисунке 27(a).

Мы проверили, что наши образцы демонстрируют гигантский Аномальный эффект Холла [83] (Рисунок 27(b)) во внешнем перпендикулярном магнитном поле. Он является отличительным признаком магнитного Вейлевского полуметалла  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  [81, 17]. Поле насыщения соответствует значению 0.5 Т.

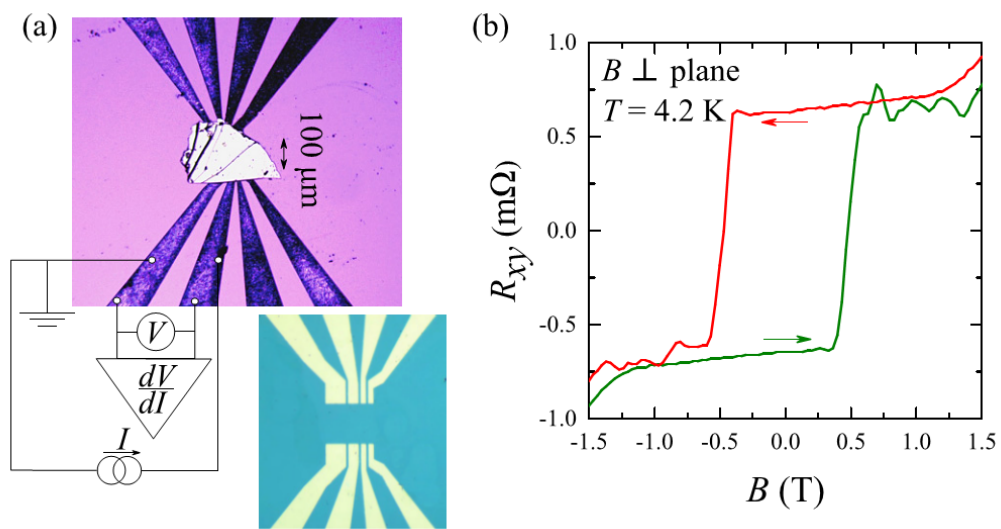


Рис. 27: (a) Тонкая чешуйка  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  прижималась к подложке со сверхпроводящими контактами из In. Расстояние между контактами 5  $\mu\text{m}$ . Толщина In пленки 100 нм. Характерный латеральный размер чешуйки 100  $\mu\text{m}$ . (b) Аномальный эффект Холла в  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ .

Измерения производились в криостате растворения (30 мК - 1.2 К), оснащённом сверхпроводящим соленоидом (14 Т). В основном использовалась четырехточечная схема, упрощенный вариант которой изображен на Рисунке 27(b). Такая схема позволяет одновременно измерять дифференциальный сигнал  $dV/dI$  и напряжение  $V$  на образце при заданном токе. Технические подробности описаны в разделе 2.2. В данном эксперименте образец был ориентирован в поле, перпендикулярном плоскости образца, так как было установлено, что воздействие параллельного поля приводит к систематическому отрыву чешуйки от подложки.

Если образец демонстрирует нулевое сопротивление (бездиссипативное состояние), важная информация может быть получена, исходя из вида зависимости критического тока от магнитного поля и температуры. Чтобы получить

с большой точностью значение критического тока, производилась следующая процедура: постоянный ток разворачивался из нуля до некоторого значения больше критического, и по 10 таким кривым (при фиксированном поле и температуре) определялось среднее значение критического тока. Мы следили, чтобы в рамках такой процедуры стандартное отклонение по 10 точкам было незначительным, точки, разбросанные более чем на два стандартных отклонения, исключались.

### 5.3 Экспериментальные результаты

Ферромагнитное упорядочение в  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  происходит от плоскостей Co с решеткой кагомэ [81]. Перпендикулярная плоскостям намагниченность возникает при температуре ниже 175 К. Так как образцы охлаждаются в криостате с комнатной температуры в нулевом внешнем магнитном поле, их намагниченность непосредственно после охлаждения имеет разупорядоченный характер, т.е. ожидается, что чешуйка  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  содержит магнитные домены. Типичный латеральный размер домена в  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  составляет около 1 мкм [94], что меньше расстояния между парой сверхпроводящих контактов. Чтобы перевести образец в состояние однородной намагниченности, производилась процедура намагничивания: внешнее перпендикулярное магнитное поле медленно разворачивалось от -1.5 до 1.5 Т (значение выше поля насыщения 0.5 Т на Рисунке 27(b)), после чего поле выводилось в нуль.

Мы исследовали транспорт между двумя In сверхпроводящими контактами к  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  по четырехточечной схеме (Рисунок 27(a)) при низкой температуре. Примеры кривых  $dV/dI(I)$  показаны на Рисунке 28(a,b) до и после намагничивания, соответственно, для одного и того же образца в том же охлаждении.

До намагничивания кривые демонстрируют хорошо известное Андреевское отражение [8]. Как обычно, для прозрачных контактов Андреевский сигнал имеет падение дифференциального сопротивления внутри сверхпроводящей щели [10]. На Рисунке 28(a) провал дифференциального сопротивления соответствует интервалу по току  $\pm 0.5$  мА при уровне нормального сопротивления 0.5 Ом. Их произведение дает оценку сверхпроводящей щели  $\Delta = 0.25$  мэВ, что меньше щели в чистом In ввиду близости с ферромагнетиком. Понижение температуры с 1.2 К до 40 мК не приводит к сильным последствиям в состоянии с неоднородной намагниченностью: сопротивление лишь немного уменьшается на зеленой кривой из Рисунка 28(a).

После намагничивания кривые  $dV/dI(I)$  претерпевают значительное качественное изменение (Рисунок 28(b)): реализуется состояние с нулевым сопро-

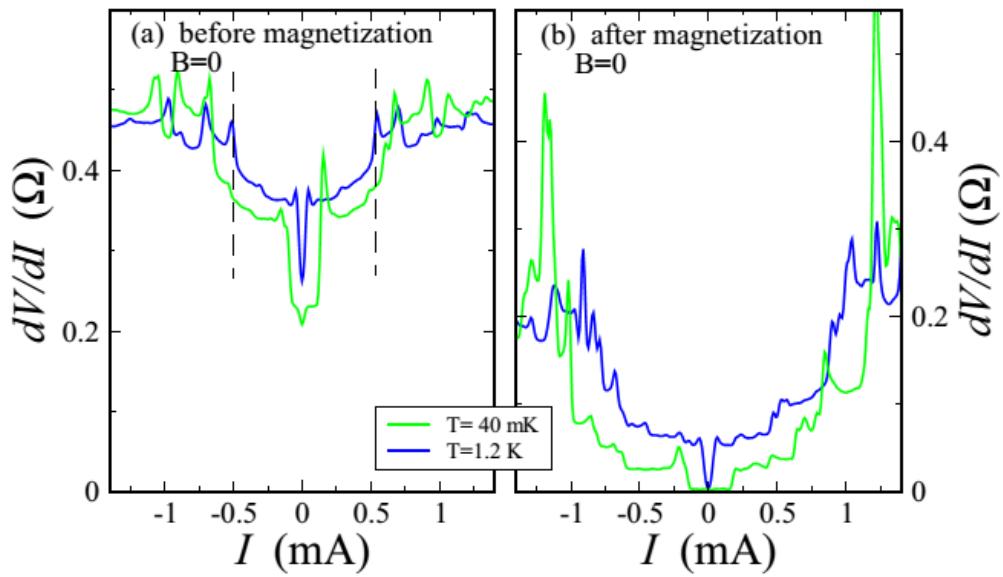


Рис. 28: Примеры  $dV/dI(I)$  кривых (а) до намагничивания образца и (б) после намагничивания, для одного и того же образца в том же охлаждении. Уменьшение температуры с 1.2 К до 40 мК не оказывает сильного влияния на кривые в (а). Штриховые линии выделяют широкий провал в  $dV/dI(I)$ , вызванный Андреевским отражением. (б) Намагничивание, напротив, оказывает существенное влияние на кривые: возникает состояние с нулевым сопротивлением. Диапазон токов, в которых сопротивление остается нулевым, сильно зависит от температуры. Данные получены в нулевом внешнем магнитном поле.

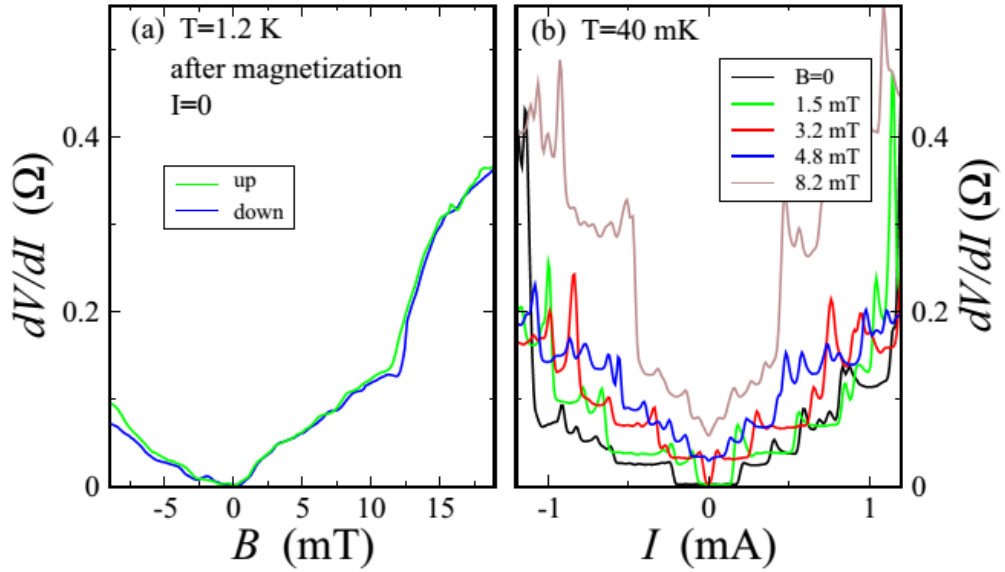


Рис. 29: Подавление состояния с нулевым сопротивлением магнитным полем. (а) Дифференциальное сопротивление  $dV/dI$  при нулевом постоянном токе как функция магнитного поля. Сопротивление остается нулевым в конечном диапазоне магнитных полей даже при высокой температуре 1.2 К. (б) Примеры кривых  $dV/dI(I)$  при различных магнитных полях и минимальной температуре 40 мК. Критическое поле равно 3.2 мТ. Магнитное поле перпендикулярно плоскости образца.

тивлением. При низкой температуре 40 мК это состояние существует в широком диапазоне токов  $\pm 0.1$  мА, что соответствует эффекту Джозефсона [10].

Как и ожидается для Джозефсоновского перехода, состояние с нулевым сопротивлением может быть подавлено внешнем магнитным полем. Даже при высокой температуре 1.2 К сопротивление перехода остается нулевым в малом  $\pm 1$  мТ диапазоне магнитных полей (Рисунок 29(а)). Подобное поведение также продемонстрировано более детально на Рисунке 29(б) для того же контакта, но при минимальной температуре 40 мК. Для полей выше 3.2 мТ при данной температуре также наблюдается подавление эффекта Джозефсона, однако  $dV/dI(I)$  остаются нелинейными, так как все еще имеет место Андреевское отражение (критическое поле  $I_n$  контактов около 40 мТ [95]).

Таким образом, на Рисунке 28 и Рисунке 29 мы продемонстрировали, что в беспрецедентно длинных 5 мкм In-Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub>-In переходах может течь Джозефсоновский сверхток. Такое поведение воспроизводится и для других образцов. На Рисунке 30(а) представлены кривые  $dV/dI(I)$  для другого перехода, характеризуемого большим нормальным сопротивлением 3 Ом. До намагничивания (синяя кривая) дифференциальное сопротивление конечно и испытывает провал в диапазоне токов  $\pm 0.075$  мА, что соответствует такому же значению

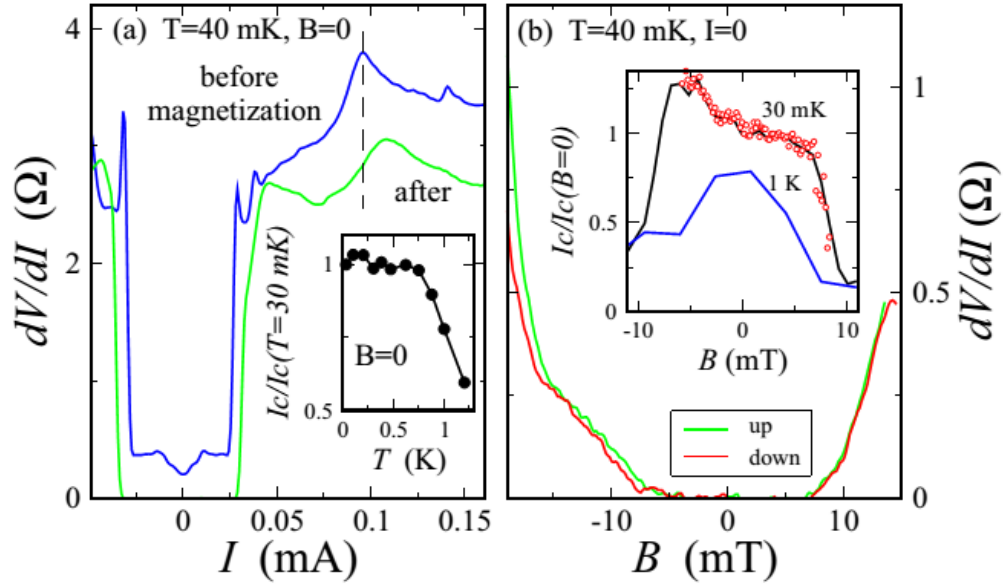


Рис. 30: Экспериментальные результаты для другого образца. (а) Сравнение кривых  $dV/dI(I)$  до (синяя) и после (зеленая) намагничивания. Состояние с нулевым сопротивлением возникает только после намагничивания. Вставка демонстрирует зависимость критического тока от температуры. (б) Подавление эффекта Джозефсона во внешнем магнитном поле при разном направлении развертки поля. Вставка демонстрирует зависимость критического тока от магнитного поля для двух различных температур. При 40 мК  $I_c(B)$  ведет себя асимметрично, критическое поле равно  $\pm 7$  мТ. Красные кружки показывают шаг по полю при снятии зависимости, их размер характеризует стандартное отклонение значений  $I_c$ . Симметричность восстанавливается при повышении температуры более 1 К. Магнитное поле перпендикулярно плоскости образца.

сверхпроводящей щели  $\Delta = 0.25$  мэВ. Аналогично, после намагничивания реализуется состояние с нулевым сопротивлением (зеленая кривая) с значением критического тока 0.026 мА при  $T = 40$  мК.

Зависимости критического тока от температуры и внешнего магнитного поля выглядят необычно. Результаты представлены на вставках к Рисунку 30.  $I_c(T)$  демонстрирует слабую температурную зависимость вплоть до 0.75 К и падает вдвое при максимальной температуре 1.2 К. Экстраполяция  $I_c(T)$  в большие температуры дает оценку критической температуры 2 К, что согласуется со сверхпроводящей щелью  $\Delta = 0.25$  мэВ, полученной из Андреевского отражения. Неожиданно, но  $I_c(T)$  не показывает экспоненциальной зависимости, характерной для длинных SNS переходов [96], а больше напоминает результат, полученный для Джозефсоновских переходов с процессами рассеяния с переверотом спина [97].

Состояние с нулевым сопротивлением при  $I = 0$  можно подавить внешним

магнитным полем  $\pm 7$  мТ (Рисунок 30(b)). Кривые не зависят от направления развертки поля. Это связано с тем, что  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  является магнитотвердым материалом с полем насыщения 0.5 Т (Рисунок 27(b)), в то время как мы работали в слабых полях, и, следовательно, находились всегда на одной ветви гистерезиса намагниченности. Зависимость критического тока от поля  $I_c(B)$  представлена на вставке к Рисунку 30(b). При низкой температуре  $I_c(B)$  является несимметричной зависимостью со слабым изменением вплоть до критического поля  $\pm 7$  мТ. Несимметричность ослабевает с повышением температуры (черная кривая при 1 К).

## 5.4 Обсуждение

В результате, мы продемонстрировали возможность протекания Джозефсоновского тока в длинных 5 мкм  $\text{In-Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2\text{-In}$  переходах в состоянии однородной намагниченностью  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ . С другой стороны, в состоянии с неоднородной намагниченностью сверхток не наблюдался. Этот эффект воспроизводился для нескольких образцов.

Для начала, следует исключить возможные дефекты фабрикации образцов, такие как закоротка  $\text{In}$  контактов. Во-первых, закоротка контактов не могла бы дать наблюдаемую зависимость от намагниченности  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ . Во-вторых, закоротка выглядит маловероятной, исходя из геометрии контактов: при толщине пленки индия 100 нм трудно перекрыть зазор в 5 мкм в процессе прижима чешуйки к контактам. Таким образом, Джозефсоновский ток течет через ферромагнитный барьер из  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ .

Транспорт по топологическому поверхностному состоянию вероятно является ключевым пунктом для объяснения экспериментальных результатов. В случае  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  наличие Ферми арок было напрямую подтверждено сканирующей туннельной спектроскопией [82]. Гигантский аномальный эффект Холла также связывают с поверхностными состояниями [3], и в нашем случае эффект Джозефсона достигается только в состоянии с определенной намагниченностью. Важная роль Ферми арок в переносе сверхтока также подкрепляется их топологической защитой и латеральной геометрией образцов.

Структура магнитных доменов в чешуйке  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  может иметь значительное влияние на свойства перехода. После охлаждения ниже температуры Кюри (175 К) в нулевом магнитном поле намагниченность разупорядочена (присутствуют домены). Характерный латеральный размер доменов в  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  составляет около микрона [94], так что на длине перехода может уместиться несколько доменных стенок. В противоположно намагниченных доменах киральность Вейлевских точек также имеет противоположный знак [3], следо-

вательно, непрерывное поверхностное состояние может существовать только внутри одного домена. Смена киральности при переходе через доменную стенку приводит к частым процессам рассеяния с переворотом спина, что препятствует возникновению эффекта Джозефсона. В связи с этим, в неоднородно намагниченном состоянии наблюдается только Андреевское отражение с конечным сопротивлением (Рисунок 28, Рисунок 30). Когда образец намагничен однородно, напротив, киральность поверхностного состояния, несущего ток, не меняется на протяжении всего перехода, и мы наблюдаем эффект Джозефсона.

Так как Ферми арки имеют спиновую поляризацию [3, 82], и объем ферромагнитного  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  также сильно поляризован [98], можно ожидать, что сверхток, протекающий на большой длине 5 мкм, имеет триплетную спиновую симметрию [99, 100, 101]. В то время как синглетные Куперовские пары проникают в ферромагнетик на длину  $\xi_F = \sqrt{\hbar D/E_{ex}}$  ( $E_{ex}$  - энергия обменного взаимодействия,  $D$  - коэффициент диффузии), триплетное спаривание возможно на гораздо большей длине  $\sqrt{\hbar D/k_B T}$ , которая по величине соответствует длине когерентности в нормальном металле [99]. Эффективное распаривание Куперовских пар обменным полем запрещает, в частности, проникновение s-волновых синглетных парных корреляций вглубь ферромагнетика, кроме того, в Вейлевском полуметалле их также подавляет киральная блокада [80].

Так как обменное поле и спин-орбитальное взаимодействие совместно присутствуют в  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ , на интерфейсе с In сверхпроводником становится возможным конверсия синглетного тока с спин-триплетный [31, 102]. Реализация триплетного спаривания также подкрепляется асимметричной зависимостью критического тока от магнитного поля  $I_c(B)$  (Рисунок 30(b)), характерной для спин-зависимого транспорта [103]. В общем случае, спин-поляризованный сверхток в магнитном Вейлевском полуметалле может переноситься одновременно поверхностным и объемным проводящими состояниями [77, 78, 79, 18].

Следует отметить, что мы не наблюдаем стандартный Фраунгоферовский паттерн  $I_c(B)$ . Вероятной причиной является неточно определенная геометрия сверхпроводящих контактов, образованных под чешуйкой  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  после прижима, в следствие чего неравномерное распределение сверхтока по переходу размывает Фраунгоферовскую картину. Кроме того, размытие может также происходить от не полной однородности магнитного барьера. Тем не менее, эти эффекты не могли бы привести к асимметрии  $I_c(B)$ , которая является исключительным свойством спин-зависимого транспорта [103].

## 5.5 Заключение

В заключение, мы экспериментально исследовали латеральный транспорт между двумя разнесенными на 5 мкм сверхпроводящими In контактами к магнитному Вейлевскому полуметаллу  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ . Для неоднородно намагниченного  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  мы обнаружили только Андреевское отражение на интерфейсах In- $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ , характерное для контактов с высокой прозрачностью. После намагничивания образца до насыщения между сверхпроводящими берегами становится возможным протекание Джозефсоновского сверхтока. Критический ток демонстрирует необычные зависимости от температуры и внешнего магнитного поля. В качестве объяснения, мы обсуждаем возможность возникновения наведенной спин-триплетной сверхпроводимости на поверхности и в объеме топологического магнитного Вейлевского полуметалла  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ .



## 6 Реализация Джозефсоновского спинового вентиля в магнитном топологическом полуметалле с нодальной линией $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$

### 6.1 Мотивация

В последнее время  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  привлекал значительное внимание в качестве многообещающей платформы для реализации большого количества феноменов, связанных с магнитной и электронной нетривиальной топологией. Ферромагнетизм в  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  происходит от нелокализованных электронов проводимости и обладает магнетокристаллической анизотропией. Благодаря слабым межслоевым ван дер Ваальсовым связям, становится возможным создание одноатомных (подобно графену) двумерных слоев  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ . Удивительно, но анизотропный ферромагнитный порядок продолжает существовать и в низкоразмерном пределе [104, 105, 106, 107, 108].

В эксперименте трехмерный  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  уже успел продемонстрировать сильный аномальный эффект Холла [109, 16] и Нернста [110], топологический планарный эффект Холла [111] и эффекты, связанные с решеткой Кондо [112]. С точки зрения зонной структуры электронов, трехмерный  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  является уникальным кандидатом в ферромагнитные топологические полуметаллы с нодальной линией, имеющим топологические поверхностные состояния [16, 113].

Различные реализации спинового вентиля известны для магнитных систем [114, 115]. В простейшем случае, спиновый вентиль является собой многослойную структуру из двух ферромагнетиков различной толщины и нормальной прослойки между ними. Тогда сопротивление этой структуры зависит от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнетиков. За счет разной толщины ферромагнетиков, более тонкий слой легче поддается перемагничиванию во внешнем поле, и таким образом можно менять взаимную магнитную ориентацию слоев. Спин-зависимое рассеяние, в свою очередь, определяется углом между направлениями намагниченностей слоев, поэтому сопротивление спинового вентиля сильно зависит от внешнего магнитного поля. Магнитные топологические материалы имеют намагниченный объем, а также спин-поляризованные поверхностные состояния. Благодаря этому, их можно рассматривать как естественную реализацию двухслойной магнитной структуры, аналогичной спиновому вентилю [116, 117, 83, 118].

Как было продемонстрировано в предыдущих разделах, в близости со сверхпроводником топологические поверхностные состояния способны нести сверхток на большую длину [11, 12, 9, 13, 14]. Для магнитных топологических

материалов это естественным образом предполагает наличие спин-триплетной сверхпроводимости [99, 100, 101], которая возникает вследствие совместного влияния нетривиальной топологии, обменного поля, спин-орбитального взаимодействия и наведенной сверхпроводимости. Триплетный сверхток также ожидается и в Джозефсоновских спиновых вентилях [32, 103, 119, 120, 121], где в качестве барьера в переходе Джозефсона используется ферромагнитная многослойная структура (спиновый вентиль). Хотя большинство таких структур имеют сэндвич-геометрию, в которой ток течет перпендикулярно слоям, эффекты спинового вентиля могут иметь место и в планарной геометрии [122].

В Джозефсоновском спиновом вентиле амплитуда критического тока определяется в основном относительной магнитной ориентацией слоев, в то время как в обычных переходах Джозефсона она модулируется магнитным потоком [10]. Дело в том, что эффективность конверсии синглетного сверхтока в триплетный сильно зависит от угла между намагниченностями слоев Джозефсоновского спинового вентиля. Это детально изучалось в структурах типа сэндвич, для которых был экспериментально выделен преобладающий вклад триплетного сверхтока [32]. Из-за естественной возможности реализовать транспортные характеристики, аналогичные спиновым вентилям, Джозефсоновские переходы на основе магнитных топологических полуметаллов типа  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  в принципе могут использоваться для создания Джозефсоновского спинового вентиля.

$\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  имеет centrosymmetric кристаллическую структуру, однако инверсионная симметрия может нарушиться на интерфейсе кристалла [123]. Нецентросимметричные интерфейсные эффекты могут существенно повлиять, например, на корреляцию между импульсом и спином заряда в магнитной системе (spin-orbit torque) [124, 125]. В условиях близости со сверхпроводником нарушенные симметрии инверсии и обращения времени могут привести к асимметрии эффекта Джозефсона по отношению к магнитному полю [126].

Данная глава посвящена исследованию латерального электронного транспорта между разделенными 3 мкм промежутками сверхпроводящими In контактами на поверхности трехмерной чешуйки  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ . При низкой температуре 30 мК мы обнаружили возможность протекания Джозефсоновского сверхтока, которых обладает необычной зависимостью от магнитного поля. Так, магнетосопротивление Джозефсоновского перехода сильно асимметрично по отношению к магнитному полю, но асимметрия переворачивается при смене направления развертки поля. Аналогичный эффект наблюдался и для паттерна критического тока от ориентированного в плоскости поля  $I_c(B)$ . Для перпендикулярного поля  $I_c(B)$  также асимметрична, однако при смене знака развертки кривая претерпевает качественные изменения, в частности, пик  $I_c(B)$  сменяется провалом. Такие эффекты нельзя ожидать для обычного перехода сверхпроводник –

ферромагнетик – сверхпроводник с однородным магнитным барьером, однако они могут возникать в Джозефоновском спиновом вентиле. Спиновый вентиль может естественным образом реализоваться в  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  из-за различных спиновых поляризации объема и топологического поверхностного состояния. Мы также обсуждаем возможную роль спин-зависимого транспорта между магнитными доменами в  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ .

## 6.2 Образцы и техника эксперимента

Монокристаллы  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  были синтезированы в вакуумированной кварцевой ампуле двух-шаговым процессом. На первом шаге, навеска изначальных высокочистых элементов была нагрета до 743 К со скоростью 10 градусов в час. Ампула поддерживалась при конечной температуре в течение 50 часов. На втором шаге температура увеличивалась до 1243 градусов с той же скоростью и поддерживалась при этой температуре 140 часов. После, ампула охлаждалась до комнатной температуры со скоростью 5 градусов в час. Рентгеновская дифракция определила, что в полученном соединении также присутствуют теллуриды железа  $\text{FeTe}$  и  $\text{FeTe}_2$  в некотором количестве по отношению к  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ . Чтобы получить чистые монокристаллы  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ , полученное соединение подверглось транспортной йодной реакции в течение 240 часов при температуре 803 К и 683 К в горячей и холодной зонах, соответственно. После, ампула была охлаждена в жидком азоте. Растворимые в воде теллуриды и йодиды железа далее вымывались в горячей дистиллированной воде. В оставшемся соединении с помощью рентгеноструктурного анализа был подтвержден чистый монокристаллический  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ .

Нетривиальные поверхностные свойства известны для трехмерных монокристаллов  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  [3, 16]. Поэтому, мы использовали относительно толстые (не двумерные) механически эксфолированные чешуйки  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  толщиной около микрона. Подробности фабрикации образцов можно найти в разделе 2.1. Образцы изготавливались методом прижима чешуйки поверх сверхпроводящих In контактов (100 нм толщина, 10 мкм ширина), расположенных на расстоянии 3 мкм, благодаря чему получались прозрачные In- $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  контакты. Измерения производились по четырехточечной схеме между двумя соседними In контактами. Фотография образца с упрощенной схемой измерений представлена на Рисунке 31(a).

Чтобы подтвердить хорошее качество  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ , мы также сделали дополнительные референсные образцы с нормальными (Au) контактами в стандартной геометрии Холл бара. Образцы производились также методом прижима эксфолированных чешуек. На Рисунке 31(b) построено продольное магнетосопротивление  $R_{xx}(B)$ . В перпендикулярном поле  $R_{xx}(B)$  демонстрирует от-

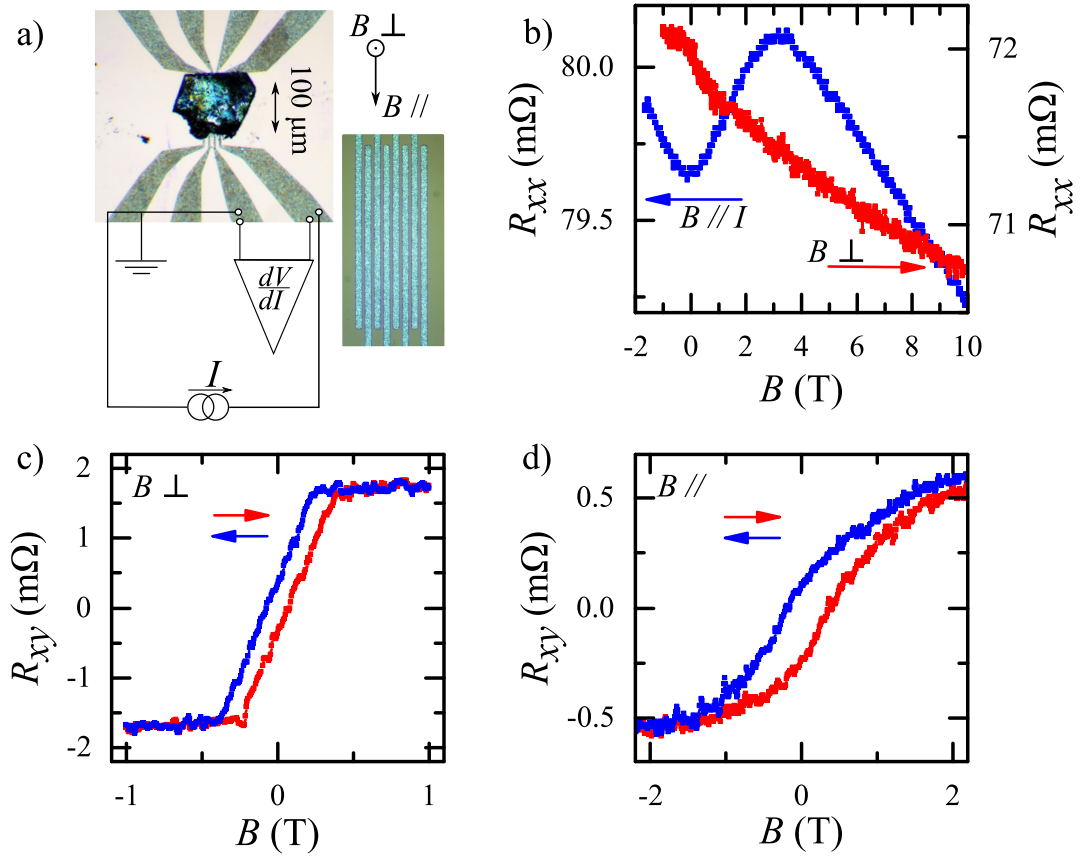


Рис. 31: (а) Тонкая чешуйка  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  прижималась к подложке со сверхпроводящими контактами из In. Расстояние между контактами 3 мкм. Толщина In пленки 100 нм. Характерный латеральный размер чешуйки 100 мкм. На рисунке указано направление магнитного поля для перпендикулярной ориентации и ориентации в плоскости. В правой части изображена фотография матрицы контактов с 3 мкм промежутками. (b) Продольное магнетосопротивление  $R_{xx}(B)$  для референсных образцов с нормальными контактами в геометрии Холл бара. В перпендикулярном поле  $R_{xx}(B)$  демонстрирует отрицательное монотонное магнетосопротивление (красная кривая, правая ось). Когда поле ориентированно в плоскости коллинеарно направлению протекания тока,  $R_{xx}(B)$  демонстрирует немонотонное поведение с изгибом в 3.5 Т (голубая кривая, левая ось). Такое поведение хорошо согласуется с результатами, опубликованными ранее [111]. (c) Аномальный эффект Холла  $R_{xy}(B)$  в перпендикулярном поле. В таком поле намагничивание  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  происходит вдоль легкой магнитной оси, перпендикулярной плоскости [109, 16]. (d) Планарный топологический эффект Холла [111] в параллельном поле. Стрелочками обозначено направление развертки магнитного поля.

рицательное монотонное магнетосопротивление (красная кривая, правая ось). Когда поле ориентировано в плоскости коллинеарно направлению протекания тока,  $R_{xx}(B)$  демонстрирует немонотонное поведение с изгибом в 3.5 Т (голубая кривая, левая ось). Такое поведение хорошо согласуется с результатами, опубликованными ранее [111]. Более того, сильный аномальный эффект Холла  $R_{xy}(B)$  представлен на Рисунке 31(с) для перпендикулярного поля. В таком поле намагничивание  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  происходит вдоль легкой магнитной оси, перпендикулярной плоскости [109, 16]. Гистерезисное поведение  $R_{xy}(B)$  также возникает в параллельном плоскости поле на Рисунке 31(d). Последнее также известно как планарный топологический эффект Холла [111], наблюдавшийся ранее в  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ . Это необычное явление связывают с некомпланарными спиновыми текстурами, возникающими в  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  в параллельном поле.

В данной главе описано экспериментальное исследование электронного транспорта между двумя соседними сверхпроводящими контактами к  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  по четырехточечной схеме (Рисунок 31(a)). Подробности реализации измерительной схемы изложены в разделе 2.2. Чтобы получить  $dV/dI(I)$  характеристики, постоянный ток модулируется слабым 2 мкА переменным током на частоте 1107 Гц. Измерения производились в криостате растворения в диапазоне температур 30 мК – 1.2 К

### 6.3 Экспериментальные результаты

Рисунок 32 демонстрирует эффект Джозефсона для двух различных образцов, которые обозначены S1 и S2. Качественное поведение схоже, хотя значение критических токов  $I_c$  и сопротивления отличаются ( $I_c = 0.17$  мА (S1) и  $I_c = 0.018$  мА (S2)). Как и ожидалось, состояние нулевого сопротивления возникает при температурах ниже критической, которые чуть ниже 0.88 К и 0.34 К для образцов S1 и S2 на Рисунке 32(a) и (b), соответственно.

Высокотемпературные красные кривые на Рисунке 32 показывают поведение, типичное для Андреевского отражения [8]. Сверхпроводящая щель видна по симметричным провалам  $dV/dI$ , что выделено штриховыми линиями. Для S1 значение щели  $\Delta_{S1} = 0.42$  мэВ получено из произведения позиции провалов  $\pm 0.22$  мА и нормального сопротивления 1.9 Ом на Рисунке 32(a). Аналогично, из Рисунка 32(b) можно найти  $\Delta_{S2} = 0.28$  мэВ. Это разумные значения сверхпроводящей щели, если учесть подавление сверхпроводимости на контакте с ферромагнетиком.

Так как ферромагнетизм в  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  анизотропный (одноосный), что подтверждено магниторезистивными измерениями на Рисунке 31(b,c,d), выглядит осмысленным исследовать эффект Джозефсона в полях различной ориентации.

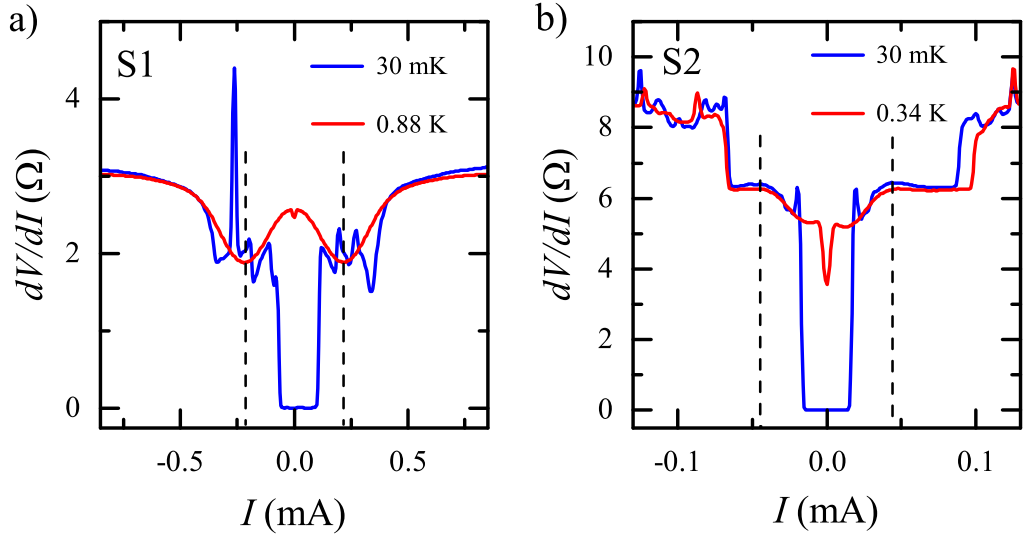


Рис. 32: Эффект Джозефсона для двух разных In-Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub>-In переходов (S1 и S2 на Рисунке 32(a) и (b), соответственно). Качественное поведение кривых похоже, но переходы характеризуются различными критическими токами  $I_c = 0.17$  мА (S1) и  $I_c = 0.018$  мА (S2). Синие кривые получены при минимальной температуре 30 мК, красные - при температуре чуть выше критической, 0.88 К и 0.34 К соответственно. Штриховые линии обозначают сверхпроводящую щель.

Было выяснено, что интерфейсы In-Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub> очень чувствительны к переохлаждению, что ограничивает возможность переустановки образца в другую ориентацию поля, так как это требует переохлаждения. В связи с этим, образцы S1 и S2 изначально помещались в криостат в параллельной и перпендикулярной к полю ориентациях, соответственно.

Рисунок 33 демонстрирует магнетосопротивление Джозефсоновских переходов в параллельном (a) и перпендикулярном (b) поле, соответственно. Результат качественно похож для обеих ориентаций магнитного поля: состояние нулевого сопротивления подавляется магнитным полем, однако кривые  $dV/dI(B)$  асимметричны. Важно, что асимметрия зависит от направления развертки магнитного поля: при смене знака развертки (при перемагничивании) асимметрия зеркально отражается. Это легко заметить, сравнив асимметричные особенности на красных и синих кривых, которые сняты для противоположных направлений развертки. Такое поведение не ожидается для обычного SFS перехода с однородно намагниченным барьером. Напротив, асимметрия свидетельствует о наличии сложных спиновых структур, например, ферромагнитных доменов или спинового вентиля [114, 115]. Эти данные также исключают возможность нежелательно случайной закоротки In контактов в процессе прижима: простое сужение в индии не могло бы показывать такое магнетосопротивление.

На Рисунке 34 изображены цветные графики зависимости  $dV/dI(B, I)$ . Цветные графики получены путем записи и усреднения 10 кривых  $dV/dI(I)$  в

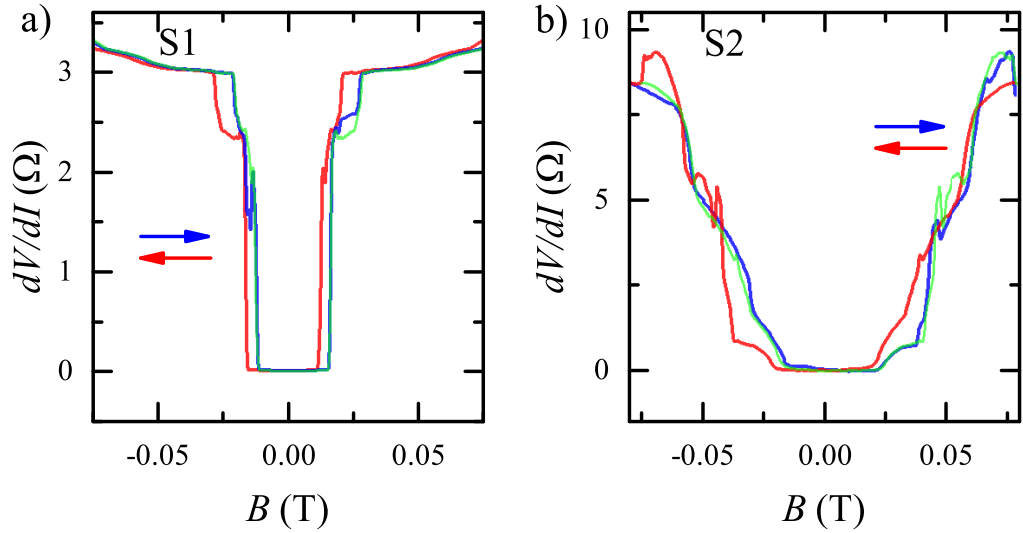


Рис. 33: Магнетосопротивление Джозефсоновского перехода для ориентации поля в плоскости (a) и перпендикулярно плоскости (b) при минимальной температуре.  $dV/dI(B)$  асимметричны, но асимметрия зеркально отражается при смене знака развертки. Направление развертки поля помечено стрелочками соответствующего цвета. Зеленая кривая - перевернутая красная кривая, подтверждающая хорошее совпадение кривых при смене знака развертки.

фиксированном поле. Поле изменялось медленно с равномерным шагом между точками. Направление развертки поля указано сверху словами up (из - в +) или down (из + в -). Каждая новая развертка начиналась с относительно большого поля  $\pm 100$  мТ (сама запись начинается с тех полей, где существует бездиссипативное состояние), которое вводилось, чтобы создать в образце определенную намагниченность. Панели (a,b) соответствуют образцу S1 в параллельном поле при различных направлениях развертки. Асимметрия, которая зеркально отражается при перемагничивании, проявляется и в этом случае - это можно заметить по асимметричному черному пику в  $\pm 9$  мТ на Рисунке 34(a,b). Асимметрия еще более видна в перпендикулярной ориентации магнитного поля на Рисунке 34(d,e).

Черные области на Рисунке 34(a,b,d,e) соответствуют состоянию с нулевым сопротивлением. Эти области выделены белой линией, которая представляет собой зависимость критического тока от поля  $I_c(B)$ . Для ясности, эти зависимости для обеих ориентаций и разных направлений развертки вынесены отдельно на Рисунке 34(c,f).

В параллельной ориентации (Рисунок 34(c))  $I_c(B)$  демонстрирует, как уже было отмечено, зеркально отражающуюся асимметрию, однако кривая дополнительно сопровождается частыми апериодическими флуктуациями. Нам не удалось выделить какую-либо периодичность этих флуктуаций, по крайней мере для шага по полю в 0.01 мТ. Мы проверили, что наша процедура записи

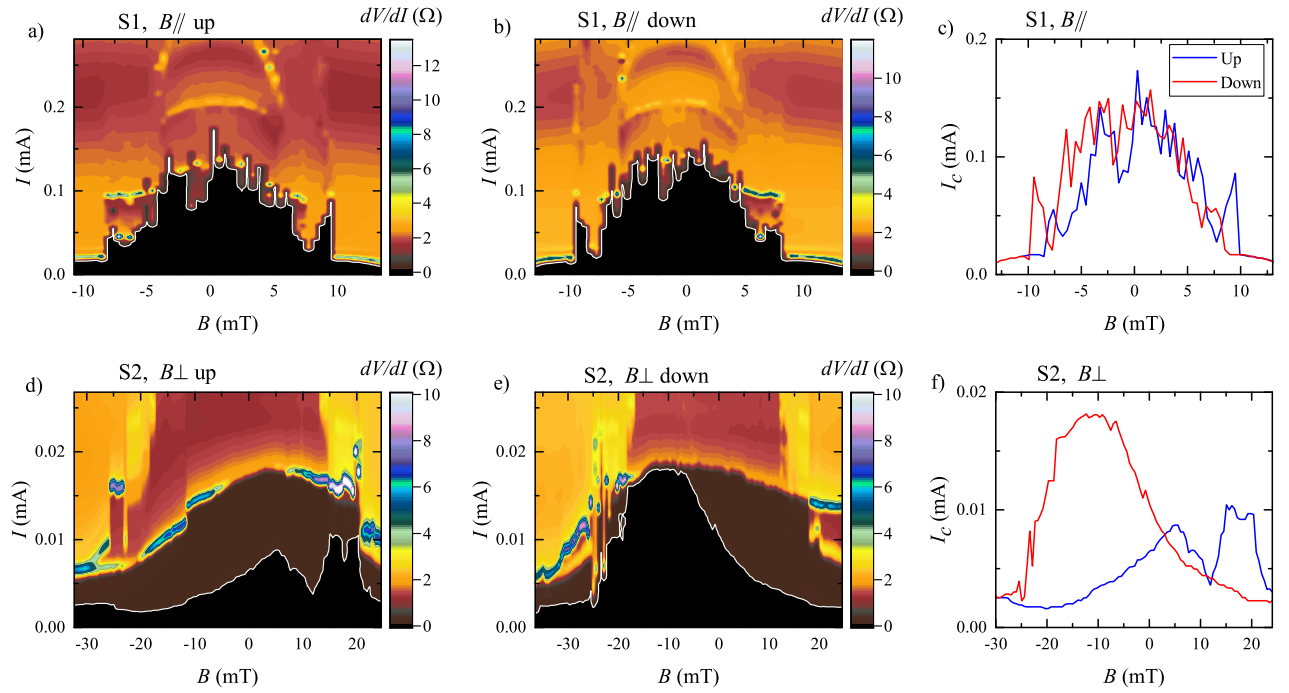


Рис. 34: Цветные графики  $dV/dI(I, B)$  для образцов S1 и S2 на панелях (a,b) и (d,e) в параллельной и перпендикулярной ориентациях, соответственно. (a,d) и (b,e) отличаются направлением развертки магнитного поля. Данные получены при минимальной температуре 30 мК. Каждая развертка начинается с поля  $B = \pm 100$  мТ. Черные области на цветных графиках соответствуют состоянию с нулевым сопротивлением. Эти области выделены белой линией, которая представляет собой зависимость критического тока от поля  $I_c(B)$ . Для ясности, эти зависимости для обеих ориентаций и разных направлений развертки вынесены отдельно в (c,f).



дает устойчивые в фиксированном поле значения  $I_c$ , что подтверждается данным с Рисунка 35(а). Отклонение  $I_c$  при последовательной записи 1000 кривых в поле  $B = -1.4$  мТ не превосходит 0.005 мА, что является незначительным на фоне амплитуды флуктуаций 0.05 мА (Рисунок 34(с)). Таким образом, можно заключить, что эти флуктуации управляются полем, хотя они и аperiodичны.

В перпендикулярной ориентации магнитного поля, напротив, флуктуации не наблюдались (Рисунок 34(d-f)). Что наиболее удивительно, кривые для развертки вверх (синяя) и вниз (красная) отражаются, однако испытывают качественное изменение, которое проявляется в том, что минимум  $I_c(B)$  в 12 мТ переходит в максимум в -12 мТ.

Температурная зависимость критического тока  $I_c(T)$  показана на Рисунке 35(b). Она близко напоминает данные, полученные для длинных Джозефсоновских переходов ферромагнетика с большой спиновой поляризацией  $\text{SrO}_2$  [101], где предполагался большой вклад спин триплетной сверхпроводимости.

## 6.4 Обсуждение

В результате, для длинных 3 мкм Джозефсоновских переходов на основе ферромагнитного топологического полуметалла  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  мы обнаружили асимметричные по магнитному полю  $I_c(B)$  паттерны. Асимметрия зеркально отражается при смене знака развертки. Этот эффект наблюдается для обеих ориентаций поля, однако в перпендикулярном поле  $I_c(B)$  дополнительно испытывает качественные изменения при перемагничивании: минимум  $I_c(B)$  в отражается в максимум.

Такое поведение трудно ожидать для обычного SFS перехода с однородной намагниченностью барьера. Перемагничивание в таком переходе может привести только к сдвигу  $I_c(B)$  по магнитному полю [101, 103].

С другой стороны, наблюдаемое поведение характерно для Джозефсоновских спиновых вентилях [32, 103, 119, 120, 121]. В Джозефсоновском спиновом вентиле амплитуда критического тока определяется в основном относительной магнитной ориентацией слоев, в то время как в обычных переходах Джозефсона она модулируется магнитным потоком [10]. Намагниченность слоев в спиновом вентиле испытывает гистерезис, что и приводит к асимметрии  $I_c(B)$  и ее зеркальному перевороту при перемагничивании.

Обычный спиновый вентиль представляет собой многослойную структуру из двух ферромагнетиков различной толщины и нормальной прослойки меж-

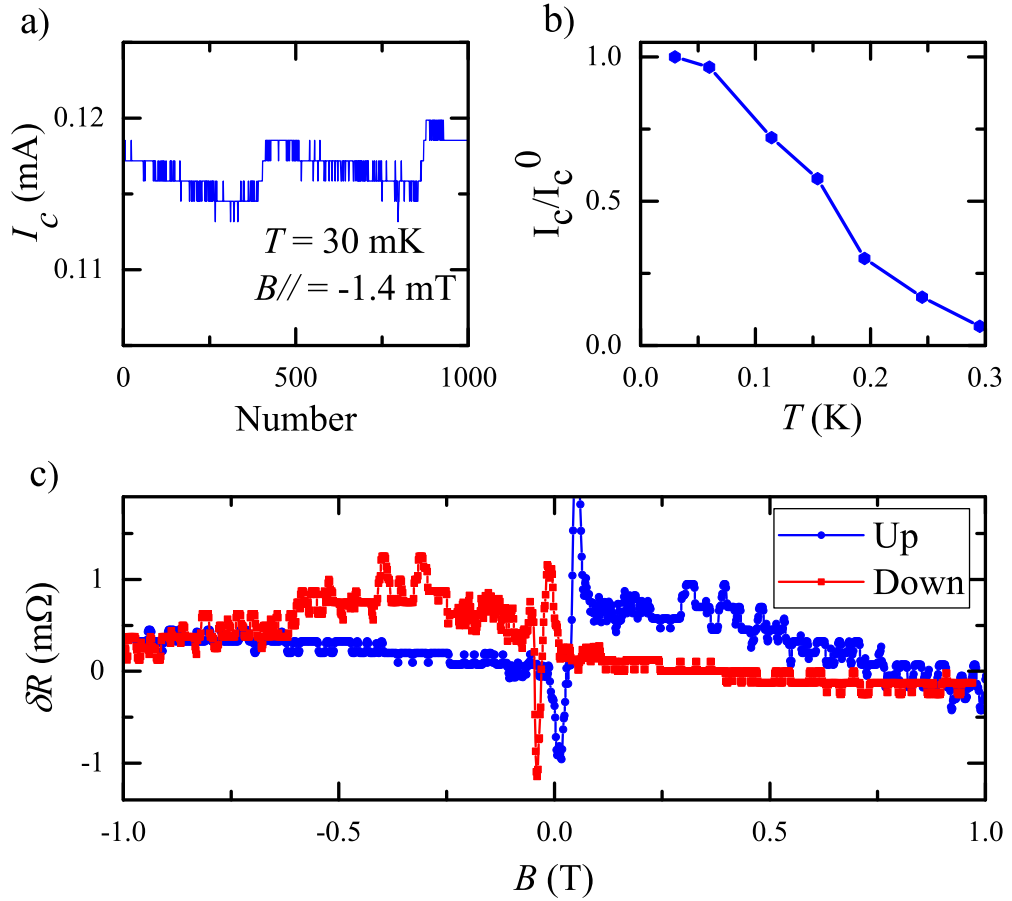


Рис. 35: (а) Стабильность критического тока  $I_c$  при последовательной записи 1000 кривых в фиксированном параллельном магнитном поле  $B = -1.4$  мТ. Отклонение не превосходит 0.005 мА, что является незначительным на фоне амплитуды флуктуаций 0.05 мА (Рисунок 34(с)). Таким образом, можно заключить, что эти флуктуации управляются полем, хотя они и аperiодичны. (b) Температурная зависимость критического тока  $I_c(T)$ . Она близко напоминает данные, полученные для длинных Джозефсоновских переходов ферромагнетика с большой спиновой поляризацией  $\text{CrO}_2$  [101], где предполагался большой вклад спин триплетной сверхпроводимости. (с) Магнетосопротивление нормального контакта  $\text{Au-Fe}_3\text{GeTe}_2$  демонстрирует типичный для спинового вентиля гистерезис [114, 115].

ду ними [114, 115]. Тогда сопротивление этой структуры зависит от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнетиков. За счет разной толщины ферромагнетиков, более тонкий слой легче поддается перемагничиванию во внешнем поле, и таким образом можно менять взаимную магнитную ориентацию слоев. Аналогичным образом могут вести себя и топологические полуметаллы и их гетероструктуры с ферромагнетиками [116, 117, 83, 118]. В этом случае, спин-поляризованное поверхностное состояние играет роль тонкого магнитного слоя, а намагниченный объем (или ферромагнитный контакт) выступает в роли толстого слоя спинового вентиля.

В случае  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ , присутствие спин-поляризованных топологических поверхностных состояний было визуализировано при помощи ARPES [16], в то же время был сделан вывод, что связь спина с импульсом электронов (spin-momentum locking) является причиной асимметричного магнетосопротивления в гетероструктурах  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ /графит/ $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  [113]. Таким образом, в  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  могут естественным образом проявляться свойства спинового вентиля. Это предположение подкрепляется магнетосопротивлением, полученным для референсного образца с нормальными Au контактами (Рисунок 35(с)). Одиночный контакт Au- $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  демонстрирует гистерезис, характерный для спинового вентиля. Гистерезисное поведение (с асимметрией и зеркальным отражением) можно заметить и по резистивной части цветных графиков на Рисунке 34, например, если сравнить сечения  $I = 0.2$  мА графиков (а) и (b), или сечения  $I = 0.02$  мА в (d) и (с).

Если спиновый вентиль находится между сверхпроводящими контактами, асимметричная зависимость  $I_c(B)$  должна зеркально отражаться после перемагничивания [32, 103, 119, 120, 121]. Эффективность конверсии синглетного тока в триплетный зависит от магнитной ориентации спинового вентиля, поэтому  $I_c(B)$  отражает эту ориентацию. Таким образом, зеркальное отражение  $I_c(B)$  напрямую следует из гистерезиса спинового вентиля.

Очень необычным является смена минимума  $I_c(B)$  на максимум при перемагничивании в перпендикулярном поле (Рисунок 34(d-f)). В общем, такое поведение требует нарушения определенных симметрий. Для  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  возможно нарушение симметрии пространственной инверсии на интерфейсе [123]. Это дополнительно подтверждается наблюдением большого количества топологических спиновых текстур, например, Блоховских [127, 128, 129] и Неелевских [123] скирмионов, или киральных спиновых текстур [130]. Отсутствие центра инверсии в системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием приводит к явлению spin-orbit torque [124, 125]. Этот эффект в свою очередь имеет четные и нечетные по намагниченности вклады, которые способны привести к нарушению зеркального отражения  $I_c(B)$  после перемагничивания на Рисунке 34(d-f). Необходимо отметить, что этот эффект нельзя приписать эффекту памяти, который наблюдался в Джозефсоновских спиновых вентилях [32], так как в нашем случае перемагничивание начинается всегда из одинакового поля  $\pm 100$  мТ. Подобное поведение не наблюдается в параллельном поле (Рисунок 34(a-c)), так как в этом случае намагниченность объема  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  ортогональна индуцированной током спиновой поляризации.

Следует также обратить внимание на потенциальную роль магнитных доменов. В принципе, наличие нескольких доменов между сверхпроводящими контактами в In- $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ -In переходе может дать аналогичную, характерную для Джозефсоновского спинового вентиля, картину. Асимметричные  $I_c(B)$  паттер-

ны наблюдались в SFS переходах с многодоменным магнитным барьером [131, 132]. В  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  при низких температурах возможно существование нескольких типов доменов [133]. Например, наблюдались пузырьковые домены с размерами несколько сотен нанометров, стохастически распределенные по образцу [134]. Наблюдаемые нами асимметричные кривые на Рисунках 33 и 34 показывают хорошую воспроизводимость, что не характерно для доменов, поэтому они вряд ли могут объяснить полученные результаты. С другой стороны, некопланарные спиновые текстуры, которые подразумеваются быть ответственными за планарный эффект Холла (Рисунок 34(d)) [111], могут выступать причиной аperiодических осцилляций  $I_c(B)$  в параллельном поле (Рисунок 34(a-c)).

## 6.5 Заключение

Мы исследовали латеральный электронный транспорт в 3 мкм Джозефсоновских переходах  $\text{In-Fe}_3\text{GeTe}_2\text{-In}$ . При низкой температуре 30 мК был обнаружен эффект Джозефсона, демонстрирующий необычную зависимость критического тока от внешнего магнитного поля различных ориентаций. В целом, паттерны  $I_c(B)$  асимметричны, но эта асимметрия зеркально отражается при перемагничивании образца. В дополнение, в перпендикулярном поле возникает смена минимума  $I_c(B)$  на максимум при перемагничивании. Такое поведение не ожидается для SFS перехода с однородно намагниченным барьером, но оно может возникнуть в Джозефсоновском спиновом вентиле. Наиболее вероятный сценарий для реализации Джозефсоновского спинового вентиля относится к различно ориентированным спиновым поляризациям ферромагнитного объема и топологического поверхностного состояния полуметалла с нодальной линией  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ . Мы также обсуждаем возможную роль спин-зависимого транспорта при наличии сложной доменной структуры.

## Заключение

- 1 На интерфейсе между нормальным металлом (Au) и Дираковским топологическим полуметаллом  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  было обнаружено Андреевское отражение. Такое поведение было продемонстрировано для Au- $\text{Cd}_3\text{As}_2$  контактов, изготовленных различными методами. Его можно интерпретировать как поверхностную сверхпроводимость вблизи интерфейса с нормальным металлом. Предполагается, что за возникновение сверхпроводимости ответственно формирование плоской зоны на поверхности топологического полуметалла  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ .
- 2 Для одиночного Андреевского контакта к Вейлевскому полуметаллу  $\text{Nb-Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  была обнаружена аномалия нулевого напряжения (ZBA), которая демонстрирует выраженную стабильность по отношению ко внешнему магнитному полю вплоть до критического поля Nb. В качестве возможной интерпретации было рассмотрено формирование Андреевских уровней на интерфейсе Nb- $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  при участии поверхностных состояний Вейлевского полуметалла.
- 3 Для 5 мкм In- $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ -In контактов было обнаружено, что в неоднородно намагниченном образце возникает только Андреевское отражение на интерфейсах In- $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ , однако после намагничивания образца до насыщения становится возможным протекание бездиссипативного Джозефсоновского тока, который демонстрирует необычные зависимости от температуры и внешнего магнитного поля. В качестве объяснения была обсуждена возможность возникновения наведенной спин-триплетной сверхпроводимости на поверхности и в объеме топологического магнитного Вейлевского полуметалла  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ .
- 4 Для латерального транспорта в 3 мкм Джозефсоновских переходах In- $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ -In, где  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  является ферромагнитным топологическим полуметаллом с нодальной линией, был обнаружен эффект Джозефсона, демонстрирующий необычную зависимость критического тока от внешнего магнитного поля различных ориентаций. В целом, паттерны  $I_c(B)$  асимметричны, но эта асимметрия зеркально отражается при перемагничивании образца. В дополнение, в перпендикулярном поле возникает смена минимума  $I_c(B)$  на максимум при перемагничивании. Такое поведение характерно для Джозефсоновских спиновых вентилях. Наиболее вероятный сценарий для реализации Джозефсоновского спинового вентиля относится к различно ориентированным спиновым поляризациям ферромагнитного объема и топологического поверхностного состояния полуметалла с нодальной линией  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ .

## Публикации автора по теме диссертации

- A1. Surface superconductivity in a three-dimensional  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  semimetal at the interface with a gold contact / O. O. Shvetsov, V. D. Esin, A. V. Timonina [et al.] // Phys. Rev. B. — 2019. — Mar. — Vol. 99. — P. 125305. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.125305>.
- A2. Magnetically stable zero-bias anomaly in Andreev contact to the magnetic Weyl semimetal  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  / O. O. Shvetsov, Yu. S. Barash, S. V. Egorov [et al.] // EPL. — 2020. — Dec. — Vol. 132. — P. 67002. — Access mode: <https://doi.org/10.1209/0295-5075/132/67002>.
- A3. Lateral Josephson effect on the surface of the magnetic Weyl semimetal  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  / O. O. Shvetsov, V. D. Esin, Yu. S. Barash [et al.] // Phys. Rev. B. — 2020. — Jan. — Vol. 101. — P. 035304. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.101.035304>.
- A4. Josephson spin-valve realization in the magnetic nodal-line topological semimetal  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / O. O. Shvetsov, Yu. S. Barash, A. V. Timonina [et al.] // <https://arxiv.org/abs/2108.13761>. — 2021. — Access mode: <https://arxiv.org/abs/2108.13761>.

## Список литературы

1. Volkov, B. A. Two-dimensional massless electrons in an inverted contact / B. A. Volkov, O. A. Pankratov // JETP Letters. — 1985. — Vol. 42.
2. Brüne, C. Chapter 5 - Quantum Spin Hall State in HgTe / C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp // Topological Insulators / Ed. by Marcel Franz, Laurens Molenkamp. — [S. l.] : Elsevier, 2013. — Vol. 6 of Contemporary Concepts of Condensed Matter Science. — P. 125–142. — Access mode: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780444633149000056>.
3. Armitage, N. P. Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids / N. P. Armitage, E. J. Mele, Ashvin Vishwanath // Rev. Mod. Phys. — 2018. — Jan. — Vol. 90. — P. 015001. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.90.015001>.
4. Hasan, M. Z. Colloquium: Topological insulators / M. Z. Hasan, C. L. Kane // Rev. Mod. Phys. — 2010. — Nov. — Vol. 82. — P. 3045–3067. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.82.3045>.
5. Optical evidence of the type-II Weyl semimetals MoTe<sub>2</sub> and WTe<sub>2</sub> / S. Kimura, Y. Nakajima, Z. Mita [et al.] // Phys. Rev. B. — 2019. — May. — Vol. 99. — P. 195203. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.195203>.
6. High Mobility 3D Dirac Semimetal (Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub>) for Ultrafast Photoactive Terahertz Photonics / Z. Dai, M. Manjappa, Y. Yang [et al.] // Advanced Functional Materials. — 2021. — Vol. 31, no. 17. — P. 2011011. — <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/adfm.202011011>.
7. Okugawa, R. Dispersion of Fermi arcs in Weyl semimetals and their evolutions to Dirac cones / R. Okugawa, S. Murakami // Phys. Rev. B. — 2014. — Jun. — Vol. 89. — P. 235315. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.89.235315>.
8. Andreev, A. F. The Thermal Conductivity of the Intermediate State in Superconductors / A. F. Andreev // Sov. Phys. JETP. — 1964. — Vol. 19. — P. 1228–1232.
9. Signature of Fermi arc surface states in Andreev reflection at the WTe<sub>2</sub> Weyl semimetal surface / A. Kononov, O. O. Shvetsov, S. V. Egorov [et al.] // EPL (Europhysics Letters). — 2018. — jun. — Vol. 122, no. 2. — P. 27004. — Access mode: <https://doi.org/10.1209/0295-5075/122/27004>.

10. Tinkham, M. Introduction to superconductivity / Michael Tinkham. — 2 edition. — [S. l.] : Dover Publications, 1996.
11. Local and Nonlocal Fraunhofer-like Pattern from an Edge-Stepped Topological Surface Josephson Current Distribution / J. H. Lee, G.-H. Lee, J. Park [et al.] // Nano Lett. — 2014. — Sep. — Vol. 14, no. 9. — P. 5029–5034. — Access mode: <https://doi.org/10.1021/nl501481b>.
12. Proximity-induced surface superconductivity in Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  / C. Huang, B. T. Zhou, H. Zhang [et al.] // Nature Communications. — 2019. — Vol. 10, no. 1. — P. 2217. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/s41467-019-10233-w>.
13. Lateral Josephson effect on the surface of the magnetic Weyl semimetal  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  / O. O. Shvetsov, V. D. Esin, Yu. S. Barash [et al.] // Phys. Rev. B. — 2020. — Jan. — Vol. 101. — P. 035304. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.101.035304>.
14. Reducing Electronic Transport Dimension to Topological Hinge States by Increasing Geometry Size of Dirac Semimetal Josephson Junctions / C.-Z. Li, A.-Q. Wang, C. Li [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2020. — Apr. — Vol. 124. — P. 156601. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.124.156601>.
15. Lobos, A. M. Tunneling transport in NSN Majorana junctions across the topological quantum phase transition / A. M. Lobos, S. Das Sarma // New Journal of Physics. — 2015. — jun. — Vol. 17, no. 6. — P. 065010. — Access mode: <https://doi.org/10.1088/1367-2630/17/6/065010>.
16. Large anomalous Hall current induced by topological nodal lines in a ferromagnetic van der Waals semimetal / K. Kim, J. Seo, E. Lee [et al.] // Nature Materials. — 2018. — Vol. 17, no. 9. — P. 794–799. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/s41563-018-0132-3>.
17. Large intrinsic anomalous Hall effect in half-metallic ferromagnet  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{Se}_2$  with magnetic Weyl fermions / Q. Wang, Y. Xu, R. Lou [et al.] // Nature Communications. — 2018. — Vol. 9, no. 1. — P. 3681. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/s41467-018-06088-2>.
18. Dutta, P. Finite bulk Josephson currents and chirality blockade removal from interorbital pairing in magnetic Weyl semimetals / P. Dutta, F. Parhizgar, A. M. Black-Schaffer // Phys. Rev. B. — 2020. — Feb. — Vol. 101. — P. 064514. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.101.064514>.



19. Courant, R. What Is Mathematics? An Elementary Approach to Ideas and Methods / R. Courant, H. Robbins. — 2 edition. — [S. l.] : Oxford University Press, 1996. — Jul. — ISBN: 0195105192.
20. Xu, S. Discoveries of New Topological States of Matter Beyond Topological Insulators : Ph.D. thesis / S. Xu ; Princeton University. — [S. l. : s. n.], 2014.
21. 3D Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ : A review of material properties / I. Crassee, R. Sankar, W.-L. Lee [et al.] // Phys. Rev. Materials. — 2018. — Dec. — Vol. 2. — P. 120302. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevMaterials.2.120302>.
22. Magnetic Weyl semimetal phase in a Kagome crystal / D. F. Liu, A. J. Liang, E. K. Liu [et al.] // Science. — 2019. — Vol. 365, no. 6459. — P. 1282–1285.
23. Topological nodal line semimetals / C. Fang, H. Weng, X. Dai, Z. Fang // Chinese Physics B. — 2016. — nov. — Vol. 25, no. 11. — P. 117106. — Access mode: <https://doi.org/10.1088/1674-1056/25/11/117106>.
24. Ando, Y. Topological Insulator Materials / Y. Ando // Journal of the Physical Society of Japan. — 2013. — Vol. 82, no. 10. — P. 102001. — <https://doi.org/10.7566/JPSJ.82.102001>.
25. Observation of Fermi arc surface states in a topological metal / S.-Y. Xu, C Liu, S. K. Kushwaha [et al.] // Science. — 2015. — Vol. 347, no. 6219. — P. 294–298.
26. Rui, W. B. Topological transport in Dirac nodal-line semimetals / W. B. Rui, Y. X. Zhao, A. P. Schnyder // Phys. Rev. B. — 2018. — Apr. — Vol. 97. — P. 161113. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.161113>.
27. Blonder, G. E. Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion / G. E. Blonder, M. Tinkham, T. M. Klapwijk // Phys. Rev. B. — 1982. — Apr. — Vol. 25. — P. 4515–4532. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.25.4515>.
28. Lukic, V. Conductance of superconductor-normal metal contact junction beyond quasiclassical approximation : Ph.D. thesis / V. Lukic ; University of Illinois at Urbana-Champaign. — [S. l. : s. n.], 2005. — Jan.
29. Nazarov, Y. V. Quantum Transport: Introduction to Nanoscience / Y. V. Nazarov, Y. M. Blanter. — [S. l.] : Cambridge University Press, 2009.

30. Schmidt, V. V. The Physics of Superconductors / V. V. Schmidt. — [S. 1.] : Springer, 1997. — Access mode: <https://doi.org/10.1007/978-3-662-03501-6>.
31. Bergeret, F. S. Singlet-Triplet Conversion and the Long-Range Proximity Effect in Superconductor-Ferromagnet Structures with Generic Spin Dependent Fields / F. S. Bergeret, I. V. Tokatly // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Mar. — Vol. 110. — P. 117003. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.117003>.
32. Observation of the dominant spin-triplet supercurrent in Josephson spin valves with strong Ni ferromagnets / O. M. Kapran, A. Iovan, T. Golod, V. M. Krasnov // Phys. Rev. Research. — 2020. — Feb. — Vol. 2. — P. 013167. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevResearch.2.013167>.
33. Tanaka, Y. Theory of the Proximity Effect in Junctions with Unconventional Superconductors / Y. Tanaka, A. A. Golubov // Phys. Rev. Lett. — 2007. — Jan. — Vol. 98. — P. 037003. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.037003>.
34. Three-dimensional Dirac semimetal and quantum transport in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  / Z. Wang, H. Weng, Q. Wu [et al.] // Phys. Rev. B. — 2013. — Sep. — Vol. 88. — P. 125427. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.88.125427>.
35. Dirac semimetal and topological phase transitions in  $A_3\text{Bi}$  ( $A = \text{Na}, \text{K}, \text{Rb}$ ) / Z. Wang, Y. Sun, X.-Q. Chen [et al.] // Phys. Rev. B. — 2012. — May. — Vol. 85. — P. 195320. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.85.195320>.
36. A stable three-dimensional topological Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  / Z. K. Liu, J. Jiang, B. Zhou [et al.] // Nature Materials. — 2014. — Vol. 13, no. 7. — P. 677–681. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/nmat3990>.
37. Experimental Realization of a Three-Dimensional Dirac Semimetal / S. Borisenko, Q. Gibson, D. Evtushinsky [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Jul. — Vol. 113. — P. 027603. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.027603>.
38. Landau quantization and quasiparticle interference in the three-dimensional Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  / S. Jeon, B. B. Zhou, A. Gyenis [et al.] // Nature Materials. — 2014. — Vol. 13, no. 9. — P. 851–856. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/nmat4023>.

39. Giant anisotropic magnetoresistance and planar Hall effect in the Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  / H. Li, H.-W. Wang, H. He [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2018. — May. — Vol. 97. — P. 201110. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.201110>.
40. Probing the chiral anomaly by planar Hall effect in Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  nanoplates / M. Wu, G. Zheng, W. Chu [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2018. — Oct. — Vol. 98. — P. 161110. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.98.161110>.
41. Ultrahigh mobility and giant magnetoresistance in the Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  / T. Liang, Q. Gibson, M. N. Ali [et al.] // *Nature Materials.* — 2015. — Vol. 14, no. 3. — P. 280–284. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/nmat4143>.
42. Turner, W. J. Physical Properties of Several II-V Semiconductors / W. J. Turner, A. S. Fischler, W. E. Reese // *Phys. Rev.* — 1961. — Feb. — Vol. 121. — P. 759–767. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.121.759>.
43. Recognition of Fermi-arc states through the magnetoresistance quantum oscillations in Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  nanoplates / G. Zheng, M. Wu, H. Zhang [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Sep. — Vol. 96. — P. 121407. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.96.121407>.
44. Burkov, A. A. Weyl Semimetal in a Topological Insulator Multilayer / A. A. Burkov, Leon Balents // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Sep. — Vol. 107. — P. 127205. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.127205>.
45. Topological semimetal and Fermi-arc surface states in the electronic structure of pyrochlore iridates / X. Wan, A. M. Turner, A. Vishwanath, S. Y. Savrasov // *Phys. Rev. B.* — 2011. — May. — Vol. 83. — P. 205101. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.83.205101>.
46. Qi, X.-L. Topological insulators and superconductors / X.-L. Qi, S.-C. Zhang // *Rev. Mod. Phys.* — 2011. — Oct. — Vol. 83. — P. 1057–1110. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.83.1057>.
47. Fu, L. Superconducting Proximity Effect and Majorana Fermions at the Surface of a Topological Insulator / L. Fu, C. L. Kane // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Mar. — Vol. 100. — P. 096407. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.096407>.

48. Pressure-induced superconductivity in the three-dimensional topological Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  / L. He, Y. Jia, S. Zhang [et al.] // *npj Quantum Materials*. — 2016. — Vol. 1, no. 1. — P. 16014. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/npjquantmats.2016.14>.
49. Unconventional superconductivity at mesoscopic point contacts on the 3D Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  / L. Aggarwal, A. Gaurav, G. S. Thakur [et al.] // *Nature Materials*. — 2016. — Vol. 15, no. 1. — P. 32–37. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/nmat4455>.
50. Observation of superconductivity induced by a point contact on 3D Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  crystals / H. Wang, H. Wang, H. Liu [et al.] // *Nature Materials*. — 2016. — Vol. 15, no. 1. — P. 38–42. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/nmat4456>.
51. Observation of subkelvin superconductivity in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  thin films / A. V. Suslov, A. B. Davydov, L. N. Oveshnikov [et al.] // *Phys. Rev. B*. — 2019. — Mar. — Vol. 99. — P. 094512. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.094512>.
52. Barash, Y. S. Dispersionless modes and the superconductivity of ultra-thin films / Yu. S. Barash, P. I. Nagornykh // *JETP Letters*. — 2006. — Vol. 83, no. 9. — P. 376–382. — Access mode: <https://doi.org/10.1134/S0021364006090037>.
53. Kopnin, N. B. High-temperature surface superconductivity in topological flat-band systems / N. B. Kopnin, T. T. Heikkilä, G. E. Volovik // *Phys. Rev. B*. — 2011. — Jun. — Vol. 83. — P. 220503. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.83.220503>.
54. Heikkilä, T. T. Flat Bands as a Route to High-Temperature Superconductivity in Graphite / T. T. Heikkilä, G. E. Volovik // *Basic Physics of Functionalized Graphite* / Ed. by Pablo D. Esquinazi. — Cham : Springer International Publishing, 2016. — P. 123–143. — Access mode: [https://doi.org/10.1007/978-3-319-39355-1\\_6](https://doi.org/10.1007/978-3-319-39355-1_6).
55. Band geometry, Berry curvature, and superfluid weight / L. Liang, T. I. Vanhala, S. Peotta [et al.] // *Phys. Rev. B*. — 2017. — Jan. — Vol. 95. — P. 024515. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.95.024515>.
56. Unconventional superconductivity in magic-angle graphene superlattices / Y. Cao, V. Fatemi, S. Fang [et al.] // *Nature*. — 2018. — Vol. 556, no. 7699. — P. 43–50. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/nature26160>.

57. Tuning superconductivity in twisted bilayer graphene / Y. Matthew, C. Shaowen, P. Hryhoriy [et al.] // *Science*. — 2019. — Mar. — Vol. 363, no. 6431. — P. 1059–1064. — Access mode: <https://doi.org/10.1126/science.aav1910>.
58. Fermi Condensation Near van Hove Singularities Within the Hubbard Model on the Triangular Lattice / D. Yudin, D. Hirschmeier, H. Hafermann [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Feb. — Vol. 112. — P. 070403. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.070403>.
59. Heikkilä, T. T. Dimensional crossover in topological matter: Evolution of the multiple Dirac point in the layered system to the flat band on the surface / T. T. Heikkilä, G. E. Volovik // *JETP Letters*. — 2011. — Vol. 93, no. 2. — P. 59–65. — Access mode: <https://doi.org/10.1134/S002136401102007X>.
60. Heikkilä, T. T. Flat bands in topological media / T. T. Heikkilä, N. B. Kopnin, G. E. Volovik // *JETP Letters*. — 2011. — Vol. 94, no. 3. — P. 233. — Access mode: <https://doi.org/10.1134/S0021364011150045>.
61. Mikitik, G. P. Dirac points of electron energy spectrum, band-contact lines, and electron topological transitions of  $3\frac{1}{2}$  kind in three-dimensional metals / G. P. Mikitik, Yu. V. Sharlai // *Phys. Rev. B*. — 2014. — Oct. — Vol. 90. — P. 155122. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.90.155122>.
62. All-Silicon Topological Semimetals with Closed Nodal Line / Z. Liu, H. Xin, L. Fu [et al.] // *J. Phys. Chem. Lett.* — 2019. — Jan. — Vol. 10, no. 2. — P. 244–250. — Access mode: <https://doi.org/10.1021/acs.jpcllett.8b03345>.
63. Tang, E. Strain-induced partially flat band, helical snake states and interface superconductivity in topological crystalline insulators / E. Tang, L. Fu // *Nature Physics*. — 2014. — Vol. 10, no. 12. — P. 964–969. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/nphys3109>.
64. Kolesnikov, N. Some properties of melts of A<sub>2</sub>B<sub>6</sub> compounds / N.N. Kolesnikov, M.P. Kulakov, Yu.N. Ivanov // *Journal of Crystal Growth*. — 1992. — Vol. 125, no. 3. — P. 576–582. — Access mode: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/002202489290299X>.
65. Saito, Y. Highly crystalline 2D superconductors / Yu Saito, Tsutomu Nojima, Yoshihiro Iwasa // *Nature Reviews Materials*. — 2016. — Vol. 2, no. 1. — P. 16094. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/natrevmats.2016.94>.

66. Observation of a three-dimensional topological Dirac semimetal phase in high-mobility  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  / M. Neupane, S.-Y. Xu, R. Sankar [et al.] // Nature Communications. — 2014. — Vol. 5, no. 1. — P. 3786. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/ncomms4786>.
67. Reinvestigating the surface and bulk electronic properties of  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  / S. Roth, H. Lee, A. Sterzi [et al.] // Phys. Rev. B. — 2018. — Apr. — Vol. 97. — P. 165439. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.165439>.
68. Energy scale of Dirac electrons in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  / M. Haki, S. Tchoumakov, I. Crassee [et al.] // Phys. Rev. B. — 2018. — Mar. — Vol. 97. — P. 115206. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.115206>.
69. Magneto-Optical Signature of Massless Kane Electrons in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  / A. Akrap, M. Haki, S. Tchoumakov [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Sep. — Vol. 117. — P. 136401. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.136401>.
70. The chiral anomaly and thermopower of Weyl fermions in the half-Heusler  $\text{GdPtBi}$  / M. Hirschberger, S. Kushwaha, Z. Wang [et al.] // Nature Materials. — 2016. — Vol. 15, no. 11. — P. 1161–1165. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/nmat4684>.
71. Chern Semimetal and the Quantized Anomalous Hall Effect in  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  / Gang Xu, Hongming Weng, Zhijun Wang [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2011. — Oct. — Vol. 107. — P. 186806. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.186806>.
72. Burkov, A. A. Anomalous Hall Effect in Weyl Metals / A. A. Burkov // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Oct. — Vol. 113. — P. 187202. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.187202>.
73. Tanaka, Y. Symmetry and Topology in Superconductors –Odd-Frequency Pairing and Edge States– / Y. Tanaka, M. Sato, N. Nagaosa // Journal of the Physical Society of Japan. — 2012. — Vol. 81, no. 1. — P. 011013. — <https://doi.org/10.1143/JPSJ.81.011013>.
74. Leijnse, M. Introduction to topological superconductivity and Majorana fermions / M. Leijnse, K. Flensberg // Semiconductor Science and Technology. — 2012. — nov. — Vol. 27, no. 12. — P. 124003. — Access mode: <https://doi.org/10.1088/0268-1242/27/12/124003>.
75. Alicea, J. New directions in the pursuit of Majorana fermions in solid state systems / J. Alicea // Reports on Progress in Physics. — 2012. — jun. —

- Vol. 75, no. 7. — P. 076501. — Access mode: <https://doi.org/10.1088/0034-4885/75/7/076501>.
76. Linder, J. Odd-frequency superconductivity / J. Linder, A. V. Balatsky // *Rev. Mod. Phys.* — 2019. — Dec. — Vol. 91. — P. 045005. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.91.045005>.
  77. Meng, T. Weyl superconductors / T. Meng, L. Balents // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Aug. — Vol. 86. — P. 054504. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.054504>.
  78. Crossed Surface Flat Bands of Weyl Semimetal Superconductors / B. Lu, K. Yada, M. Sato, Y. Tanaka // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Mar. — Vol. 114. — P. 096804. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.096804>.
  79. Alidoust, M. Superconductivity in type-II Weyl semimetals / M. Alidoust, K. Halterman, A. A. Zyuzin // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Apr. — Vol. 95. — P. 155124. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.95.155124>.
  80. Chirality blockade of Andreev reflection in a magnetic Weyl semimetal / N. Bovenzi, M. Breitkreiz, P. Baireuther [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Jul. — Vol. 96. — P. 035437. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.96.035437>.
  81. Giant anomalous Hall effect in a ferromagnetic kagome-lattice semimetal / E. Liu, Y. Sun, N. Kumar [et al.] // *Nature Physics.* — 2018. — Vol. 14, no. 11. — P. 1125–1131. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/s41567-018-0234-5>.
  82. Fermi-arc diversity on surface terminations of the magnetic Weyl semimetal  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{Se}_2$  / M. Noam, B. Rajib, N. Pranab Kumar [et al.] // *Science.* — 2019. — Sep. — Vol. 365, no. 6459. — P. 1286–1291. — Access mode: <https://doi.org/10.1126/science.aav2334>.
  83. Multiple magnon modes in the  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{Se}_2$  Weyl semimetal candidate / Shvetsov, O. O., Esin, V. D., Timonina, A. V. [et al.] // *EPL.* — 2019. — Vol. 127, no. 5. — P. 57002. — Access mode: <https://doi.org/10.1209/0295-5075/127/57002>.
  84. Zero bias anomaly in Andreev reflection spectroscopy / J. A. Gifford, G. J. Zhao, B. C. Li [et al.] // *Journal of Applied Physics.* — 2016. — Oct. — Vol. 120, no. 16. — P. 163901. — Access mode: <https://doi.org/10.1063/1.4965983>.

85. Sheet, G. Role of critical current on the point-contact Andreev reflection spectra between a normal metal and a superconductor / G. Sheet, S. Mukhopadhyay, P. Raychaudhuri // Phys. Rev. B. — 2004. — Apr. — Vol. 69. — P. 134507. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.69.134507>.
86. Low-Temperature Fate of the 0.7 Structure in a Point Contact: A Kondo-like Correlated State in an Open System / S. M. Cronenwett, H. J. Lynch, D. Goldhaber-Gordon [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — May. — Vol. 88. — P. 226805. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.226805>.
87. Clerk, A. A. Andreev scattering and the Kondo effect / A. A. Clerk, V. Ambegaokar, S. Hershfield // Phys. Rev. B. — 2000. — Feb. — Vol. 61. — P. 3555–3562. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.61.3555>.
88. Roy, D. Topologically trivial zero-bias conductance peak in semiconductor Majorana wires from boundary effects / D. Roy, N. Bondyopadhyaya, S. Tewari // Phys. Rev. B. — 2013. — Jul. — Vol. 88. — P. 020502. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.88.020502>.
89. Prada, E. Transport spectroscopy of  $NS$  nanowire junctions with Majorana fermions / E. Prada, P. San-Jose, R. Aguado // Phys. Rev. B. — 2012. — Nov. — Vol. 86. — P. 180503. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.180503>.
90. Kells, G. Near-zero-energy end states in topologically trivial spin-orbit coupled superconducting nanowires with a smooth confinement / G. Kells, D. Meidan, P. W. Brouwer // Phys. Rev. B. — 2012. — Sep. — Vol. 86. — P. 100503. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.100503>.
91. Mutation of Andreev into Majorana bound states in long superconductor-normal and superconductor-normal-superconductor junctions / D. Chevallier, D. Sticlet, P. Simon, C. Bena // Phys. Rev. B. — 2012. — Jun. — Vol. 85. — P. 235307. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.85.235307>.
92. Andreev bound states versus Majorana bound states in quantum dot-nanowire-superconductor hybrid structures: Trivial versus topological zero-bias conductance peaks / C.-X. Liu, J. D. Sau, T. D. Stanescu, S. Das Sarma // Phys. Rev. B. — 2017. — Aug. — Vol. 96. — P. 075161. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.96.075161>.



93. Evidence for one-dimensional chiral edge states in a magnetic Weyl semimetal  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{Se}_2$  / S. Howard, L. Jiao, Z. Wang [et al.] // Nature Communications. — 2021. — Vol. 12, no. 1. — P. 4269. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/s41467-021-24561-3>.
94. Topological surface Fermi arcs in the magnetic Weyl semimetal  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  / Qiunan Xu, Enke Liu, Wujun Shi [et al.] // Phys. Rev. B. — 2018. — Jun. — Vol. 97. — P. 235416. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.235416>.
95. Scharnhorst, P. Critical Currents in Superconducting Tin and Indium / P. Scharnhorst // Phys. Rev. B. — 1970. — Jun. — Vol. 1. — P. 4295–4304. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.1.4295>.
96. Josephson critical current in a long mesoscopic S-N-S junction / P. Dubos, H. Courtois, B. Pannetier [et al.] // Phys. Rev. B. — 2001. — Jan. — Vol. 63. — P. 064502. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.63.064502>.
97. Density of states and supercurrent in diffusive SNS junctions: Roles of non-ideal interfaces and spin-flip scattering / J. C. Hammer, J. C. Cuevas, F. S. Bergeret, W. Belzig // Phys. Rev. B. — 2007. — Aug. — Vol. 76. — P. 064514. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.76.064514>.
98. Signatures for half-metallicity and nontrivial surface states in the kagome lattice Weyl semimetal  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  / L. Jiao, Q. Xu, Y. Cheon [et al.] // Phys. Rev. B. — 2019. — Jun. — Vol. 99. — P. 245158. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.245158>.
99. Bergeret, F. S. Long-Range Proximity Effects in Superconductor-Ferromagnet Structures / F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Apr. — Vol. 86. — P. 4096–4099. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.4096>.
100. Bergeret, F. S. Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures / F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov // Rev. Mod. Phys. — 2005. — Nov. — Vol. 77. — P. 1321–1373. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.77.1321>.
101. A spin triplet supercurrent through the half-metallic ferromagnet  $\text{CrO}_2$  / R. S. Keizer, S. T. B. Goennenwein, T. M. Klapwijk [et al.] // Nature. — 2006. — Vol. 439, no. 7078. — P. 825–827. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/nature04499>.

102. Bergeret, F. S. Spin-orbit coupling as a source of long-range triplet proximity effect in superconductor-ferromagnet hybrid structures / F. S. Bergeret, I. V. Tokatly // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Apr. — Vol. 89. — P. 134517. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.89.134517>.
103. Banerjee, N. Reversible control of spin-polarized supercurrents in ferromagnetic Josephson junctions / N. Banerjee, J. W. A. Robinson, M. G. Blamire // *Nature Communications.* — 2014. — Vol. 5, no. 1. — P. 4771. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/ncomms5771>.
104. Gate-tunable room-temperature ferromagnetism in two-dimensional  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / Y. Deng, Y. Yu, Y. Song [et al.] // *Nature.* — 2018. — Vol. 563, no. 7729. — P. 94–99. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0626-9>.
105. Temperature and thickness dependent magnetization reversal in 2D layered ferromagnetic material  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / J. Guo, Q. Xia, X. Wang [et al.] // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* — 2021. — Vol. 527. — P. 167719. — Access mode: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S030488532032686X>.
106. Hard magnetic properties in nanoflake van der Waals  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / C. Tan, J. Lee, S.-G. Jung [et al.] // *Nature Communications.* — 2018. — Vol. 9, no. 1. — P. 1554. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/s41467-018-04018-w>.
107. Zhuang, H. L. Strong anisotropy and magnetostriction in the two-dimensional Stoner ferromagnet  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / H. L. Zhuang, P. R. C. Kent, R. G. Hennig // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Apr. — Vol. 93. — P. 134407. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.93.134407>.
108. Rapid Kerr imaging characterization of the magnetic properties of two-dimensional ferromagnetic  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / L. Cai, C. Yu, L. Liu [et al.] // *Applied Physics Letters.* — 2020. — Vol. 117, no. 19. — P. 192401. — <https://doi.org/10.1063/5.0030607>.
109. Anisotropic anomalous Hall effect in triangular itinerant ferromagnet  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / Y. Wang, C. Xian, J. Wang [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Oct. — Vol. 96. — P. 134428. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.96.134428>.
110. Xu, J. Large Anomalous Nernst Effect in a van der Waals Ferromagnet  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / J. Xu, W. A. Phelan, C.-L. Chien // *Nano Lett.* — 2019. — Nov. — Vol. 19, no. 11. — P. 8250–8254. — Access mode: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.9b03739>.

111. Angular dependence of the topological Hall effect in the uniaxial van der Waals ferromagnet  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / Y. You, Y. Gong, H. Li [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2019. — Oct. — Vol. 100. — P. 134441. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.100.134441>.
112. Emergence of Kondo lattice behavior in a van der Waals itinerant ferromagnet,  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / Z. Yun, L. Haiyan, Z. Xiegang [et al.] // *Science Advances.* — 2021. — Oct. — Vol. 4, no. 1. — P. eaao6791. — Access mode: <https://doi.org/10.1126/sciadv.aao6791>.
113. Antisymmetric magnetoresistance in van der Waals  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$ /graphite/ $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  trilayer heterostructures / A. Sultan, T. Cheng, C. Zhong-Jia [et al.] // *Science Advances.* — 2021. — Oct. — Vol. 5, no. 7. — P. eaaw0409. — Access mode: <https://doi.org/10.1126/sciadv.aaw0409>.
114. Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current / M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — May. — Vol. 80. — P. 4281–4284. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.80.4281>.
115. Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices / B. Myers E., C. Ralph D., A. Katine J. [et al.] // *Science.* — 1999. — Aug. — Vol. 285, no. 5429. — P. 867–870. — Access mode: <https://doi.org/10.1126/science.285.5429.867>.
116. Spin-dependent transport through a Weyl semimetal surface / V. D. Esin, D. N. Borisenko, A. V. Timonina [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2020. — Apr. — Vol. 101. — P. 155309. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.101.155309>.
117. Spin Wave Effects in Transport between a Ferromagnet and a Weyl Semimetal Surface / A. Kononov, O. O. Shvetsov, A. V. Timonina [et al.] // *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters.* — 2019. — Feb. — Vol. 109, no. 3. — P. 180–184. — 1805.01838.
118. Electrical injection and detection of spin-polarized currents in topological insulator  $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$  / J. Tian, I. Miotkowski, S. Hong, Y. P. Chen // *Scientific Reports.* — 2015. — Vol. 5, no. 1. — P. 14293. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/srep14293>.
119. Spin-valve Josephson junctions for cryogenic memory / B. M. Niedzielski, T. J. Bertus, J. A. Glick [et al.] // *Phys. Rev. B.* — 2018. — Jan. — Vol. 97. — P. 024517. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.024517>.

120. Spin-valve Josephson junctions with perpendicular magnetic anisotropy for cryogenic memory / N. Satchell, P. M. Shepley, M. Algarni [et al.] // Applied Physics Letters. — 2020. — Vol. 116, no. 2. — P. 022601. — <https://doi.org/10.1063/1.5140095>.
121. Controllable  $0-\pi$  Josephson junctions containing a ferromagnetic spin valve / E. C. Gingrich, Bethany M. Niedzielski, Joseph A. Glick [et al.] // Nature Physics. — 2016. — Vol. 12, no. 6. — P. 564–567. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/nphys3681>.
122. Karminskaya, T. Y. Critical current in S-FNF-S Josephson structures with the noncollinear magnetization vectors of ferromagnetic films / T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov // JETP Letters. — 2008. — Vol. 87, no. 10. — P. 570–576. — Access mode: <https://doi.org/10.1134/S0021364008100123>.
123. Néel-type skyrmions and their current-induced motion in van der Waals ferromagnet-based heterostructures / T.-E. Park, L. Peng, J. Liang [et al.] // Phys. Rev. B. — 2021. — Mar. — Vol. 103. — P. 104410. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.103.104410>.
124. Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures / K. Garello, I. M. Miron, C. O. Avci [et al.] // Nature Nanotechnology. — 2013. — Vol. 8, no. 8. — P. 587–593. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/nnano.2013.145>.
125. Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems / A. Manchon, J. Železný, I. M. Miron [et al.] // Rev. Mod. Phys. — 2019. — Sep. — Vol. 91. — P. 035004. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.91.035004>.
126. Asymmetric Josephson effect in inversion symmetry breaking topological materials / C.-Z. Chen, J. J. He, M. N. Ali [et al.] // Phys. Rev. B. — 2018. — Aug. — Vol. 98. — P. 075430. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.98.075430>.
127. Observation of Magnetic Skyrmion Bubbles in a van der Waals Ferromagnet  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / B. Ding, Z. Li, G. Xu [et al.] // Nano Lett. — 2020. — Feb. — Vol. 20, no. 2. — P. 868–873. — Access mode: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.9b03453>.
128. Néel-type skyrmion in  $\text{WTe}_2/\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  van der Waals heterostructure / Y. Wu, S. Zhang, J. Zhang [et al.] // Nature Communications. — 2020. — Vol. 11, no. 1. — P. 3860. — Access mode: <https://doi.org/10.1038/s41467-020-17566-x>.

129. Creation of skyrmions in van der Waals ferromagnet  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  on (Co/Pd) $_n$  superlattice / M. Yang, Q. Li, R. V. Chopdekar [et al.] // Science Advances. — 2021. — Oct. — Vol. 6, no. 36. — P. eabb5157. — Access mode: <https://doi.org/10.1126/sciadv.abb5157>.
130. Chiral Spin Spirals at the Surface of the van der Waals Ferromagnet  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / M. J. Meijer, J. Lucassen, R. A. Duine [et al.] // Nano Lett. — 2020. — Dec. — Vol. 20, no. 12. — P. 8563–8568. — Access mode: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.0c03111>.
131. Khaire, T. S. Critical current behavior in Josephson junctions with the weak ferromagnet PdNi / T. S. Khaire, W. P. Pratt, N. O. Birge // Phys. Rev. B. — 2009. — Mar. — Vol. 79. — P. 094523. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.094523>.
132. Magnetic switches based on Nb-PdFe-Nb Josephson junctions with a magnetically soft ferromagnetic interlayer / V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov, D. S. Sobanin [et al.] // JETP Letters. — 2012. — Vol. 95, no. 7. — P. 366–371. — Access mode: <https://doi.org/10.1134/S0021364012070028>.
133. Magnetic microstructure and magnetic properties of uniaxial itinerant ferromagnet  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / N. León-Brito, E. D. Bauer, F. Ronning [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2016. — Vol. 120, no. 8. — P. 083903. — <https://doi.org/10.1063/1.4961592>.
134. Visualization and manipulation of magnetic domains in the quasi-two-dimensional material  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / G. D. Nguyen, J. Lee, T. Berlijn [et al.] // Phys. Rev. B. — 2018. — Jan. — Vol. 97. — P. 014425. — Access mode: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.014425>.