

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА ИМЕНИ АКАДЕМИКА
Ю. А. ОСИПЬЯНА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК (ИФТТ РАН)

На правах рукописи

Казьмин Дмитрий Юрьевич

**ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ПОЛУМЕТАЛЛОВ В
РЕЖИМЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ЭФФЕКТА БЛИЗОСТИ**

Специальность 1.3.8

Физика конденсированного состояния

Диссертация

на соискание учёной степени

кандидата физика-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Девятов Эдуард Валентинович

Черноголовка 2026

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Литературный обзор	11
1.1 Топологические полуметаллы	12
1.2 Поверхностные состояния в топологических полуметаллах	15
1.3 Альтермагнетики	22
Глава 2. Образцы и экспериментальная методика	28
2.1 Описание и характеристика используемых материалов.....	28
2.2 Изготовление образцов	33
2.3 Методика исследования и экспериментальное оборудование.....	34
Глава 3. Дробный нестационарный эффект Джозефсона как свидетельство топологических петлевых состояний в дираковском полуметалле второго типа NiTe₂	38
3.1 Мотивация	38
3.2 Экспериментальные результаты	40
3.3 Обсуждение	47
Глава 4. Возвратная, наведенная эффектом близости сверхпроводимость в вейлевском полуметалле GeTe	51
4.1 Мотивация	51
4.2 Экспериментальные результаты	52
4.2.1 Исследование андреевского отражения	54
4.2.2 Исследование джозефсоновского сверхтока	57
4.3 Обсуждение	61
Глава 5. Особенности андреевского отражения в SN структуре на основе альтермагнетика MnTe	66

5.1	Мотивация	66
5.2	Экспериментальные результаты	67
5.3	Обсуждение	74
	Заключение	79
	Благодарности	82
	Список литературы	83

Введение

Актуальность темы исследования

На данный момент в физике конденсированного состояния активно ведутся поиски все более экзотических объектов и материалов с нетривиальной структурой. Среди перспективных представителей этого класса особое место занимают топологические системы, на основе которых было опубликовано множество статей и диссертационных работ.

Исторически в роли таких систем выступали двумерные и трехмерные топологические изоляторы [1,2] с металлическими состояниями на поверхности [3], аналогичные краевым состояниям спинового квантового эффекта Холла. Вскоре удалось реализовать бесщелевые в объеме топологические полуметаллы [4,5], также обладающие топологически защищенными поверхностными состояниями. Этот переход открыл возможность к изучению новой нетривиальной физики не только на поверхности материала, но в его объеме.

В топологических полуметаллах всегда присутствует сильное спин-орбитальное взаимодействие [4], которое в совокупности с нетривиальным зонным спектром образует жесткую связь между спином и импульсом электронов. Это приводит к возникновению топологически защищенных поверхностных состояний в трехмерных системах, которые могут образовывать поверхностные спиновые текстуры [6,7,8], что делает их привлекательным объектом для исследования. В современной физике твердого тела принято разделять топологические полуметаллы Дирака и Вейля. Дираковские полуметаллы характеризуются бесщелевым объемным спектром с касанием зон в некоторых отдельных точках Дирака. В вейлевских полуметаллах из-за нарушения симметрии по обращению времени или инверсионной симметрии каждая точка касания расщепляется на два вейлевских узла с противоположными киральностями [4]. Поэтому поверхностные состояния (ферми-арки) в топологических полуметаллах могут быть как

геликоидального типа, так и кирального [4]. Существуют и другие реализации топологического состояния, например, полуметаллы с узловой линией [4,5].

Экспериментальное исследование поверхностных состояний в таких системах усложненно бесщелевым спектром в объеме и как следствие большой объемной проводимостью. Разделение этих вкладов является одной из основных проблем при изучении транспортных явлений в этих материалах. Поэтому до сих пор остаются экспериментально не подтвержденными теоретические предположения касательно откликов подобных систем на различные внешние условия, что сохраняет высокую актуальность исследований в данной области.

К числу твердых тел с нетривиальной зонной структурой, помимо топологических полуметаллов, можно отнести и альтермагнетики [9,10]. В отличие от топологических полуметаллов новый класс магнитных материалов не имеет инверсии спектра в объеме, однако, у них, вследствие иных причин, также возникает связь между спином и импульсом приводящая к не менее нетривиальной физике. Помимо этого, в альтермагнетике из-за зависимости спинового расщепления от направления в k -пространстве ферми-поверхность оказывается сложной, поэтому предсказывается необычное поведение в режиме сверхпроводящего эффекта близости [11,12,13,14,15,16,17].

Таким образом, как топологические полуметаллы, так и альтермагнетики представляют не только фундаментальный интерес для исследования спин-зависимых явлений [18,19], но и обосновывает практический интерес в области спинтроники [20,21] и сенсорики [22], а также в возможной реализации новых элементов памяти [23,24]. В частности, в некоторых топологических полуметаллах [25] может наблюдаться объемная сегнетоэлектрическая поляризация при комнатных температурах вместе с высокой объемной проводимостью, что делает их новыми представителями полярных металлов [26]. Также высокая электропроводность при малой решеточной теплопроводности (тяжелые атомы, возможная слоистая структура) в совокупности с особенностями зонной структуры открывает перспективное направление для реализации термоэлектрических преобразователей на основе топологических материалов [27,28,29]. Для

альтермагнетиков за счет нулевой суммарной намагниченности и, как следствие, отсутствия полей рассеяния при значительном (вплоть до электронвольта) спиновом расщеплении зон становится возможным создание сверхплотных интегральных схем. Например, энергонезависимые ячейки памяти [30,31], в которых процесс записи и считывания сможет осуществляться на терагерцовых частотах за счет спин-поляризованного тока.

Цели

Цели диссертационной работы:

1. Изучение транспорта куперовских пар через одномерные топологические петлевые состояния в длинном (5 мкм) джозефсоновском In – NiTe₂ – In переходе;
2. Исследование спин-зависимых явлений в SN и SNS структуре на основе GeTe с гигантским расщеплением Рашбы и изучении поведения сверхпроводящих эффектов близости во внешнем магнитном поле;
3. Анализ качественных модификаций андреевского отражения, связанные со структурой ферми поверхности альтермагнетика MnTe.

Задачи

Для достижения поставленных целей было необходимо создать планарные SN и SNS структуры и провести транспортные измерения с выделением особенностей на вольт-амперных характеристиках образцов в режиме сверхпроводящего эффекта близости. Были сформулированы следующие задачи:

1. Изучить транспорт носителей заряда в длинном (5 мкм) джозефсоновском In–NiTe₂–In переходе.
2. Выявить влияние спин-поляризованных поверхностных состояний на наведенную сверхпроводимость в GeTe.
3. Исследовать предсказанные особенности поведения андреевского отражения на границе раздела альтермагнетик-сверхпроводник.

Научная новизна

1. В длинном (5 мкм) джозефсоновском переходе с дираковским полуметаллом второго типа NiTe₂ мы подтверждаем протекание

джозефсоновского тока через топологические петлевые состояния и впервые демонстрируем нестационарный эффект Джозефсона в виде ряда ступенек Шапиро. В отличие от предыдущих исследований, мы не наблюдаем 4π -периодическое ток-фазовое соотношение (исчезновения нечетных $n = 1, 3, 5...$ ступенек Шапиро), которая обычно рассматривается как характерный признак геликоидальных поверхностных состояний в дираковских полуметаллах и топологических изоляторах. Вместо этого мы наблюдаем дробный ряд ступенек Шапиро при полуцелых значениях $n = 1/2, 3/2, 5/2$ и $7/2$, а также полный целочисленный ($n = 1, 2, 3, 4...$) набор, отражающий киральный характер топологических петлевых состояний.

2. В топологическом вейлевском полуметалле GeTe впервые обнаружена и экспериментально исследована возвратная сверхпроводимость в джозефсоновских In–GeTe–In переходах, а также установлена роль сильного спин-орбитального взаимодействия и спин-поляризованных поверхностных состояний в формировании немонотонного отклика от приложенного внешнего магнитного поля.

3. В переходе между s-волновым сверхпроводником и альтермагнетиком MnTe впервые экспериментально продемонстрирована специфика андreeвского отражения, а именно, несвойственная обычным металлам и полупроводникам, устойчивость эффекта к беспорядку на границе раздела.

Теоретическая и практическая значимость работы

Полученные результаты экспериментально подтверждают теоретические предпосылки влияния сверхпроводящего эффекта близости на материалы с нетривиальной зонной структурой. Эти данные могут служить ориентиром для дальнейших теоретических и экспериментальных исследований. Перенос сверхтока на более дальние расстояния, а также снижение требований к чистоте границы раздела определяют практическую значимость в использовании элементов сверхпроводящей электроники в области спинтроники и квантовых вычислениях.

Методология и методы исследования

В качестве основного метода исследования применялась андреевская спектроскопия, а также изучение наведенной сверхпроводимости в SNS переходе: анализировалось влияние сверхпроводящих эффектов близости (андреевское отражение, эффект Джозефсона) на вольт-амперные характеристики планарных гетероструктур, образованных сверхпроводящими индиевыми контактами и монокристаллическими объемными топологическими полуметаллами (NiTe_2 , GeTe) и альтермагнетиком (MnTe). Транспортные измерения проводились при низких (1,4 – 4,2 К) и сверхнизких (0,03 – 1,2 К) температурах с возможностью введения магнитного поля и высокочастотного электромагнитного излучения.

Положения, выносимые на защиту

1. В длинном (5 мкм) SNS переходе с дираковским полуметаллом второго типа NiTe_2 наблюдается нестационарный эффект Джозефсона с 2π - и π -периодическим ток-фазовым соотношением в виде полного целочисленного и дробного набора ступенек Шапиро, что подтверждает протекание джозефсоновского тока через топологические петлевые состояния кирального типа в NiTe_2 .

2. В планарных SNS структурах на основе GeTe возвратная сверхпроводимость и немонотонное подавление сверхпроводящей щели при приложении внешнего магнитного поля обусловлены влиянием спиновой поляризации поверхностных состояний в GeTe , которая подавляет наведенную сверхпроводимость в нулевом магнитном поле, а в малых магнитных полях сверхпроводимость восстанавливается благодаря немонотонным обратным эффектам близости и/или модификации поверхностных спиновых структур внешним магнитным полем.

3. В переходе между s-волновым сверхпроводником и альтермагнетиком MnTe благодаря различному набору ограничений на возможность андреевского отражения альтермагнетик менее чувствителен к наличию беспорядка на границе раздела: несмотря на огромное (~ 100 кОм) контактное сопротивление наблюдается эффект андреевского отражения с отчетливыми когерентными

пиками, что не должно наблюдаться в случае обычного металла или полупроводника.

Степень достоверности и апробация результатов

В диссертационной работе представлены оригинальные результаты, которые были полученные впервые. Достоверность полученных результатов подтверждается их воспроизводимостью для разных образцов. Результаты, представленные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались на следующих профильных российских конференциях:

1. Дробный нестационарный обратный эффект Джозефсона как свидетельство топологических петлевых состояний в дираковском полуметалле NiTe₂ / Д.Ю. Казьмин, В.Д. Есин, А.В. Тимонина [и др.] // 29-й симпозиум «Нанопизика и нанозлектроника» : сб. тр. (10 – 14 марта 2025) / Нижний Новгород. – 2025. – С. 49.

2. Андреевское отражение на интерфейсе сверхпроводника и альтермагнетика / Д.Ю. Казьмин, В.Д. Есин, Ю.С. Бараш [и др.] // 29-й симпозиум «Нанопизика и нанозлектроника» : сб. тр. (10 – 14 марта 2025) / Нижний Новгород. – 2025. – С. 36.

3. Возвратная сверхпроводимость для NS- и SNS-структур на основе топологического полуметалла α -GeTe с рекордным спин-орбитальным взаимодействием / В.Д. Есин, Д.Ю. Казьмин, Ю.С. Бараш [и др.] // 28-й Международный симпозиум "Нанопизика и нанозлектроника" : сб. тр. (11 – 15 марта 2024) / Нижний Новгород. – 2024. – № 1. – С. 40.

Результаты опубликованы в следующих работах

Всего у соискателя имеется 5 научных работ в рецензируемых изданиях в области физики конденсированного состояния. Основные результаты диссертационной работы были изложены в трех из них:

1. Fractional a. c. Josephson effect as evidence of topological hinge states in a Dirac semimetal NiTe₂ / D.Yu. Kazmin, V.D. Esin, A.V. Timonina [et al.] // JETP. – 2024. – Vol. 166, Iss. 5. – P. 688–695.

2. Reentrant Proximity-induced Superconductivity for GeTe Semimetal / V.D. Esin, D.Yu. Kazmin, Yu.S. Barash [et al.] // JETP Letters. – 2023. – Vol. 118, Iss. 11. – P. 847–854.

3. Andreev reflection for MnTe altermagnet candidate / D.Yu. Kazmin, V.D. Esin, Yu.S. Barash [et al.] // Physica B: Condensed Matter. – 2025. – Vol. 696. – P. 416602.

Другие публикации, не входящие в диссертацию:

4. Josephson diode and spin-valve effects on the surface of altermagnet CrSb / V.D. Esin, D.Yu. Kazmin, Yu.S. Barash [et al.] // JETP Letters. – 2026. – Vol. 123, Iss. 6. – P. 556–565.

5. Spin-valve effect for spin-polarized surface states in topological semimetals / A.A. Avakyants, V.D. Esin, D.Yu. Kazmin [et al.] // JETP Letters. – 2025. – Vol. 121, Iss. 9. – P. 727–734.

Личный вклад автора

Представленные оригинальные результаты были получены лично автором или при его непосредственном участии. Соискатель принимал активное участие в изготовлении образцов, проведении экспериментов, обработке, анализе и интерпретации полученных результатов, а также в подготовке научных статей к публикации.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, 5 глав, заключения, благодарностей и списка литературы. Полный объем диссертационной работы составляет 102 страниц с 27 рисунками. Список литературы содержит 198 наименования.

Глава 1. Литературный обзор

Быстроразвивающаяся область исследования нетривиальных топологических систем заняла отдельную нишу в современной физике конденсированного состояния. Наиболее ярким примером таких систем стали топологические полуметаллы, в которых валентная зона и зона проводимости касаются друг друга вблизи уровня Ферми, образуя точечные или линейные вырождения. Такие вырождения защищены симметрией, а в энергетическом спектре появляются бесщелевые (с линейным законом дисперсии) квазичастицы — вейлевские или дираковские фермионы, наличие которых приводит к целому ряду необычных транспортных явлений, включая гигантский аномальный эффект Холла, киральную аномалию и формирование топологически защищённых поверхностных состояний.

К числу нетривиальных систем можно приписать, обнаруженный в последние несколько лет, новый класс магнитных материалов — альтермагнетики. Концепция альтермагнетиков заключается в том, что у них, как и у антиферромагнетиков, отсутствует макроскопическая общая намагниченность, но при этом в зонной структуре имеется сильное спиновое расщепление, характерное для ферромагнетиков. Источником расщепления служит не спин-орбитальное взаимодействие, свойственное топологическим полуметаллам, а особая кристаллографическая симметрия (винтовые оси, плоскости скольжения и другие), связывающие магнитные подрешетки в реальном пространстве. Такое нетривиальное состояние не только возрождает интерес к исследованию магнитотранспортных и оптических эффектов в материалах без общей намагниченности, но и открывает доступ к топологическим фазам, которые ранее считались экзотикой.

Ниже будут описаны краткие представления о топологических системах и альтермагнетиках. Более подробные обзоры приведены в работах [1,4,9,32,33].

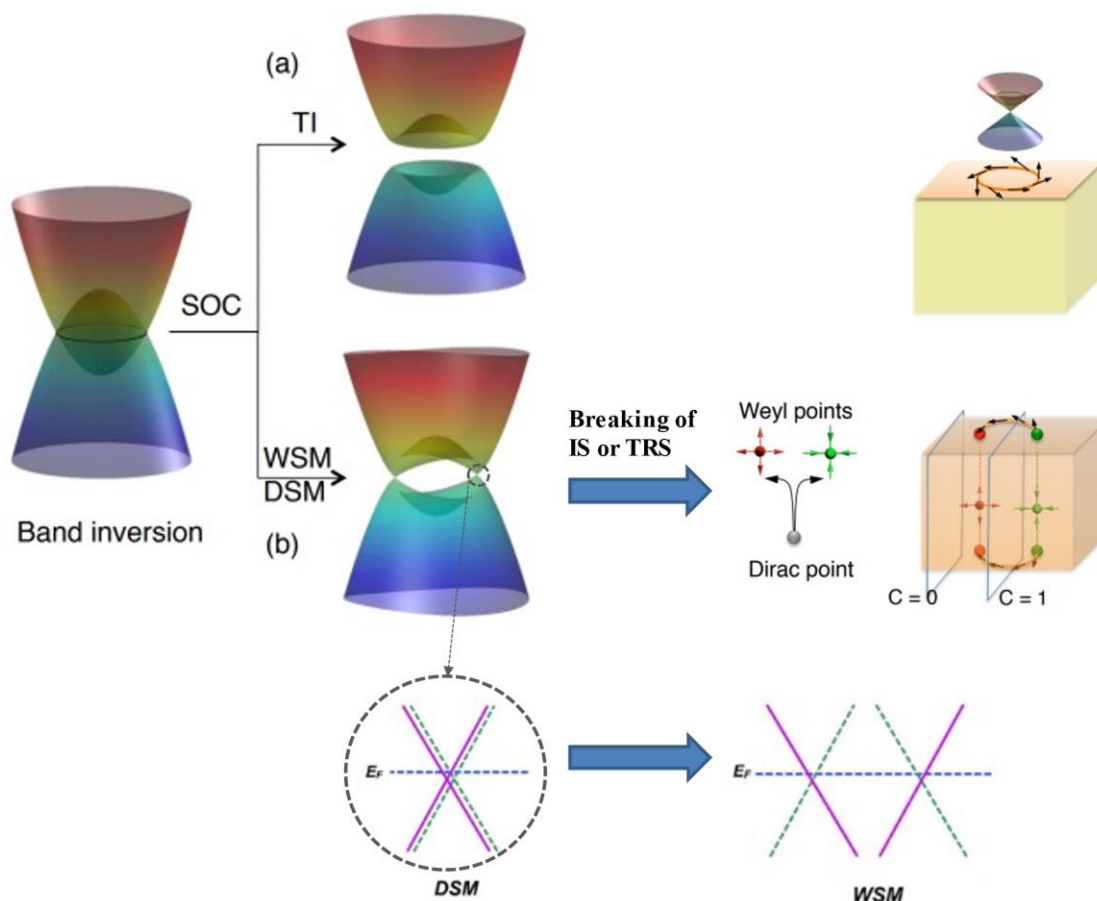
1.1 Топологические полуметаллы

В современной физике конденсированного вещества под термином полуметалл все чаще подразумевают не классический материал, например, висмут или сурьму, а класс топологических объектов. Последний в свою очередь отличается тем, что валентная зона и зона проводимости не разнесены в k -пространстве и у этих зон имеется область пересечения.

Пересечение зон может происходить от кристаллических эффектов (симметрия решетки, расщепление кристаллическим полем), то есть уже в приближении сильной связи при образовании зон из атомных уровней. Чаще всего вырожденное состояние крайне неустойчивое и вырождение снимается любым малым возмущением, нарушающим симметрию, например, спин-орбитальное взаимодействие. Однако, в k -пространстве могут существовать особые точки высокой симметрии, которые защищают эти состояния от снятия вырождения. В итоге спин-орбитальное взаимодействие является причиной образования энергетической щели в объемном спектре в менее симметричных направлениях кристалла.

В зависимости от того, где снимается вырождение, а где остаются защищенные симметрией вырожденные состояния реализуются различные конфигурации объемного и поверхностного энергетических спектров, тем самым определяя конечные электронные свойства системы. Так, например, если в материале с инверсией зон учет спин-орбитального взаимодействия снимает вырождение во всей зоне Бриллюэна, то реализуется фаза топологического изолятора, как показано на рисунке 1. Если же в особых точках k -пространства кристаллическая симметрия накладывает ограничения на снятие вырождения, то такие точки называются дираковскими и реализуется фаза дираковского полуметалла, поэтому даже объемный спектр не имеет разрывов. Дополнительное нарушение инверсионной симметрии или симметрии по обращению времени расщепляет дираковскую точку на два вейлевских узла с противоположенной

киральностью. Проекции двух вейлевских узлов на поверхностную зону Бриллюэна соединяются ферми-аркой, которая представляет собой топологически защищенное поверхностное состояние [4]. В этом случае реализуется фаза вейлевского полуметалла.



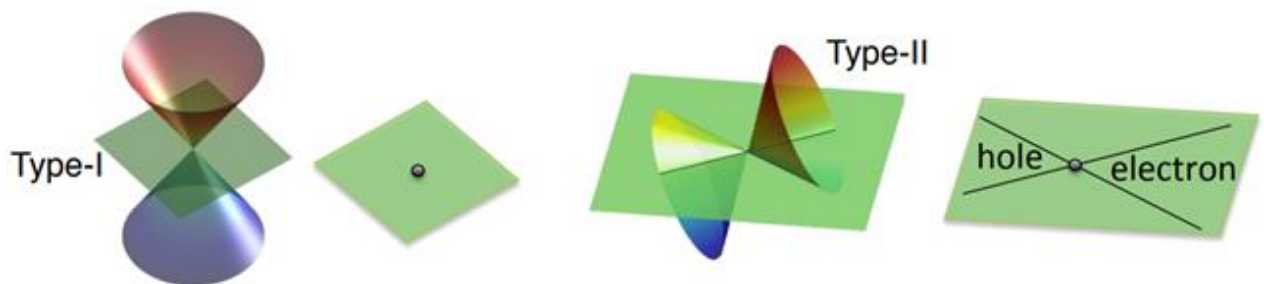
После учета спин-орбитального взаимодействия в материале с инверсией зон снимается вырождение в энергетическом спектре. Если вырождение снимается во всей зоне Бриллюэна реализуется фаза топологического изолятора. Если кристаллическая симметрия накладывает ограничения на вырождения в отдельных точках зоны Бриллюэна тогда реализуется фаза дираковского полуметалла с линейным законом дисперсии. Дополнительное нарушение либо инверсионной симметрии, либо симметрии по обращению времени расщепляет дираковскую точку на два вейлевских узла с противоположенной киральностью. Из работы [93].

Рисунок 1 — Возможные реализации материала с инверсией зон в топологические системы после учета спин-орбитального взаимодействия

Вейлевские полуметаллы с нарушенной симметрией по обращению времени являются магнитоупорядоченными материалами [4,34,35,36], а вейлевские

полуметаллы с нарушенной инверсионной симметрией должны приобретать объемную сегнетоэлектрическую поляризацию [4,5]. Существуют и другие конфигурации объемного спектра, в которых реализуются полуметаллические фазы: с узловой линией, киральные и так далее.

Многообразие топологических полуметаллов на этом не закончилось. Вскоре после предсказания первых топологических полуметаллов стало понятно, что характерный энергетический спектр не является единственно возможным. В 2015 году А. А. Солуянов с соавторами в работе [37] показали, что гамильтониан вблизи вейлевского узла допускает добавление «наклоняющего» слагаемого которое кардинально меняет топологию поверхности Ферми и приводит к выделению двух различных типов полуметаллов, представленных на рисунке 2. Формальным критерием классификации служит сравнение кинетической энергии электронов («наклоняющее» слагаемое) и межзонного слагаемого в эффективном гамильтониане.



Зеленым цветом показано сечение энергетического спектра на уровне Ферми, который проходит через узел конуса. Поверхность Ферми в этом случае представляет собой точку в зоне Бриллюэна для полуметалла первого типа, а для полуметалла второго типа – сложную поверхность, включающую оба типа носителей заряда. Из работы [93].

Рисунок 2 — Энергетический спектр полуметаллов первого и второго типов

В полуметаллах I типа конус сохраняет вертикальную ориентацию. В таком случае поверхность Ферми представляет собой изолированную точку в зоне Бриллюэна если положение уровня Ферми находится на уровне энергии узла. Плотность электронных состояний на этой энергии строго равна нулю. Если энергия Ферми сдвигается, то появляется один из типов носителей – либо

электронный, либо дырочный. Представитель дираковского полуметалла такого типа Cd_3As_2 , а вейлевского $TaAs$.

В полуметаллах II типа конус «опрокидывается»: линия пересечения дисперсионной поверхности с уровнем Ферми вырождается в пару соприкасающихся карманов (электронных и дырочных). Как следствие, плотность состояний на энергии узла становится конечной, а поверхность Ферми приобретает нетривиальную форму. В результате в транспортных явлениях могут одновременно участвовать носители заряда разного знака. Представитель дираковского полуметалла такого типа $NiTe_2$, а вейлевского WTe_2 .

Эта разница в типах полуметаллов фундаментально меняет большинство наблюдаемых свойств.

1.2 Поверхностные состояния в топологических полуметаллах

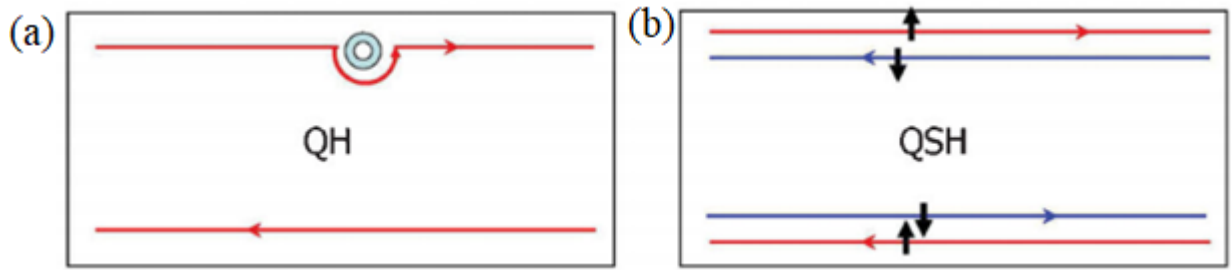
Вследствие различных возможных конфигураций объемного спектра на поверхности материала образуются уникальные поверхностные состояния. Природа возникновения поверхностных состояний в топологических полуметаллах не обусловлена только наличием границы образца, как например, классические состояния Тамма, а исходит из-за принципа соответствия объем-граница [4].

Первые возникают из-за локального нарушения периодичности кристалла на границе (обрыва решетки и появления оборванных связей). Это решение конкретной граничной задачи, а не всей системы в целом, поэтому они чрезвычайно чувствительны к малейшим изменениям на поверхности. Так, например, наличие дефектов, примесей, адсорбированных атомов может кардинально изменить их дисперсию или полностью уничтожить эти состояния. Поэтому изучение этих состояний возможно только на очень чистых и совершенных поверхностях в сверхвысоком вакууме.

Топологические же поверхностные состояния возникают не из-за локальных особенностей края, а из-за глобальной, «объемной» топологии всего материала, которая описывается топологическими инвариантами (числом Черна C , $\mathbb{Z}_2$ и т.д.). Принцип соответствия объем-граница связывает этот инвариант с числом и свойствами поверхностных состояний, а тип (киральные или геликоидальные) возникающих состояний будет зависеть от класса (вейлевский или дираковский) полуметалла. Однако это всегда бесщелевые состояния (в отличие от таммовских, которые могут находиться в запрещенной зоне), формирующие характерные ферми-арки. Пока сохраняется фундаментальная симметрия их существование и ключевые свойства (например, форма ферми-арок) крайне слабо зависят от деталей границы.

Наиболее наглядной и известной демонстрацией топологических поверхностных состояний являются краевые каналы проводимости в материале в режиме квантового эффекта Холла (рисунок 3(а)). Если в сильном магнитном поле уровень Ферми лежит между эквидистантными уровнями Ландау, то объемный спектр находится в режиме изолятора. Топологическим инвариантом, введенным Таулессом [38], этого изолятора служит число Черна C , которое принимает строго целые значения и напрямую измеряется в холловской проводимости [39] $\sigma_{xy} = C \cdot e^2/h$. Согласно принципу соответствия объем-граница, на одном краю такого образца неизбежно возникает ровно C киральных (движение электронов происходит только в одном направлении) одномерных каналов проводимости. Изменение числа уровней Ландау в объемном спектре, находящихся под уровнем Ферми, сопровождается изменением числа краевых состояний на поверхности. Это и есть проявление принципа соответствия объем-граница.

В квантовом спиновом эффекте Холла топологический инвариант ($\mathbb{Z}_2$) защищен симметрией по обращению времени, а его краевые состояния являются геликоидальными (движение электронов на одном краю образца может происходить в двух направлениях, притом спин электрона жестко связан с его импульсом), как показано на рисунке 3(б).

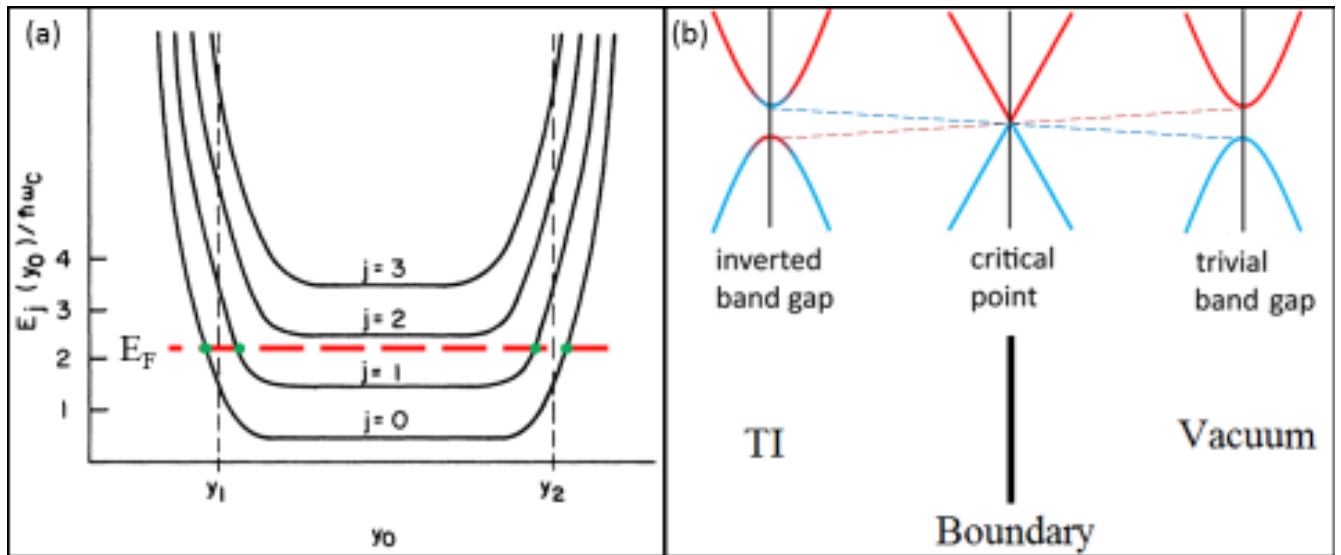


(a) – Киральные краевые состояния в квантовом эффекте Холла. (b) – геликоидальные краевые состояния в квантовом спиновом эффекте Холла. Черные стрелки указывают направление спина. Из работы [2].

Рисунок 3 — Краевые каналы проводимости в материале в режиме квантового эффекта Холла и в режиме квантового спинового эффекта Холла

Таким образом, несмотря на то какой бы ни был сложный объемный спектр, на поверхности обязательно будет пересечение энергией Ферми уровней Ландау, которые загибаются «вверх» у края образца вследствие наличия краевого потенциала [40], как показано на рисунке 4(a). По аналогии с режимом квантового эффекта Холла у двумерного топологического изолятора появляются поверхностные состояния. Как было показано Волковым и Панкратовым в первой теоретической модели топологического изолятора [3] инверсия спектра в объеме приводит к необходимости восстановить его тривиальный вид на границе материал-вакуум. Поэтому при переходе через границу раздела инверсионная щель «схлопывается» (рисунок 4(b)), создавая проводящие краевые состояния на поверхности, обладающие линейным законом дисперсии.

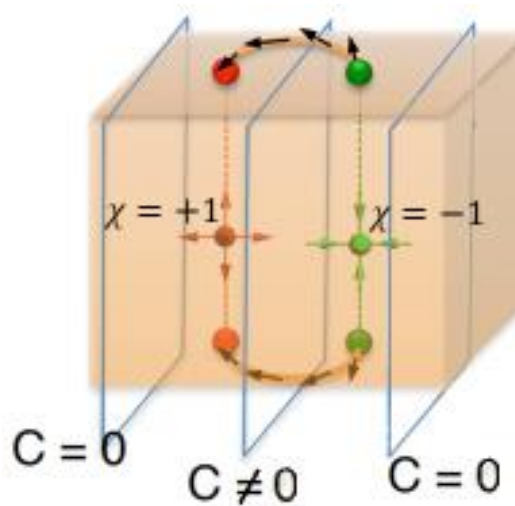
Так как в двумерном топологическом изоляторе роль магнитного поля выполняет спин-орбитальное взаимодействие, а топологический инвариант ($\mathbb{Z}_2$) защищен симметрией по обращению времени, то эта топологическая система больше похожа на систему в режиме квантового спинового эффекта Холла, обладающую таким же инвариантом. Поэтому по принципу соответствия объем-граница на поверхности двумерного топологического изолятора возникают краевые одномерные состояния геликоидального типа.



(а) – Загибание уровней Ландау в целочисленном квантовом эффекте Холла из-за наличия краевого потенциала. Ось абсцисс (y_0) здесь это положение центра квазиклассической круговой орбиты электрона. Уровни Ландау (с числами j) при приближении к краю образца (y_1 и y_2) загибаются краевым потенциалом и пересекаются с уровнем Ферми. Ось ординат – нормированная энергия уровней Ландау. (б) – Инвертированный спектр топологического изолятора восстанавливает тривиальный вид на границе материал-вакуум. При этом на поверхности возникают топологические поверхностные состояния. Из работ [40] и [94].

Рисунок 4 — Графическое представления появления проводящих состояний на поверхности у материала с щелью в объемном спектре

В топологических полуметаллах (вейлевских и дираковских) зона проводимости и валентная зона касаются в отдельных точках зоны Бриллюэна, образуя узлы с линейным энергетическим спектром. На первый взгляд бесщелевой объемный спектр нарушает логику повествования. Однако похожую аналогию можно провести если применять ее локально. Для этого рассмотрим трехмерный вейлевский полуметалл. Каждый вейлевский узел характеризуется целочисленным топологическим зарядом – киральностью $\chi = \pm 1$. Этот заряд определяет число Черна S для любой замкнутой поверхности, охватывающей узел в зоне Бриллюэна. Если теперь рассмотреть двумерный срез, как показано на рисунке 5, объемной зоны Бриллюэна, то для этого среза можно вычислить число Черна S .



Синим показаны срезы зоны Бриллюэна двумерной плоскостью. Если срез находится между двумя вейлевскими узлами с противоположенными киральностями, то число Черна C перестает быть нулевым. Из работы [93].

Рисунок 5 — Представление вейлевского полуметалла с киральными узлами в импульсном пространстве

Если срез проходит между двумя вейлевскими узлами с противоположенными киральностями, то число Черна C окажется отличным от нуля ($C \geq 1$) и постоянным, пока срез не пересечёт какой-либо узел. Таким образом, любой двумерный слой в импульсном пространстве, заключённый между парой вейлевских узлов (с $\chi = +1$ и $\chi = -1$), ведет себя как квантово-холловский изолятор с ненулевым числом Черна.

Таким образом, можно представить трехмерный вейлевский полуметалл как стопку двумерных топологических систем в режиме квантового эффекта Холла. Затем принцип соответствия объем-граница приобретает новую, но не менее наглядную форму. Теперь «объемом» выступает этот двумерный срез, а «границей» — реальная поверхность трехмерного кристалла. На поверхность образца проецируется каждый такой срез с ненулевым числом Черна и добавляет новые краевые состояния. Набор поверхностных состояний, отвечающих разным срезам, формирует в поверхностной зоне Бриллюэна незамкнутые контуры, называемые ферми-арками. Они начинаются в проекции вейлевского узла с одной

киральностью и заканчиваются в проекции узла с противоположной, как показано на рисунке 6(b).

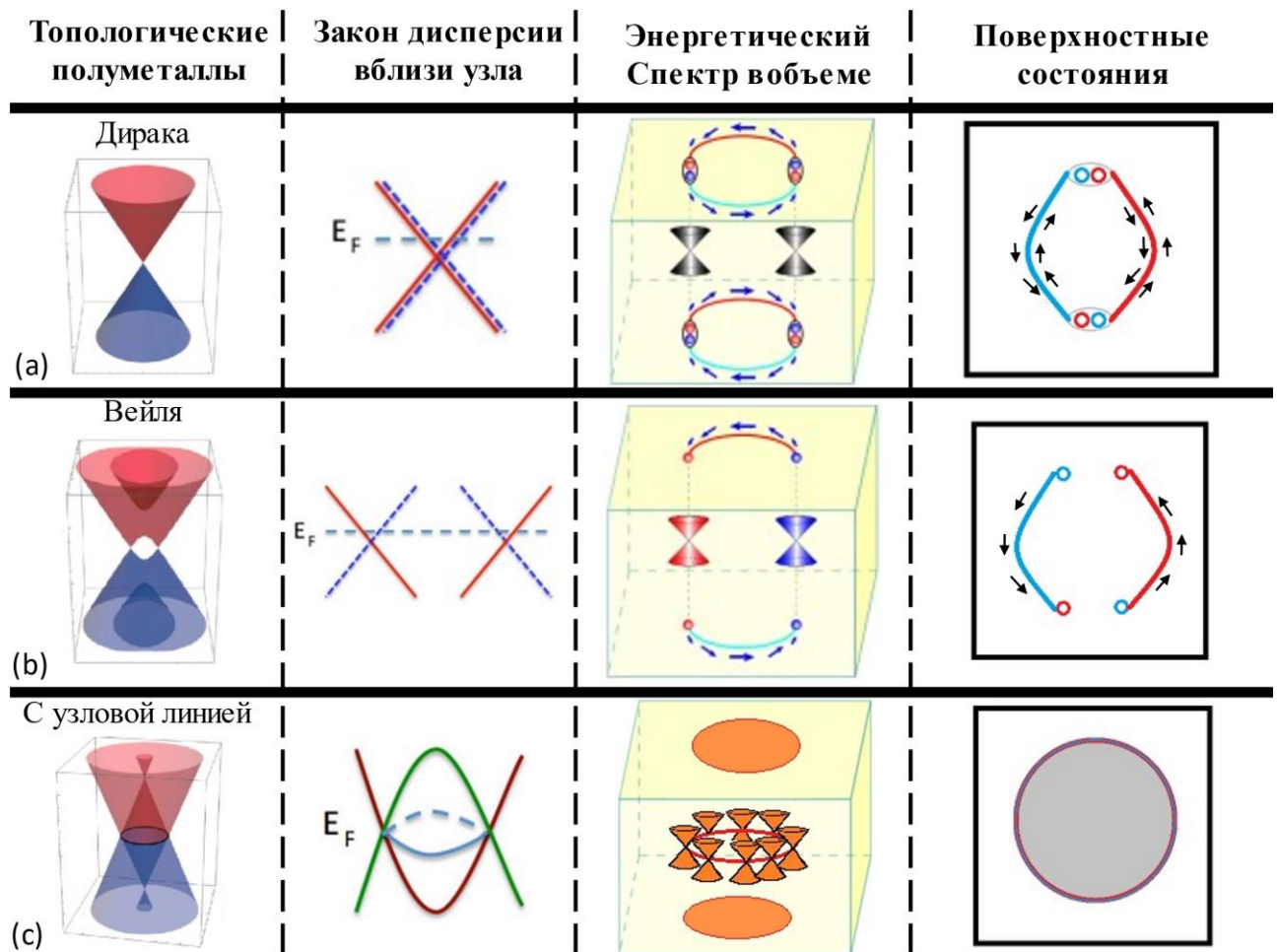
Подобно рассмотрению вейлевского полуметалла можно рассмотреть дираковский, однако из-за сохранения симметрии по обращению времени аналогия с квантовым эффектом Холла здесь не работает. Из-за сохранения симметрии четырехкратно вырожденный дираковский узел можно рассматривать как слившиеся в одну точку импульсного пространства два вейлевских узла с противоположными киральностями.

Этот дираковский узел будет определяться не числом Черна C (оно тождественно равно нулю для любого среза), а введенным в квантовом спиновом эффекте Холла $\mathbb{Z}_2$. Теперь если взять двумерный срез зоны Бриллюэна, заключенный между двумя дираковскими узлами (или между одним узлом и границей зоны), то он становится аналогом 2D топологического изолятора (или материала в режиме квантового спинного эффекта Холла). В итоге из-за принципа соответствия объем–граница на поверхности трехмерного дираковского полуметалла, также как и вейлевском, образуются поверхностные состояния (ферми-арки), но относящиеся к геликоидальным типам, как показано на рисунке 6(a).

В результате вейлевский полуметалл в некотором смысле является обобщением черновского изолятора (материала в режиме квантового эффекта Холла) на трехмерный случай в нулевом внешнем магнитном поле, поверхностные состояния которого (ферми-арки) также относятся к киральному типу. Дираковский полуметалл — обобщение квантового спинного эффекта Холла в трехмерном случае, с поверхностными состояниями (ферми-арками) геликоидального типа.

Также существует еще один распространенный класс топологических полуметаллов — полуметалл с узловой линией. В объемной зонной структуре валентная зона и зона проводимости касаются не в отдельных точках, а вдоль непрерывной замкнутой (или протяженной вплоть до границы зоны Бриллюэна) кривой. В результате, образуется целая зона поверхностных состояний,

ограниченная проекцией этой узловой линии на поверхностную зону Бриллюэна. В отличие от ферми-арок поверхностные состояния непрерывно заполняют некоторую область в пространстве импульсов, поэтому такие состояния принято называть поверхностным состоянием барабанного типа (вида), как показано на рисунке 6(с).



(a) – Для дираковского полуметалла. (b) – Для вейлевского полуметалла. (c) – Для полуметалла с узловой линией. Из работ [4] и [5].

Рисунок 6 — Поверхностные состояния топологических полуметаллов

Ферми-арки были экспериментально продемонстрированы с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES), например, для трехмерных кристаллов MoTe_2 и WTe_2 [41,42]. Также ARPES измерения со спиновым разрешением продемонстрировали почти полную спиновую поляризацию ферми-арок, например, в вейлевских полуметаллах TaAs [8,43] и

WTe₂ [37,44]. Благодаря связи между импульсом и спином вейлевские полуметаллы считаются привлекательными материалами для спиновых исследований [45].

1.3 Альтермагнетики

Отличительные особенности нового класса магнитных материалов отражаются в их кристаллических симметриях и в получаемой зонной структуре. Если отталкиваться от симметричного подхода, то вначале удобно напомнить оба традиционных класса коллинеарных магнетиков.

В качестве простого и хорошо изученного примера ферромагнетика рассмотрим железо. Магнитные моменты в ОЦК структуре выстраиваются параллельно, как показано на рисунке 7(а), что полностью нарушает симметрию по обращению времени.

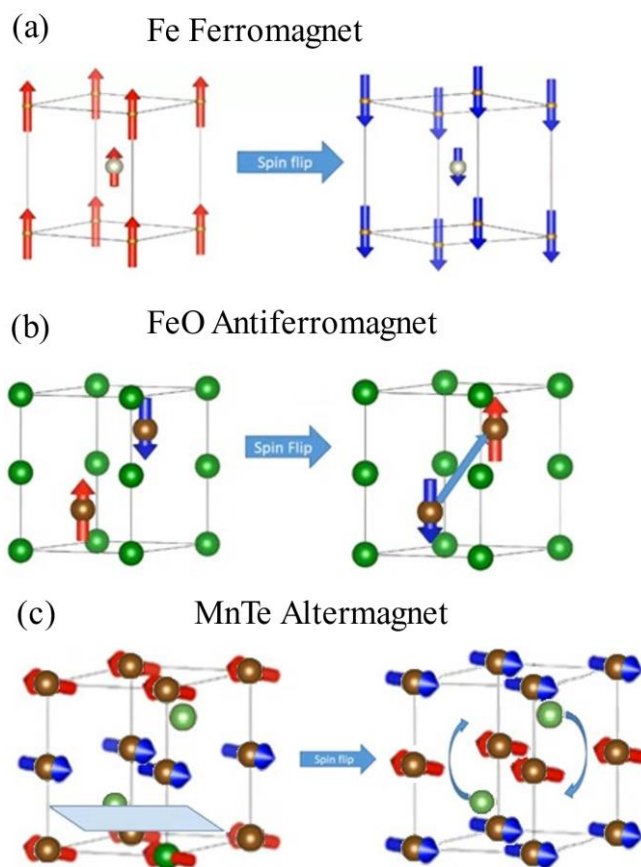
Это приводит к следующим следствиям:

1) Операция обращения времени не является элементом симметрии магнитной структуры и нет никакой симметрии, которая требовала бы равенства энергий для состояний с противоположными спинами $E_{k\uparrow} \neq E_{k\downarrow}$. Поэтому все зоны не являются спин-вырожденными.

2) Параллельная ориентация атомных магнитных моментов приводит к появлению спонтанной суммарной намагниченности.

3) В системе могут наблюдаться различные эффекты, которые позволяют отличить ферро(ферри)магнетик от антиферромагнетика, когда нет возможности измерить магнитный момент. В частности, может наблюдаться аномальный эффект Холла и магнитооптические явления – эффекты Керра и Фарадея. Долгое время сам факт существования этих эффектов считался надежным индикатором макроскопической намагниченности. Однако, как будет показано далее, аномальный эффект Холла может возникать при нулевой суммарной

намагниченности за счет иного механизма нарушения симметрии по обращению времени.



(a) – Элементарная ячейка ферромагнетика Fe; (b) – элементарная ячейка антиферромагнетика FeO с обратной структурой типа NiAs (зеленым цветом обозначен немагнитный атом O, а желтым – магнитный атом Fe); (c) – Элементарная ячейка альтермагнетика MnTe с структурой типа NiAs (зеленым цветом обозначен немагнитный атом Te, а желтым – магнитный атом Mn).

Рисунок 7 — Элементарные ячейки материалов с разным типом магнетизма

Теперь рассмотрим антиферромагнетик FeO в обратной NiAs структуре, которая реализуется при высоком давлении [46]. На рисунке 7(b) показано расположение немагнитных атомов кислорода (обозначенные зеленым цветом) и магнитных атомов железа (обозначенные коричневым цветом) в этой структуре. В немагнитной пространственной группе $P6_3/mmc$ операция симметрии, которая связывает один атом железа с другим является инверсия относительно точки, которая находится ровно посередине между двумя атомами железа.

Следовательно, магнитная структура инвариантна относительно комбинации операций инверсии ($E_{-k\uparrow} = E_{k\uparrow}$) и обращения времени ($E_{k\downarrow} = E_{-k\uparrow}$), что дает в совершенно любой точке $\vec{k}$ условие $E_{k\downarrow} = E_{k\uparrow}$. Это приводит к следующим следствиям:

1) Комбинированная операция обращения времени и инверсии является элементом симметрии магнитной структуры, поэтому все зоны являются спин-вырожденными.

2) Отсутствует суммарная намагниченность.

3) Отсутствует аномальный эффект Холла и магнитооптические явления.

А теперь представим себе другую ситуацию. Рассмотрим FeO в фактической (не обратной) структуре NiAs. В такой структуре FeO на самом деле не формируется, но зато формируются другие материалы, например, CrSb и MnTe [47]. На рисунке 7(с) показана структура с магнитной пространственной группой, в которую входит MnTe. В этом случае анионы Te (зеленые) немагнитные, а катионы Mn (желтые) – магнитные.

Естественно, комбинированная операция обращения времени и трансляции на половину периода не является элементом симметрии этой магнитной структуры, так как немагнитные атомы будут находиться в других позициях. Собственно, также, как и комбинированная операция обращения времени и инверсии.

Тем не менее операции симметрии, которые связывают магнитные подрешетки, конечно, есть. Например, горизонтальная зеркальная плоскость m_z , которая проходит через немагнитный атом ($z = 1/4$), как показано на рисунке 7(с). Она переводит атом из позиции $z = 0$ в позицию $z = 1/2$, а поскольку магнитный момент является псевдовектором, то отражение в такой плоскости меняет его знак. Следовательно, операция m_z сама по себе (без операции обращения времени) связывает состояния с противоположно направленными спинами, что дает нулевую суммарную намагниченность.

Однако ни операция отражения, ни вращения, ни скольжения и другие, все кроме инверсии, не обладают свойством сохранения энергии электрона с одним спином при изменении знака $\vec{k}$. Поэтому условие $E_{-k\uparrow} = E_{k\uparrow}$, которое было в случае

антиферромагнетика с центром инверсии, нарушено. Это означает, что если нет какой-то дополнительной симметрии, требующая этого равенства, то при одном и том же $\vec{k}$ зона со спином вверх и вниз будет разная, $E_{k\downarrow} \neq E_{k\uparrow}$. Хотя естественно со сменой знака импульса меняется и знак спинового расщепления. Это приводит к следующим следствиям:

1) Поскольку комбинированная операция, связывающая магнитные подрешетки, не содержит операцию обращения времени, симметрия не требует равенства энергий $E_{k\downarrow} = E_{k\uparrow}$. Однако в отличие от ферромагнетика, спиновое расщепление не является s-волновым (изотропным): оно меняет знак в k-пространстве, приобретая d-волновую, g-волновую или i-волновую симметрию. Это и есть альтермагнетик.

2) Суммарная спиновая поляризация по всей зоне Бриллюэна при этом остается нулевой.

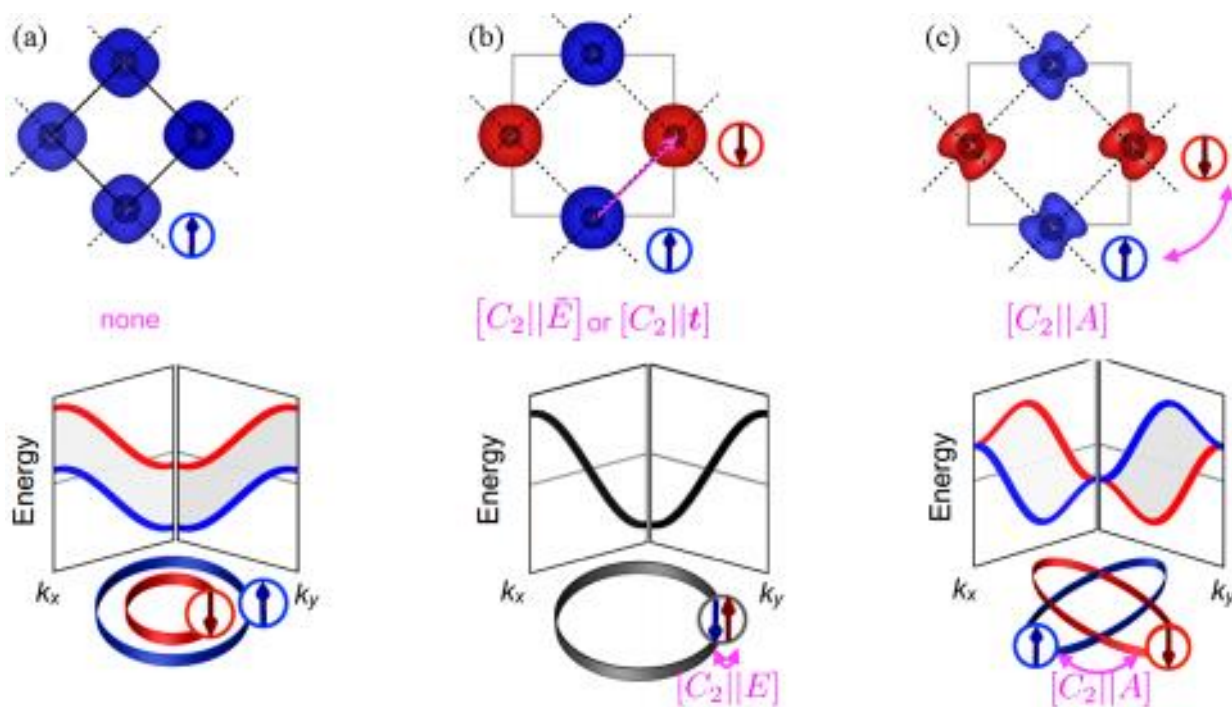
3) Даже при нулевой суммарной намагниченности может наблюдаться аномальный эффект Холла и магнитооптические явления.

CrSb обладает такой же немагнитной пространственной группой [47], однако в отличие от MnTe где магнитные моменты лежат в базисной плоскости, магнитные моменты атомов Cr выстроены вдоль оси c. Две подрешетки Cr с противоположными спинами связаны между собой комбинированной операцией поворота C_{6z} и трансляцией на $1/2$ вдоль оси c.

Обычно ферромагнитные и антиферромагнитные материалы относятся к нерелятивистским группам магнитной симметрии, то есть к случаю слабого спин-орбитального взаимодействия. В отличие от них, топологические материалы всегда характеризуются сильным спин-орбитальным взаимодействием [1,3,4] и, следовательно, сильной связью между спином и импульсом [22]. Например, в вейлевских полуметаллах спин вращается вдоль ферми-арки [48], а в топологических полуметаллах с узловой линией поверхностные состояния барабанного вида приводят к спиновым текстурам скирмионного типа [49].

В альтермагнетиках [9,10] концепция связи между спином и импульсом была распространена на случай слабого спин-орбитального взаимодействия [22], то есть

на нерелятивистские группы магнитной симметрии [9,10]. В результате малая суммарная намагниченность сопровождается чередующейся спиновой поляризацией в k -пространстве, обусловленной связью между спином и импульсом, и таким образом предсказывается необычное спиновое расщепление [9,11]. Например, альтермагнетик RuO_2 состоит из двух спиновых подрешеток с ортогональными направлениями спинов [50]. В k -пространстве поляризованная вверх подрешетка может быть получена путем вращения на $\pi/2$ поляризованной вниз подрешетки, поэтому альтермагнетик RuO_2 характеризуется d -волновым параметром порядка [18,51]. Это схематически проиллюстрировано на рисунке 8, наряду с ферромагнетиком и антиферромагнетиком.



Верхняя панель: Иллюстративные спиновые конфигурации и распределения спиновой плотности для ферромагнетика Fe (a), антиферромагнетика MnPt (b) и альтермагнетика RuO_2 (c). Для каждого типа на нижней панели приведено схематические изображения зонных структур и соответствующих изоэнергетических поверхностей. Из работы [9].

Рисунок 8 – Иллюстрация трех нерелятивистских коллинеарных магнитных фаз

Из-за связи между спином и импульсом вероятность рассеяния между подзонами зависит как от спина электрона, так и от направления распространения [52]. В качестве основного экспериментального проверяемого предположения для альтермагнетиков [53] предсказывается наличие аномального эффекта Холла [4], несмотря на слабую общую намагниченность [10,54], что было экспериментально продемонстрировано [50,52,55,56] для альтермагнетиков MnTe, Mn₅Si₃ и RuO₂.

В этой связи альтермагнетики и топологические полуметаллы довольно родственные нетривиальные объекты. Эта связь становится более наглядной, если рассматривать альтермагнетик и немагнитный вейлевский полуметалл: у обоих нет центра инверсии, существует спиновое расщепление (хоть и от разной природы) без суммарной намагниченности, наблюдается связь между спином и импульсом. Расщепление зон в альтермагнетике может приводить к появлению в зоне Бриллюэна аналогов вейлевских узлов в точках (например, в Γ -точке) где две невырожденные зоны пересекаются. Также, например, в альтермагнетике CrSb, с помощью фотоэмиссионной спектроскопии (ARPES) были не просто предсказаны, а напрямую обнаружены поверхностные ферми-арки [57,58].

Глава 2. Образцы и экспериментальная методика

В данной работе будут приведены три класса материала, выращенные в лаборатории физико-химических основ кристаллизации ИФТТ РАН под руководством Н. Н. Колесникова. Ниже приведены описания всех полученных ими монокристаллов превосходного качества, которые используются в данной работе. В следующем разделе описывается технология создания образцов – планарных переходов этих материалов с сверхпроводящими контактами. В остальных разделах описывается методика транспортных исследований этих переходов и используемое оборудование.

2.1 Описание и характеристика используемых материалов

1) Дираковский полуметалл второго типа $NiTe_2$

$NiTe_2$ принадлежащий к семейству дихалькогенидов переходных металлов. Нетривиальная топология монокристаллов $NiTe_2$ была подтверждена с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым и спиновым разрешениями [7,59].

$NiTe_2$ был синтезирован из элементов, взятых в виде фольги (Ni) и гранул (Te). Смесь нагревали в вакуумированной кварцевой ампуле до 815 °C со скоростью 20 град/ч, ампулу выдерживали при этой температуре в течение 48 ч. Кристалл выращивали в той же ампуле методом градиентного замораживания со скоростью охлаждения 10 град/ч. В результате был получен монокристалл $NiTe_2$ длиной 80 мм и толщиной 5 мм с плоскостью спайности (0001).

Порошковый рентгеноструктурный анализ ($Cu\ K\alpha_1$ излучение, $\lambda = 1,540598\text{ \AA}$) подтверждает однофазность $NiTe_2$ с пространственной группой $R\bar{3}m1$ с №164 [60], как показано на рисунке 9 ($a = b = 3,8791\text{ \AA}$, $c = 5,3005\text{ \AA}$). Известная модель структуры также была подтверждена с помощью рентгеновских

дифракционных измерений (Oxford diffraction Gemini-A, Mo $K\alpha$) монокристалла. Энергодисперсионной рентгеновской спектроскопией подтверждено почти стехиометрическое соотношение $Ni_{1-x}Te_2$ ($x < 0,06$).

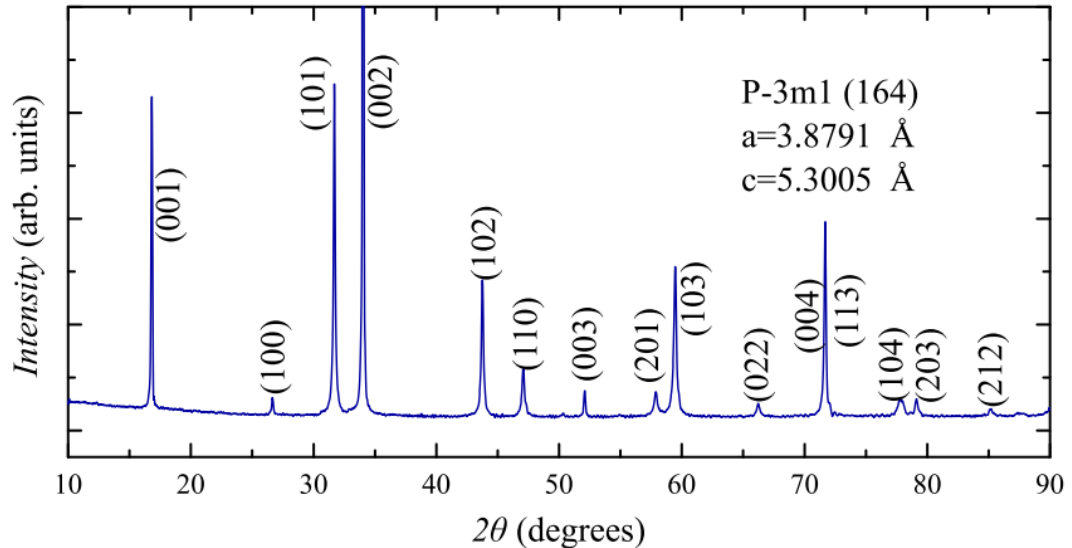


Рисунок 9 — Порошковая рентгеновская дифрактограмма (Cu $K\alpha_1$ излучение), полученная для измельченного монокристалла $NiTe_2$

Качество нашего $NiTe_2$ также было проверено в стандартных четырехточечных измерениях магнитосопротивления [60]. В частности, в этом материале наблюдалось ненасыщающее продольное магнитосопротивление [61,62], которое мы подтвердили для наших монокристаллов [60].

2) Немагнитный вейлевский полуметалл второго типа $\alpha - GeTe$

Предсказано, что сегнетоэлектрический полупроводник $GeTe$ с большим эффектом Рашбы является топологическим полуметаллом в низкотемпературной (ниже 700 K) сегнетоэлектрической α -фазе [63]. Объемные точки Дирака при нарушении инверсионной симметрии превращаются либо в пары вейлевских узлов, либо в узловые петли, защищенные зеркальной симметрии [63]. Более того, выяснилось, что сегнетоэлектрик $\alpha - GeTe$ демонстрирует интригующую

множественную нетривиальную топологию структуры электронных зон благодаря существованию тройных точек и вейлевских фермионов второго типа [64]. Зонные структуры с тройным пересечением зон довольно редки в конденсированном веществе. Это приводит, например, к сложной спиновой текстуре вокруг тройной точки [64].

Прямое измерение поверхностных состояний с расщеплением Рашбы в $\alpha - \text{GeTe}(111)$ было экспериментально реализовано благодаря щелочному (калиевому) легированию [65]. Было показано, что поверхностные состояния не являются результатом загиба зон и что они отделены от объемных состояний. Гигантское расщепление Рашбы в поверхностных состояниях $\alpha - \text{GeTe}$ в значительной степени обусловлено нарушением инверсионной симметрии в объеме [65].

Монокристаллы GeTe были выращены методом физического переноса паров в вакуумированной кварцевой ампуле. Исходная загрузка GeTe была синтезирована путем прямой реакции высокочистых (99,9999%) элементов в вакууме. Для роста кристаллов исходный GeTe служил источником паров: его расплавляли и выдерживали при температуре 770-780 °C в течение 24 ч. Затем источник охлаждали до 350 °C со скоростью 7,5 град/ч. Кристаллы GeTe росли во время этого процесса на стенках холодной ампулы, расположенной несколько выше источника. Состав GeTe подтвержден энергодисперсионной рентгеновской спектроскопией. Порошковый рентгеновский дифракционный анализ подтверждает однофазность GeTe , известная модель структуры [20] подтверждена с помощью рентгеновских дифракционных измерений монокристалла [66]. Результаты для GeTe с пространственной группой $R\bar{3}m$ с №160 представлены на рисунке 10. Качество нашего материала GeTe было также проверено в измерениях емкости [67], результаты подтвердили гигантское расщепление Рашбы [20] в наших монокристаллах GeTe .

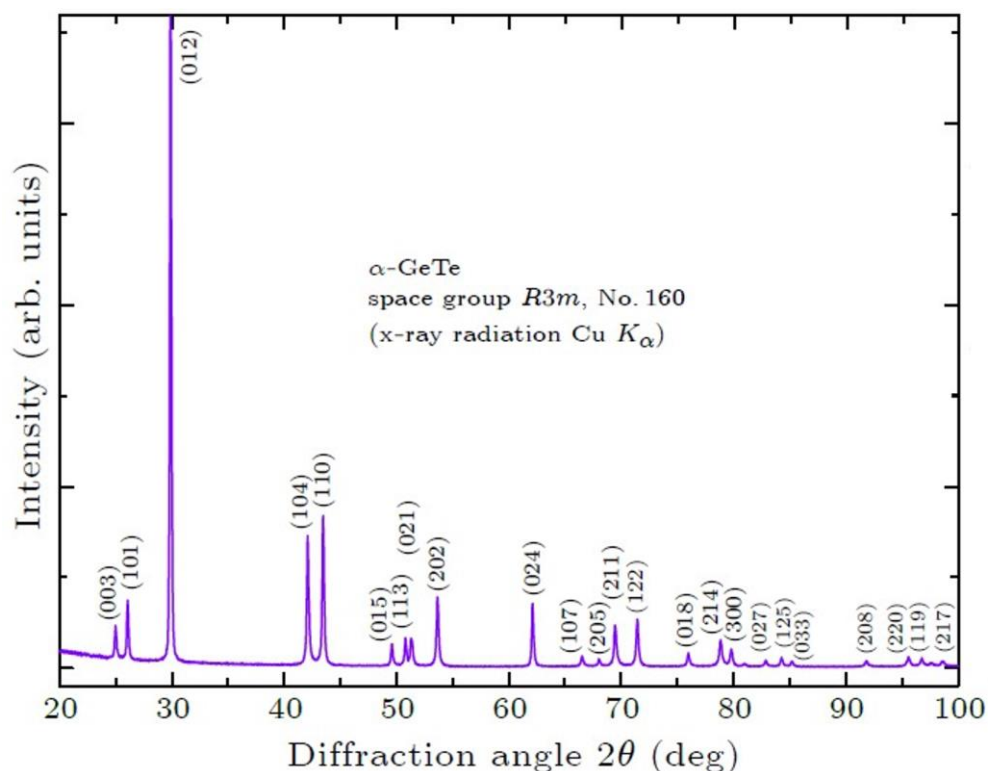


Рисунок 10 — Порошковая рентгеновская дифрактограмма ($\text{Cu K}\alpha_1$ излучение), полученная для измельченного монокристалла GeTe

3) Альтермагнетик MnTe

Материал MnTe является альтермагнетиком и хорошо изучен как экспериментально [68,69,70,71,72,73,74], так и теоретически [75]. Важно то, что MnTe характеризуется относительно высокой проводимостью даже при низких температурах [52,55] в отличие от большинства альтермагнитных материалов. Поэтому экспериментальные исследования наведенной эффектом близости сверхпроводимости удобно проводить для альтермагнетика MnTe .

MnTe синтезировали путем реакции элементов (99,99% Mn и 99,9999% Te) в вакуумированных кварцевых ампулах, медленно нагретых до 1050-1070 °C. Полученные загрузки расплавляли в графитовых тиглях под давлением аргона 10 МПа, затем гомогенизировали при 1200 °C в течение 1 ч. Кристаллы, выращенные методом градиентного замораживания, представляют собой группы монокристаллических областей объемом до 0,5-1,0 см³. Состав MnTe подтвержден методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Порошковый

рентгеноструктурный анализ подтверждает однофазность $\alpha - MnTe$ с пространственной группой $P6_3 / mmc$ № 194, как показано на рисунке 11.

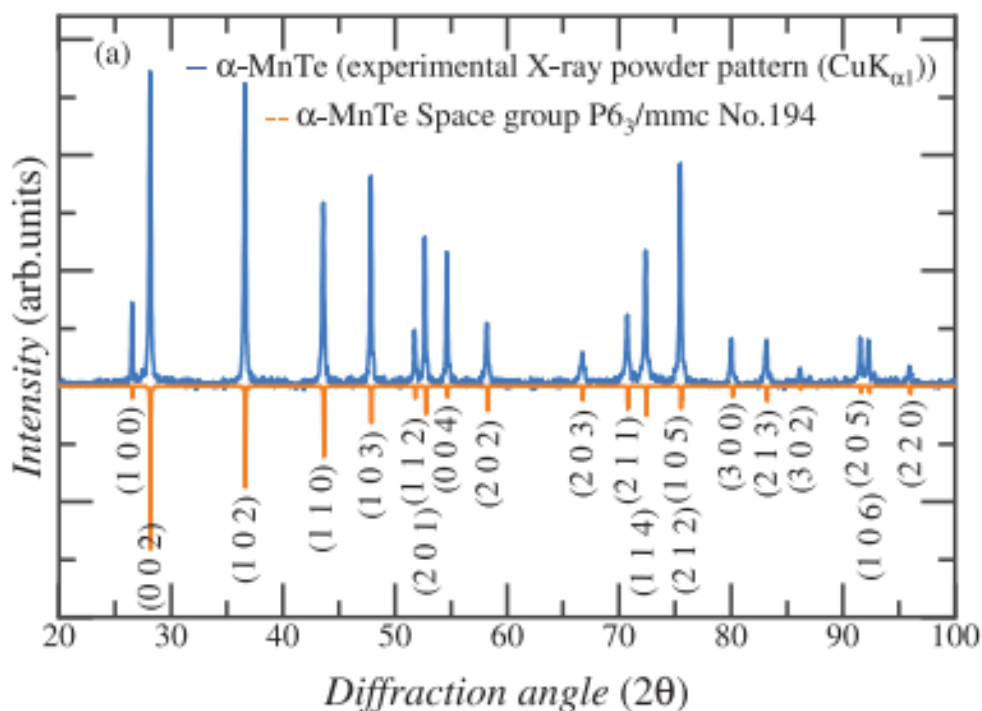


Рисунок 11 — Порошковая рентгеновская дифрактограмма ($Cu K\alpha_1$ излучение), полученная для измельченного монокристалла $MnTe$

Качество нашего материала $MnTe$ также было проверено в измерениях намагниченности [74]. $MnTe$ является собственным магнитным полупроводником при комнатной температуре с коллинеарно-антипараллельным упорядочением магнитных моментов Mn [68,69,70,71,72,73]. При температуре около 80 К в нулевом магнитном поле для чистого (стехиометрического) $MnTe$ было подтверждено понижение магнитной восприимчивости [76,77], как и общее поведение намагниченности [74].

Таким образом все представленные и используемые в данной работе материалы являются высококачественными монокристаллами, что предпочтительно для фундаментальных исследований.

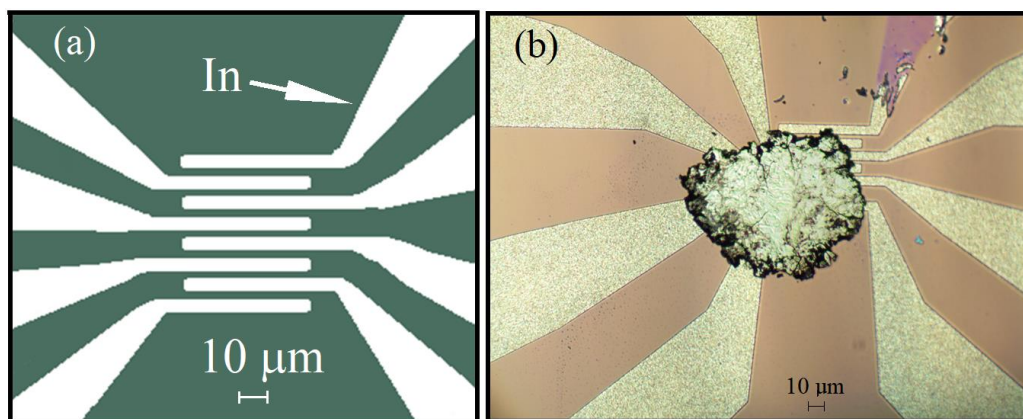
2.2 Изготовление образцов

Несмотря на то, что $NiTe_2$ и $GeTe$ можно отслоить до двумерных монослоев, аналогично стандартной технике подготовки образцов графена, однако, топологические полуметаллы по сути являются трехмерными объектами [4]. А для монокристалла $MnTe$ не существует определенной плоскости спайности, поэтому его невозможно отслаивать на монослой. С другой стороны, только трехмерный $MnTe$ предсказывается как альтермагнетик [75].

Таким образом, нам приходится выбирать относительно толстые (более 0,5-1 мкм) монокристаллические чешуйки, что также обеспечивает однородность образца. В этом случае желаемая экспериментальная геометрия не может быть создана обычным травлением мезы. Поэтому толстые чешуйки требуют специальную отлаженную технологию подготовки образцов, которая была запатентована нашей лабораторией [78]. Сначала необходимо создать металлические контакты из удобного сверхпроводящего материала, в качестве которого используется индий. После термического напыления индия толщиной 100 нм на стандартную оксидированную кремниевую подложку методом взрывной литографии формируются индиевые контактные дорожки, как показано на рисунке 12(а). Шаблон индиевых дорожек (их относительное расположение и расстояние между ними) определяет геометрию проведения транспортных экспериментов.

Монокристаллические чешуйки получают путем механического отщепления из исходного слитка. С помощью оптического микроскопа мы выбираем чешуйки шириной 100 мкм с бездефектной поверхностью. Выбранная чешуйка сразу же переносится на шаблон индиевых дорожек и затем однократно прижимается к дорожкам другой чистой подложкой из диоксида кремния, после чего последняя удаляется. Подложки располагаются строго параллельно с помощью лекальных тисков, чтобы избежать скольжения кристалла. В результате на нижней поверхности монокристаллической чешуйки формируются планарные переходы

монокристалл-сверхпроводник, как показано на рисунке 12(b). Геометрическая площадь для лучших переходов составляет примерно $5 \times 50 \text{ мкм}^2$.



(a) – схема индиевых контактных дорожек без монокристаллической чешуйки для демонстрации одной из экспериментальных геометрий. (b) – Оптическое изображение индиевых контактных дорожек с прижатым к ним монокристаллом.

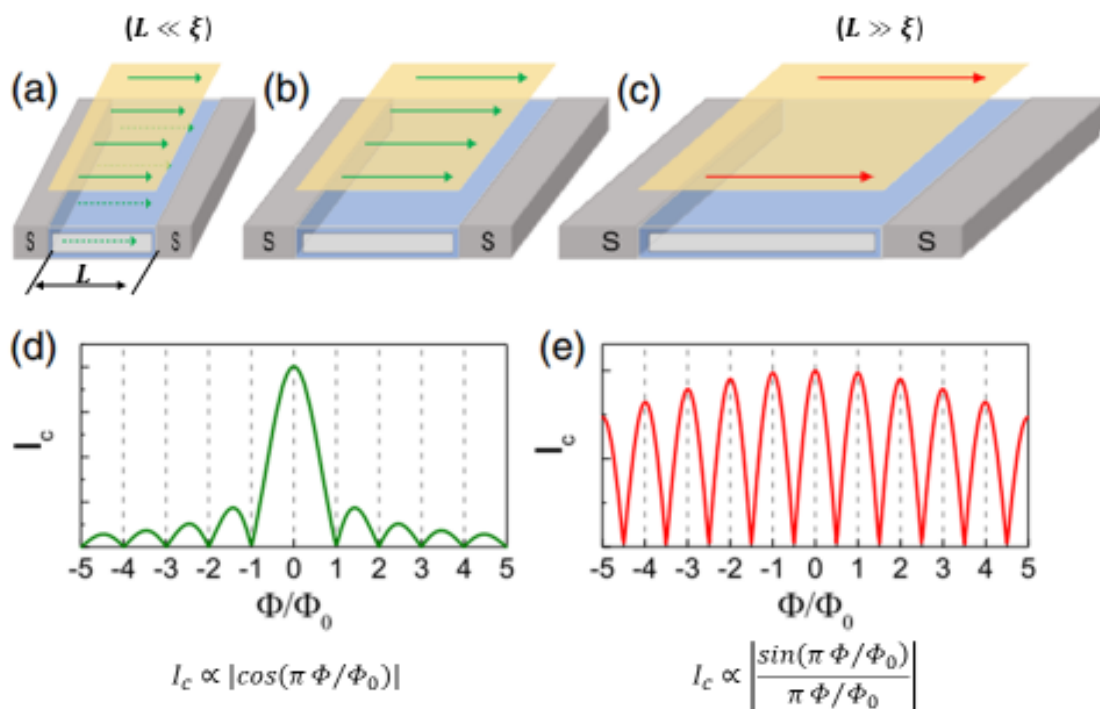
Рисунок 12 — Технология изготовления образца

Эта процедура обычно обеспечивает прозрачные SN переходы, стабильные при различных циклах охлаждения, что было проверено ранее для широкого спектра материалов [60,79,80,81,82,83]. Таким образом, они подходят и для формирования SNS переходов. Дополнительным преимуществом является то, что эти переходы и поверхность между ними защищены от любого загрязнения подложкой SiO_2 , поскольку они расположены на нижней стороне толстой чешуйки.

2.3 Методика исследования и экспериментальное оборудование

Транспортные исследования материалов в режиме сверхпроводящего эффекта близости основаны на двух явлениях, поведение которых отражает свойства материала. Основной проблемой таких измерений для топологических полуметаллов с бесщелевым объемным спектром [4] является выявление вклада их поверхностных состояний. Однако вблизи сверхпроводника длина когерентности

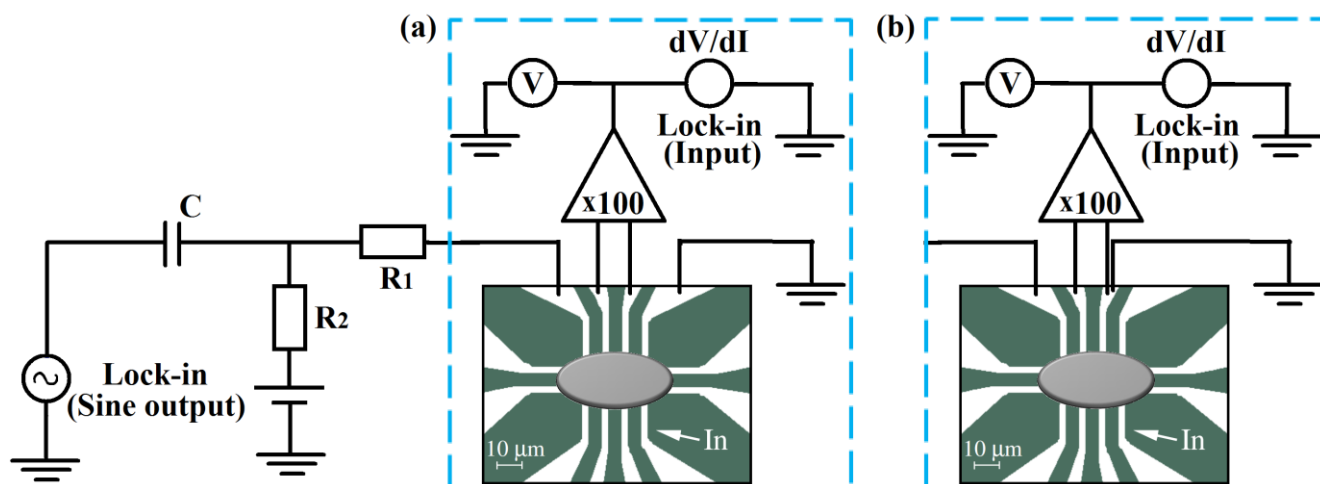
(ξ) для объемных носителей гораздо меньше, чем для топологических поверхностных (или краевых) состояний, которые способны переносить сверхток на чрезвычайно большие расстояния [79,80,81,84,85,86,87]. Кроме того, неоднородное распределение сверхтока отражается в эффекте Джозефсона, как показано на рисунке 13. Например, это может привести к СКВИД-подобной зависимости критического тока от магнитного поля [79,88,89] и/или к дробному нестационарному эффекту Джозефсона [80,90,91].



(a) – (c): Схема джозефсоновского перехода, в котором сверхток протекает через объем и поверхность (a), только поверхность (b) и только края перехода (c). (d) – Фраунгоферская зависимость критического тока от магнитного поля, когда сверхток равномерно протекает через переход. (e) – СКВИД-подобная зависимость критического тока, когда сверхток протекает по краям. Из работы [99].

Рисунок 13 — Распределение сверхтока и интерференция в джозефсоновских переходах разной длины

Для исследования материалов в режиме сверхпроводящего эффекта близости используется схема с задачей тока, как показано на рисунке 14.



(a) – Схема для исследования эффекта Джозефсона; (b) – Схема для исследования эффекта андреевского отражения. Постоянный ток модулируется переменной компонентой и усиленный сигнал от образца измеряется вольтметром и фазочувствительным синхронным детектором для получения вольт-амперных характеристик и их аналоговых производных соответственно.

Рисунок 14 — Электрическая цепь для проведения экспериментальных исследований

Постоянный ток задается калибратором напряжения и резистором R_1 . Генератор фазочувствительного синхронного детектора (Lock-in) задает к постоянной составляющей напряжения малую переменную компоненту. Переменный ток задается сопротивлением R_1 , а резистор R_2 необходим, чтобы часть переменного тока подавалась на образец. Задающее сопротивление R_1 гораздо больше любых других сопротивлений в цепи (резистора R_2 , сопротивления образца и проводов). Конденсатор C на выходе генератора отделяет его землю от земли калибратора и не позволяет затекать постоянному току в генератор. В электрической цепи используется широкополосный предусилитель с коэффициентом усиления $k = 100$. Вольтметр измеряет усиленный постоянный сигнал V . Показания напряжения измеренные фазочувствительным синхронным детектором пропорциональны дифференциальному сопротивлению dV/dI . Мы проверяем, что сигнал не зависит от частоты модуляции в широком диапазоне частот, который определяется применяемыми фильтрами.

Одновременно измеряется классическая вольт-амперная характеристика $V(I)$ при помощи вольтметра и, по сути, ее производная аналоговым образом при

помощи фазочувствительного синхронного детектора – зависимость дифференциального сопротивления от приложенного тока $dV/dI(I)$.

Таким образом для исследования магнитотранспортных явлений и эффекта Джозефсона применяется стандартная четырехточечная методика, показанная на рисунке 14(a). Для исследования андреевского отражения используется трехточечная методика, показанная на рисунке 14(b). В последнем случае заземляющий провод находится на одном из контактов (металлическая пленка) с потенциальным проводом. Из-за того, что сопротивление между контактами исследуемых материалов (их объемная проводимость достаточно высокая) гораздо меньше сопротивления перехода материал-контакт, то измеренная разность потенциалов будет отражать в основном падение напряжения на заземленной границе раздела материал-контакт.

Как было сказано выше, в качестве сверхпроводящего материала используются индиевые пленки толщиной 100 нм. Поэтому необходимая температура для исследования андреевского отражения должна быть ниже сверхпроводящего перехода в индии, которая составляет $T_c \approx 3,4$ К [92]. В этом случае можно использовать стандартный криостат откачки паров He^4 . При откачивании внешним насосом паров He^4 жидкость достигает температуры 1,4 К, что достаточно для сверхпроводящего перехода индиевых пленок. Для исследования эффекта Джозефсона необходимы более низкие температуры. Для этих целей используется криостат растворения He^4/He^3 непрерывного цикла, который позволяет работать при температурах от 30 мК до 1,2 К. Оба криостата оснащены сверхпроводящим соленоидом, который позволяет создавать магнитные поля для исследования магнитотранспортных явлений. Также используется генератор ВЧ сигналов для исследования нестационарного эффекта Джозефсона.

Глава 3. Дробный нестационарный эффект Джозефсона как свидетельство топологических петлевых состояний в дираковском полуметалле второго типа $NiTe_2$

Как было сказано ранее, топологические полуметаллы, как и другие топологические материалы [1,2,3,94,95], приобретают топологически защищенные поверхностные состояния благодаря соответствию объем-граница [4]. В отличие от топологических изоляторов, дираковские полуметаллы характеризуются бесщелевым объемным спектром с касанием зон в некоторых отдельных точках Дирака. В вейлевских полуметаллах каждая точка касания расщепляется на два вейлевских узла с противоположными киральностями, а их поверхностные состояния (ферми-арки) образованы кривыми, связывающими проекции на поверхностную зону Бриллюэна их киральных вейлевских точек в объеме. Поэтому топологические поверхностные состояния являются киральными для вейлевских материалов [4]. Для дираковских полуметаллов поверхностные состояния геликоидальные, как и для топологических изоляторов [3].

3.1 Мотивация

Недавно стало понятно, что помимо хорошо известных трехмерных объемных дираковских состояний и двумерных состояний на поверхности (ферми-арки), должны существовать одномерные петлевые состояния [96] находящиеся на пересечениях поверхностей дираковских полуметаллов [97,98]. Как указано в работе [96], дираковские полуметаллы демонстрируют петлевые состояния как универсальные, прямые следствия дираковских точек в объеме. Эти петлевые состояния представляют собой новый вид краевых состояний изолятора

черновского типа, поэтому они являются киральными даже для дираковских полуметаллов [96,97].

Как уже обговаривалось ранее, основной проблемой транспортных исследований является выявление вклада поверхностных состояний в топологических полуметаллах с бесщелевым объемным спектром [4]. Вблизи сверхпроводника топологические поверхностные (или краевые) состояния способны переносить сверхтоки на чрезвычайно большие расстояния [79,80,81,84,85,86,87], пока длина когерентности для объемных носителей гораздо меньше. Кроме того, неоднородное распределение сверхтока отражается в эффекте Джозефсона. Например, это может привести к СКВИД-подобной картине подавления критического тока [79,88,89] и/или к дробному нестационарному эффекту Джозефсона [80,90,91] с полуцелыми ступеньками Шапиро.

Идея эксперимента [99] заключается в том, чтобы различить разные типы токопроводящих состояний, поскольку длина когерентности в одномерном канале петлевых состояний должна быть больше, чем в поверхностном и объемном. В результате стандартная интерференционная картина Фраунгофера в коротком джозефсоновском переходе сменяется на СКВИД-подобную для переходов длиной 1 мкм на основе Cd_3As_2 [99], поскольку в этом случае в переносе сверхтока доминируют несколько петлевых каналов.

Так для типичного дираковского полуметалла Cd_3As_2 в $Al - Cd_3As_2 - Al$ и $Nb - Cd_3As_2 - Nb$ переходах было зарегистрировано наблюдение π - и 4π -периодической зависимости тока от фазы [87,90]. Для коротких (100 нм) переходов дробный нестационарный эффект Джозефсона (с π -периодической зависимостью) связан с интерференцией между объемным и поверхностным вкладами сверхтоков [90], а исчезновение $n=1$ ступеньки Шапиро (4π -периодическая зависимость) отражает геликоидальную природу топологических поверхностных состояний в дираковских полуметаллах и для переходов длиной 1 мкм [87].

Благодаря топологическому происхождению эффект также не должен зависеть от конкретного материала, поэтому подобно дираковскому материалу Cd_3As_2 , в $NiTe_2$ были теоретически предсказаны петлевые состояния [100].

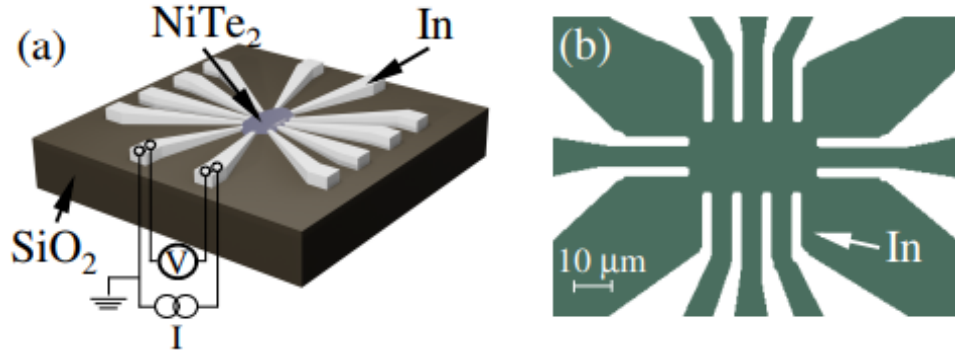
Объемная длина когерентности ξ в $NiTe_2$ меньше по сравнению с Cd_3As_2 из-за меньшего среднего свободного пробега l_e , что должно дополнительно подавлять объемный сверхток. Вклад от топологических поверхностных состояний проявляется как эффект джозефсоновского диода в параллельном магнитном поле [60,101]. Таким образом петлевой сверхток был продемонстрирован в джозефсоновском переходе субмикронного размера на основе $NiTe_2$ в виде СКВИД-подобной картины подавления критического тока вследствие подавления объемного сверхтока магнитным полем [100]. Однако, чтобы подтвердить топологическую (киральную) природу предсказанных петлевых состояний в дираковских полуметаллах целесообразно исследовать нестационарный эффект Джозефсона в длинных SNS переходах на основе $NiTe_2$.

3.2 Экспериментальные результаты

Мы экспериментально исследуем джозефсоновский ток между двумя сверхпроводящими индиевыми контактами на расстоянии 5 мкм, соединенные монокристаллом дираковского полуметалла второго типа $NiTe_2$. Для этого применяется четырехточечный метод измерения. Пример электрических соединений показан на рисунке 15(а): один контакт In заземлен, через соседний подается ток I ; между этими двумя индиевыми контактами измеряется падение напряжения V с помощью других проводов. В этой схеме соединения исключены все сопротивления проводов, что необходимо для низкоомных $In - NiTe_2 - In$ переходов (сопротивление нормального состояния 0,25 – 5 Ом в данном эксперименте).

Важно, что четырехточечное сопротивление между двумя золотыми контактами с расстоянием 5 мкм в нулевом магнитном поле [60] является конечным (0,1 Ω), поэтому объемная сверхпроводимость [102] для монокристаллических чешуек $NiTe_2$ при атмосферном давлении отсутствует даже при сверхнизкой (~ 30 мК) температуре [60].

Длина свободного пробега l_e в $NiTe_2$ может быть оценена как $l_e \approx 4$ мкм из четырехточечного измерения сопротивления [60]. Она меньше, чем интервалы $L = 5$ мкм между индиевыми контактами на рисунке 15.



(a) – схематическое изображение образца с контактными индиевыми дорожками и внешними электрическими соединениями; (b) – изображение схемы индиевых контактных дорожек без чешуйки $NiTe_2$ для демонстрации экспериментальной геометрии. Толстая (более 0,5 мкм) механически отщепленная чешуйка $NiTe_2$ помещается на предварительно заданную схему индиевых дорожек, с 5 мкм интервалом между дорожками, для формирования $In - NiTe_2 - In$ переходов. Транспорт электронов исследуется между двумя соседними сверхпроводящими индиевыми контактами по четырехточечной методике, при этом все сопротивления проводов исключаются.

Рисунок 15 — Схематическое изображение образца и контактов на поверхности подложки SiO_2

Длину L следует сравнивать с длиной когерентности диффузионного SNS-перехода [103,104], которую можно оценить по формуле 1.

$$\xi = \sqrt{l_e \cdot \hbar \cdot v_F^N / (\pi \cdot \Delta_{In})} \approx 300 \text{ нм}, \quad (1)$$

где $l_e \approx 4$ мкм – длина свободного пробега;

$v_F^N \approx 10^7$ см/с – скорость Ферми;

$\Delta_{In} = 0,5$ мэВ – сверхпроводящая щель индия [92].

В силу очевидного соотношения $L/\xi > 10$ нельзя ожидать объемного джозефсоновского тока в наших SNS переходах $In - NiTe_2 - In$ длиной $L = 5$ мкм. Эта оценка хорошо согласуется с результатами работы [60], где не было

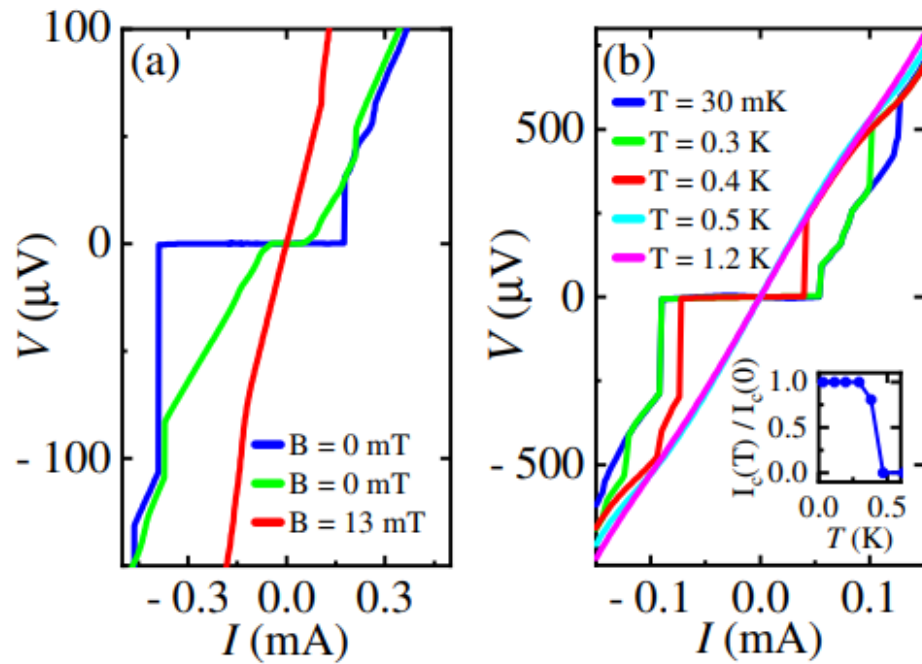
обнаружено объемного вклада в сверхток на поверхности $NiTe_2$ между двумя сверхпроводящими контактами на расстоянии 1 мкм.

Индиевые контакты являются сверхпроводящими ниже критической температуры [92] $T_c \approx 3,4$ К. Однако мы наблюдаем джозефсоновский ток только ниже 1 К, поэтому измерения проводятся в криостате растворения с рабочей температурой 30 мК. Для исследования нестационарного эффекта Джозефсона образец облучается высокочастотным электромагнитным излучением через открытую коаксиальную линию. В силу специфики криостата растворения мы вынуждены ограничивать частоту излучения 0,5 ГГц и мощностью 7 дБм, температура смеси в этом случае всегда ниже 60 мК.

Чтобы получить $I - V$ характеристики, мы задаем постоянный ток I и измеряем падение напряжения V . На рисунке 16 представлены кривые $I - V$ для трех различных образцов. Нормальное сопротивление $In - NiTe_2 - In$ перехода варьируется от $\approx 0,2 \Omega$ в (а) до 5Ω в (b), что обусловлено различным перекрытием чешуек $NiTe_2$ и индиевых контактных дорожек для разных образцов.

Несмотря на то, что $L \gg \xi$ для рассматриваемых $In - NiTe_2 - In$ переходов на рисунке 16 их вольт-амперные характеристики демонстрируют стандартное джозефсоновское поведение в нулевом магнитном поле и при сверхнизкой (30 мК) температуре. Во-первых, с помощью четырехточечного метода измерения мы непосредственно демонстрируем область нулевого сопротивления при малых токах. А во-вторых, ненулевое сопротивление проявляется в виде резких скачков при значениях тока $I_c \approx 0,05 - 0,4$ мА для различных образцов. Направление развертки тока - от положительных значений к отрицательным, поэтому критический джозефсоновский ток характеризуется левой (отрицательной) частью вольт-амперной характеристики. Полученные значения I_c значительно меньше критического тока для индиевых контактов, который можно оценить как ≈ 30 мА с учетом размеров контактных дорожек и известной [105] плотности критического тока индия $j \approx 3 \cdot 10^6$ А/см². В-третьих, кривая $I - V$ может перейти к стандартному омическому поведению, если сверхпроводящее состояние подавлено

магнитным полем (13 мТл) или температурой (выше 0,5 К), как соответственно показано на рисунке 16 (а) и (б).



Три различных образца имеют разный критический ток и нормальное сопротивление (синяя и зеленая кривая в (а) и синяя кривая в (б)). Асимметрия вольт-амперных характеристик обусловлена направлением развертки тока - от положительных значений к отрицательным. Подавление состояния с нулевым сопротивлением показано в (а) для $B = 13$ мТл направленного перпендикулярно к плоскости образца (красная кривая) при температуре 30 мК и в (б) для различных температур в нулевом магнитном поле. На вставке показана зависимость нормированного критического тока $I_c(T)/I_c(0)$ от температуры.

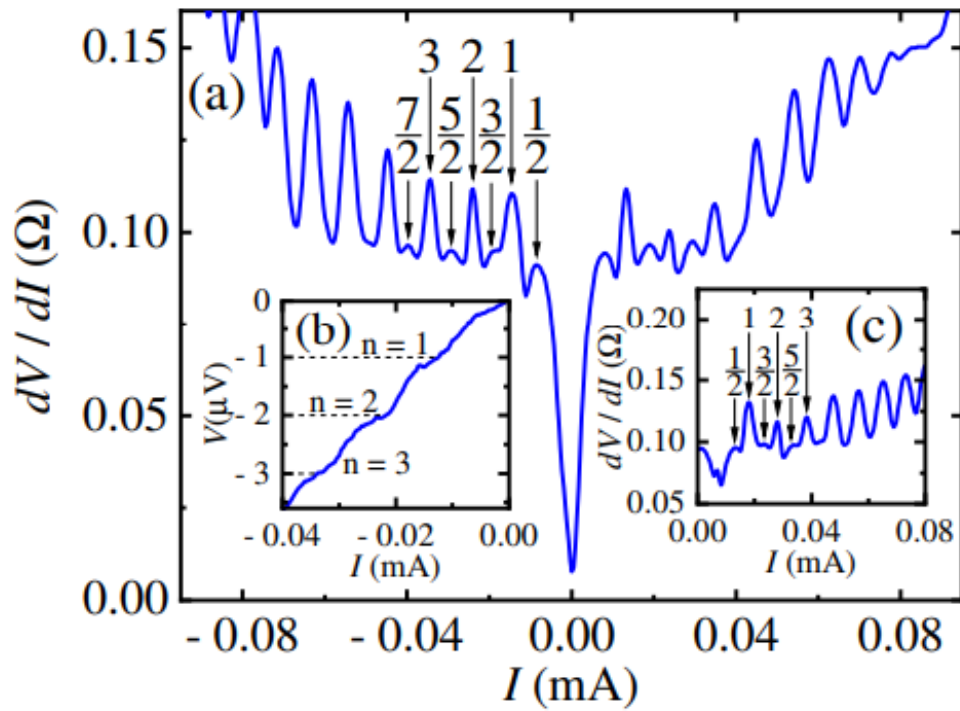
Рисунок 16 — Стандартные вольт-амперные характеристики для различных образцов с $In - NiTe_2 - In$ джозефсоновскими переходами

На вставке рисунка 16(б) показана необычная для длинных $L \gg \xi$ диффузионных $L > l_e$ SNS переходов [103,104] зависимость нормированного критического тока $I_c(T)/I_c(0)$ от температуры. С другой стороны, для наших $In - NiTe_2 - In$ переходов нельзя ожидать объемного джозефсоновского тока при $L/\xi > 10$. В работах [60,100,101] переносчиками джозефсоновского тока являются топологические поверхностные состояния, вероятно, из-за подавления обратного рассеяния.

Для исследования нестационарного эффекта Джозефсона мы облучаем джозефсоновский переход высокочастотным электромагнитным излучением. Однако, мы вынуждены ограничивать частоту излучения (0,5 ГГц) и мощность (7 дБм) чтобы избежать нагревания образца и смеси He_3/He_4 в криостате растворения через коаксиальные линии передачи электромагнитного излучения. Мощность падающего излучения на образец неизвестна, но температура смеси при облучении всегда ниже 60 мК. Для того, чтобы увеличить разрешение ступенек Шапиро мы снимаем кривые дифференциального сопротивления $dV/dI(I)$: постоянный ток I дополнительно модулируется небольшой (100 нА) переменной составляющей, переменное напряжение ($\sim dV/dI$) измеряется фазочувствительным синхронным детектором (lock-in amplifier). Подтверждено, что сигнал не зависит от частоты модуляции в диапазоне 100 Гц - 10 кГц, который определяется применяемыми фильтрами.

Дифференциальные характеристики $dV/dI(I)$ при облучении высокочастотным электромагнитным излучением показаны на рисунке 17. Основным экспериментальным результатом является наблюдение дробного нестационарного эффекта Джозефсона с π -периодической зависимостью тока от фазы.

Ступеньки Шапиро с целыми числами $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ видны на основном поле рисунка 17 как резкие эквидистантные пики dV/dI . Мы проверяем, что положения пиков dV/dI хорошо соответствуют центрам ступенек на обычных кривых $I - V$ (левая вставка к рисунку 17). Таким образом, при рассмотрении дифференциальных характеристик $dV/dI(I)$ следует сосредоточиться на пиках (а не на провалах), вероятно, из-за несовершенной формы ступенек на низких частотах и мощностях. На левой вставке к рисунку 17 ступеньки Шапиро расположены при $V = nhf/2e$, как и следовало ожидать для типичных SNS переходов с тривиальной 2π периодической зависимости тока от фазы $I_f \sim \sin(\varphi)$.



Целочисленные ступеньки Шапиро при $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ видны как резкие эквидистантные пики dV/dI . Мы проверяем, что пики хорошо соответствуют центрам ступенек на обычных кривых $I - V$ (например, на левой вставке, где пунктиром изображены ступеньки Шапиро на уровнях $V = nhf/2e$). Помимо целочисленных ступенек, имеются дробные при $n = 1/2, 3/2, 5/2$ и $7/2$ в виде небольших пиков dV/dI , причем некоторая асимметрия $dV/dI(I)$ связана с направлением развертки тока. На правой вставке показано качественно аналогичное поведение $dV/dI(I)$ с полуцелыми ступеньками Шапиро для другого образца. Данные получены в нулевом магнитном поле, температура образца всегда ниже 60 мК.

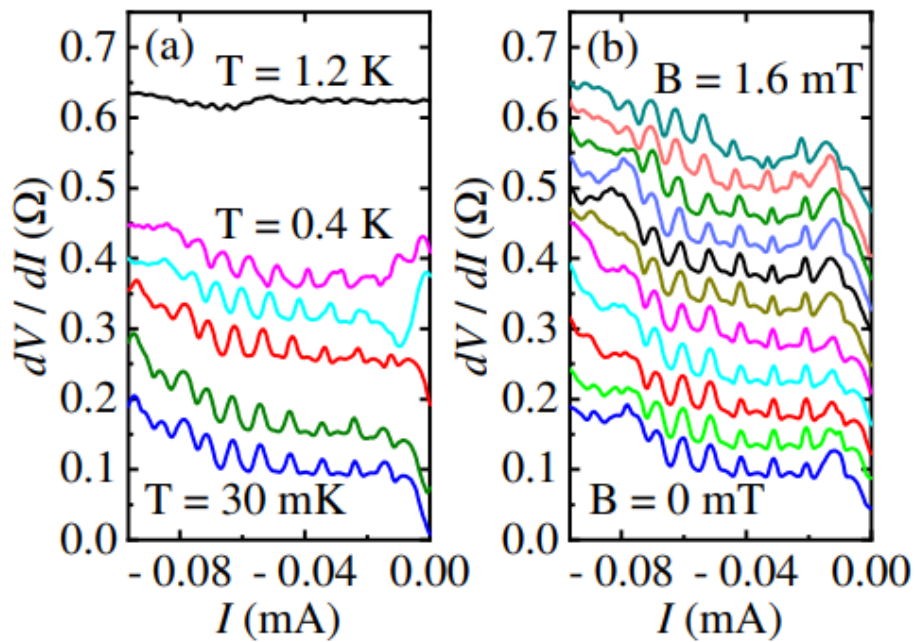
Рисунок 17 — Дифференциальные характеристики $dV/dI(I)$ различных $In - NiTe_2 - In$ переходов при облучении высокочастотным электромагнитным излучением частотой 0,5 ГГц и мощностью 7 дБм

Помимо целочисленных ступеней, мы наблюдаем небольшие, но заметные дробные ступеньки при $n = 1/2, 3/2, 5/2$ и $7/2$ в виде небольших пиков dV/dI . Пики появляются при малых токах I , их можно наблюдать как для положительных, так и для отрицательных значений тока. Некоторая асимметрия $dV/dI(I)$ связана с направлением развертки тока от положительных значений тока к отрицательным, поэтому правая часть $dV/dI(I)$ измеряется при развертке из резистивного состояния образца. Таким образом, мы демонстрируем π -периодическую

зависимость тока от фазы для дробного нестационарного эффекта Джозефсона в длинных $In - NiTe_2 - In$ переходах.

Это поведение хорошо воспроизводимо для различных образцов, например, кривая $dV/dI(I)$ при облучении высокочастотным электромагнитным излучением для другого образца представлена на правой вставке к рисунку 17 с целочисленными и дробными ступеньками Шапиро. Важно, что такая воспроизводимость не согласуется с возможными дефектами изготовления образца такими как закоротка индиевых контактов. В качестве дополнительных аргументов против дефектов изготовления можно отметить, что толщина пленки индия выбрана значительно меньше, чем расстояние между контактами ($100 \text{ нм} \ll 5 \text{ мкм}$), для избегания возможной закоротки. Значения критического тока в нулевом поле для данного $In - NiTe_2 - In$ перехода хорошо согласуются со значениями, полученными в работе [60], несмотря на разные материалы сверхпроводящих контактов. Также на рисунке 16 эффект Джозефсона полностью подавлен выше $0,5 \text{ К}$ и при магнитном поле 13 мТл , что значительно меньше значений для чистого индия [92]. Таким образом, следует заключить, что длинные $In - NiTe_2 - In$ переходы демонстрируют дробные ступеньки (π -периодическая зависимость тока от фазы), обусловленные свойствами дираковского полуметалла $NiTe_2$.

На рисунке 18(a) положения ступенек стабильны при низких температурах, а выше 200 мК они смещаются к меньшим значениям тока и исчезают выше $0,4 \text{ К}$. Дробные ступеньки Шапиро исчезают раньше. На рисунке 18(b) пики dV/dI также не чувствительны к слабым магнитным полям $B \ll B_c \approx 13 \text{ мТл}$. Такое поведение в основном отражает поведение критического тока I_c на рисунке 16, как и следовало ожидать для ступенек Шапиро.



(a) – зависимость $dV/dI(I)$ при различных температурах (30 мК, 0,1 К, 0,2 К, 0,3 К, 0,4 К и 1,2 К); b – зависимость $dV/dI(I)$ при различных магнитных полях (от 0 до 1,6 мТл с шагом 0,16 мТл). Ступеньки Шапиро не чувствительны к слабым магнитным полям $B \ll B_c \approx 13$ мТл в (b), но при повышении температуры выше 200 мК они смещаются к меньшим значениям тока и исчезают выше 0,4 К в (a), дробные ступеньки исчезают раньше. Такое поведение свойственно джозефсоновскому сверхтоку, как и следовало ожидать для ступенек Шапиро. Магнитное поле в (b) направленно перпендикулярно плоскости образца.

Рисунок 18 — Подавление целочисленных и дробных пиков dV/dI магнитным полем и температурой

3.3 Обсуждение

Прежде всего, объемная сверхпроводимость [102] для монокристаллических чешуек $NiTe_2$ при нормальном давлении не наблюдается даже при сверхнизких температурах. Объемная сверхпроводимость известна для $NiTe_2$ с дефицитом Те под давлением [102], но в нашем случае ее можно исключить, поскольку: (I) объемная сверхпроводимость не наблюдается для наших кристаллов $NiTe_2$ согласно данным по четырехточечному сопротивлению из работы [60]; (II) рентгеновская спектроскопия показывает почти стехиометрический кристалл

$Ni_{1-x}Te_2$ с небольшим дефицитом Ni ($x < 0,06$); (III) в данном эксперименте отсутствует внешнее давление.

С другой стороны, на поверхности $NiTe_2$ джозефсоновский ток переносят топологические поверхностные состояния [60,100,101]. Благодаря топологической защите поверхностные состояния могут эффективно переносить джозефсоновский ток, что отражается в медленном затухании $I_c(T)$, как показано на вставке к рисунку 16(b). В этом случае вполне естественно наблюдать целочисленные ступеньки Шапиро при $V = nhf/2e$, как и следовало ожидать для типичных SNS переходов с тривиальной 2π -периодической зависимости тока от фазы $I_f \sim \sin(\varphi)$.

Особенностью наших $In - NiTe_2 - In$ переходов является то, что мы не наблюдаем 4π -периодической зависимости в нестационарном эффекте Джозефсона: на рисунке 17 целочисленная $n=1$ ступенька Шапиро такая же явная, как и при $n=2$, а максимальное значение мощности высокочастотного электромагнитного излучения охватывает диапазон где исчезает ступенька при $n=1$, как указано в работах [87] и [90]. Более того, четная последовательность ступенек Шапиро обычно наблюдается [106] когда частота излучения ниже 1 ГГц, как и в нашем эксперименте. Однако 4π периодическая зависимость связана с геликоидальной природой [4] топологических поверхностных состояний в дираковских полуметаллах [87,90] и топологических изоляторах [106]. Таким образом, мы должны объяснить как наличие π -периодической зависимости, так и то, почему мы не наблюдаем 4π -периодической зависимости по сравнению с отмеченными работами [87,90].

Основным экспериментальным результатом является то, что дробный нестационарный эффект Джозефсона при π -периодической зависимости тока от фазы проявляется в виде дробных $n = 1/2, 3/2, 5/2$ и $7/2$ ступенек Шапиро. Для стандартных SNS переходов более высокая прозрачность слабых связей приводит к сильно перекошенной ток-фазовой зависимости [91,107,108], что обычно является причиной появления дробных ступенек Шапиро. Для наших длинных $\xi \ll L$ переходов можно ожидать, что именно большая подвижность электронов в

топологических поверхностных состояниях приводит к перекосу ток-фазового соотношения [108].

Даже в этом случае следует ожидать интерференции между одномерными каналами [109,110,111,112,113], которая, например, возникает при нетривиальном джозефсоновском распределении тока в топологических материалах [80,90,91]. Недавно была предсказана и экспериментально продемонстрирована π -периодическая ток-фазовая зависимость $\sin(2\varphi)$ для различных реализаций СКВИДов [114,115,116]. В случае коротких переходов для дираковского полуметалла Cd_3As_2 [87,90] интерференция (π -периодическая зависимость) может возникнуть, если поверхностные и объемные носители переносят джозефсоновский ток параллельно.

Каждый канал проводимости – через объемные дираковские фермионы, поверхностные состояния (ферми-арки) и топологические петлевые состояния – может быть выделен на основе их различных длин сверхпроводящей когерентности путем увеличения длины джозефсоновского перехода. В нашем случае нельзя ожидать [103,104] объемного джозефсоновского тока для $In - NiTe_2 - In$ переходов длиной 5 мкм из-за малой длины когерентности $\xi \ll L$ для объемных носителей. Геликоидальные поверхностные состояния могут переносить джозефсоновский ток на расстояние 1 мкм [60], тогда как для наших $In - NiTe_2 - In$ переходов это значение намного меньше, чем $L = 5$ мкм. Кроме того, мы не наблюдаем 4π -периодической зависимости, которая является отпечатком геликоидальных поверхностных состояний.

С другой стороны, петлевые состояния [97,98] были теоретически предсказаны и экспериментально продемонстрированы [100] в дираковском полуметалле второго типа $NiTe_2$. Интерференция петлевых мод может объяснить все наши наблюдения: джозефсоновский ток для длинных $In - NiTe_2 - In$ переходов, а также наблюдение π -периодической ток-фазовой зависимости без 4π -периодической. Во-первых, длина когерентности в одномерном петлевом канале должна быть больше, чем в поверхностном и объемном состояниях, что приводит к доминированию сверхтока в петлевых каналах в длинных джозефсоновских

переходах [99]. Во-вторых, для одномерных петлевых состояний можно ожидать интерференцию сверхтока через состояния, локализованные на пересечениях между поверхностями, т.е. дробного нестационарного эффекта Джозефсона с π -периодической зависимостью [109,110,111,112,113]. В-третьих, топологические петлевые состояния наследуют киральное свойство краевых состояний черновского изолятора [96,97], поэтому они не должны демонстрировать 4π -периодическую зависимость тока от фазы.

Таким образом, наш эксперимент можно рассматривать не только как демонстрацию транспорта через топологические петлевые состояния в дираковском полуметалле $NiTe_2$, но и как подтверждение их кирального типа.

Глава 4. Возвратная, наведенная эффектом близости сверхпроводимость в вейлевском полуметалле *GeTe*

Вейлевские полуметаллы с нарушенной симметрией по обращению времени являются магнитоупорядоченными материалами [4,34,35,36], а вейлевские полуметаллы с нарушенной инверсионной симметрией должны приобретать объемную сегнетоэлектрическую поляризацию [4,5]. Благодаря отсутствию щели в объемном спектре [4], нецентросимметричный вейлевский полуметалл является естественным представителем новой концепции полярного металла [26,117,118,119].

4.1 Мотивация

Среди нецентросимметричных вейлевских полуметаллов особый интерес представляет *GeTe* [23,25] благодаря гигантскому расщеплению Рашбы [20,120,121]. В эпитаксиальных пленках *GeTe* было показано преобразование спина в заряд, управляемое внешним электрическим полем [23], а также продемонстрирована прямая корреляция между сегнетоэлектричеством и спиновыми текстурами [122]. Более того, выяснилось, что сегнетоэлектрик α — *GeTe* демонстрирует интригующую множественную нетривиальную топологию структуры электронных зон благодаря существованию тройных точек и вейлевских фермионов второго типа [64]. Зонные структуры с тройным пересечением зон довольно редки в конденсированном веществе. Это приводит, например, к сложной спиновой текстуре вокруг тройной точки [64].

Топологические материалы демонстрируют нетривиальную физику вблизи сверхпроводника. Ожидается, что топологические изоляторы позволят реализовать режим топологической сверхпроводимости [123], что стимулирует поиск

майорановских фермионов [124]. В таких гетероструктурах могут возникать поверхностные андреевские состояния с нулевой или близкой к нулевой энергией (нетопологического типа), как продемонстрировано в работах [125,126]. Кроме того, в однородных материалах с комбинированной намагниченностью и сильным спин-орбитальным взаимодействием, таких как сверхпроводники на основе урана [127,128,129,130,131,132], были обнаружены индуцированные магнитным полем возвратные эффекты. Возвратное поведение здесь обычно связывают с влиянием внешнего магнитного поля на спиновую подсистему, возможно, вблизи тройной точки или метамагнитного фазового перехода.

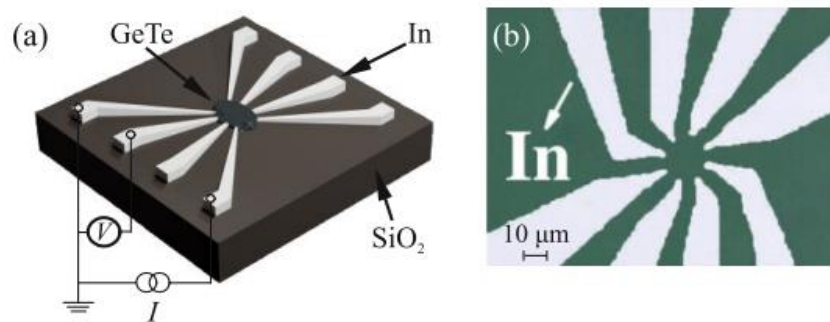
Таким образом, вследствие уникального набора особенностей (гигантское расщепление Рашбы, сегнетоэлектричество, существование тройных точек) в α — $GeTe$, целесообразно исследовать наведенную эффектом близости сверхпроводимость.

4.2 Экспериментальные результаты

Мы исследуем транспорт электронов через $In - GeTe$ переход по стандартной трехточечной методике: один индиевый контакт заземлен, соседний (на расстоянии 5 мкм) индиевый контакт используется для измерения напряжения, а ток подается через другой (отдаленный) контакт, как схематически показано на рисунке 19(а). Мы используем дополнительный (четвертый) провод к заземленному контакту, поэтому все сопротивления проводов исключаются, что необходимо для низкоомных образцов.

Преимущество предложенной трехточечной методики заключается в том, что она подходит как для исследования андреевского отражения на границе раздела, так и джозефсоновского тока. Если между двумя соседними индиевыми контактами нет сверхтока, потенциальный провод в основном отражает падение напряжения на заземленной границе раздела $In - GeTe$, то есть андреевское отражение. Если же потенциальный провод показывает ровно ноль, тогда две

соседние индиевые контактные дорожки связаны джозефсоновским током [79,80,81,60,82].



(а) – эскиз образца с контактными индиевыми дорожками и внешними электрическими соединениями. Толстая (1 мкм) механически отщепленная чешуйка *GeTe* помещается на предварительно заданный шаблон индиевых контактных дорожек для формирования нескольких *In – GeTe* переходов. Транспорт электронов измеряется по стандартной трехточечной методике. Дополнительный (четвертый) провод к заземленному контакту позволяет исключить все сопротивления проводов. Преимущество предложенной трехточечной методики заключается в том, что она подходит как для исследования андреевского отражения на границе раздела, так и джозефсоновского тока. (b) Изображение схемы индиевых контактных дорожек без чешуйки *GeTe* для демонстрации экспериментальной геометрии. Контакты сформированы методом взрывной литографии после термического напыления индия толщиной 100 нм на стандартной подложке *Si/SiO₂*. Индиевые контактные дорожки с шириной 2 мкм разделены интервалами в 5 мкм.

Рисунок 19 — Схематическое изображение образца и контактов на поверхности подложки SiO_2

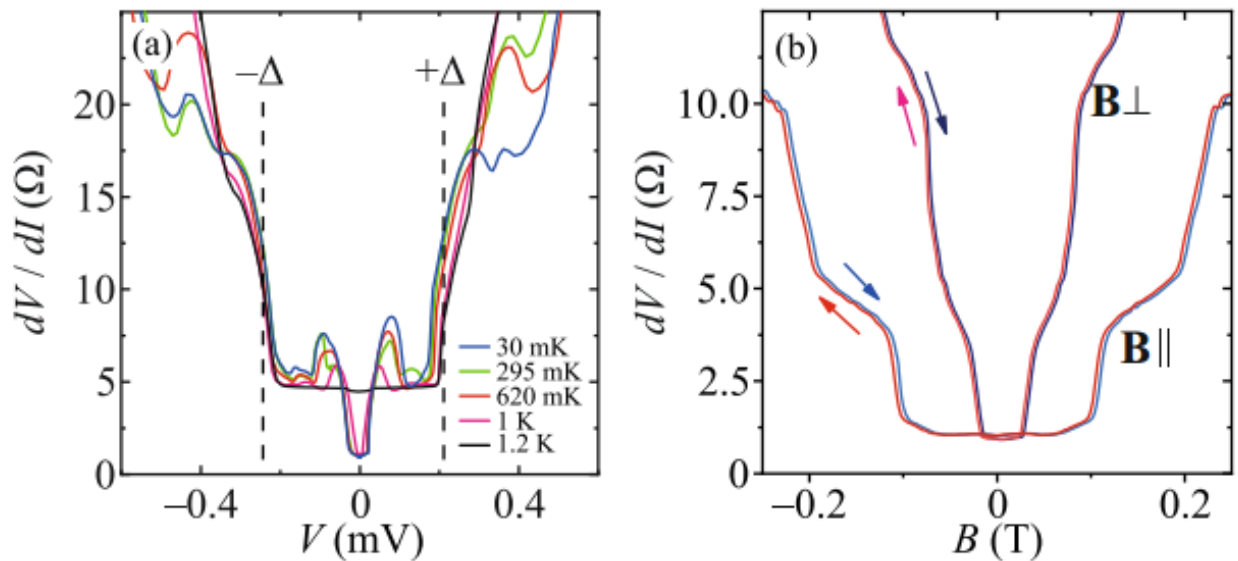
Для получения $dV/dI(V)$ и $dV/dI(I)$ характеристик постоянный ток дополнительно модулируется низкой (100 нА) переменной составляющей. Мы измеряем компоненты постоянного (V) и переменного ($\sim dV/dI$) напряжения с помощью вольтметра и фазочувствительного синхронного детектора типа "lock-in", соответственно. Подтверждено, что сигнал не зависит от частоты модуляции в диапазоне 0,1-10 кГц, который определяется применяемыми фильтрами. Приведенные ниже измерения выполнены в диапазоне температур 0,03-1,2 К в криостате растворения, оснащенный сверхпроводящим соленоидом.

4.2.1 Исследование андреевского отражения

В изготовленном образце сопротивление между двумя соседними индиевыми контактными дорожками всегда конечное, как показано рисунке 20(а). Таким образом, сверхпроводящий параметр порядка подавлен вдоль поверхности *GeTe* на расстояниях, значительно меньших, чем 5 мкм между индиевыми контактными дорожками, поэтому они не связаны сверхтоком. В этом случае измеренное падение напряжения отражает сопротивление заземленного *In – GeTe* перехода в трехточечной схеме соединения, как это показано на рисунке 19(а). Мы убедились, что для фиксированного заземленного индиевого контакта получаемая экспериментальная кривая не зависит от взаимного расположения контактов тока/напряжения, поэтому он действительно отражает сопротивление заземленного *In – GeTe* перехода без заметных примесей основного объема образца и границ раздела других контактов. Исходя из этих соображений, рисунок 20 следует анализировать с точки зрения андреевского отражения на единственном NS переходе.

На рисунке 20 кривые дифференциального сопротивления $dV/dI(V)$ демонстрируют хорошо выраженное поведение андреевского отражения. Поскольку андреевское отражение допускает подщелевой транспорт куперовских пар, экспериментально оно проявляется как падение сопротивления при напряжениях в пределах сверхпроводящей щели [133,134]. Как видно на рисунке 20(а), дифференциальное сопротивление уменьшается в некотором интервале смещения по напряжению, который обозначен вертикальными пунктирными линиями. Этот интервал составляет около $\pm 0,25$ мВ, но это значение примерно в два раза меньше известной объемной щели индия 0,5 мВ [92]. Из-за резкого спада дифференциального сопротивления в интервале смещения по напряжению $\pm 0,25$ мВ на рисунке 20(а) более точное значение щели должно быть получено из зависимости от магнитного поля. Подавление щели можно ожидать для индиевой пленки, поверх которой размещен кристалл *GeTe* с гигантским расщеплением

Рашбы [20], который характеризуется сильной спиновой поляризацией поверхности [65,122].



(a) – кривые $dV/dI(V)$ в нулевом магнитном поле при различных температурах. Дифференциальное сопротивление уменьшается в интервале смещения по напряжению $\pm 0,25$ мВ, показанный вертикальными пунктирными линиями. Температура слабо влияет на кривые $dV/dI(V)$, только аномалия нулевого смещения проявляется ниже 1 К. (b) – подавление андреевского отражения магнитным полем для перпендикулярной и параллельной ориентации поля к плоскости перехода. Гистерезис отсутствует для двух противоположных направлений развертки. Для планарной геометрии эксперимента естественно иметь анизотропию критического магнитного поля. На кривых наблюдается двухступенчатое подавление в виде двух перегибов на уровнях сопротивления ≈ 5 и ≈ 10 Ом. Первый перегиб – это подавление аномалии нулевого смещения, а второй – подавление андреевского отражения. Кривые $dV/dI(B)$ получены при нулевом смещении по напряжению и при самой низкой температуре 30 мК.

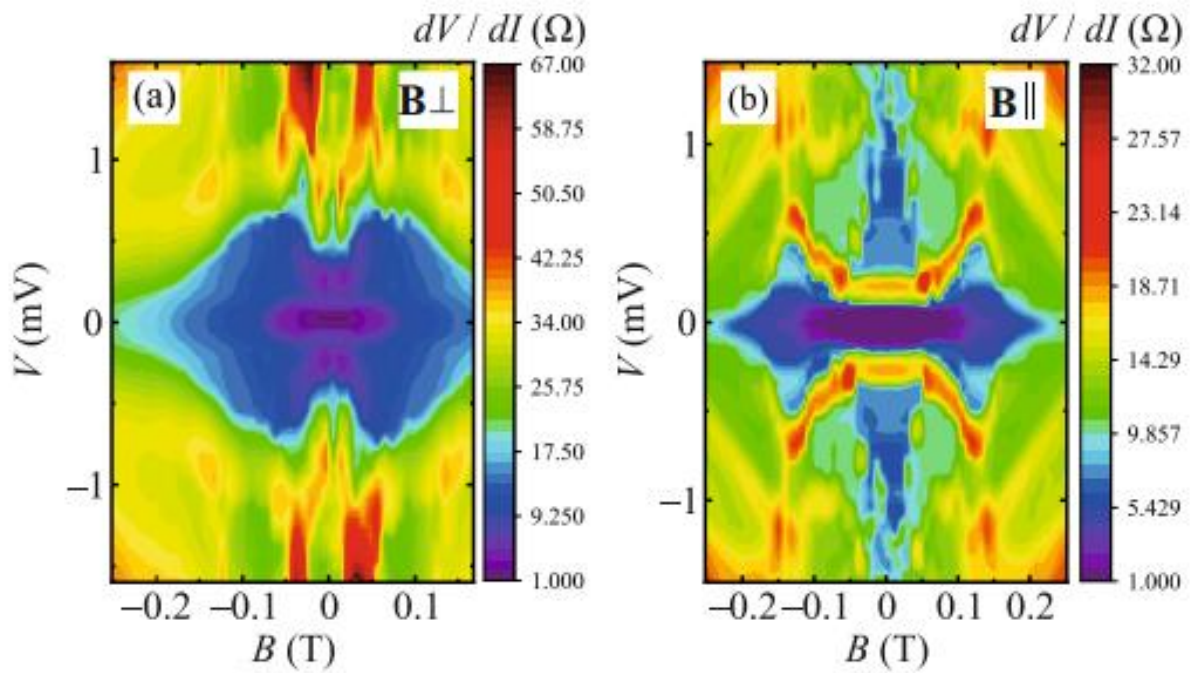
Рисунок 20 — Поведение дифференциального сопротивления dV/dI при андреевском отражении на границе раздела $In - GeTe$

Сверхпроводящая щель порядка 0,25 мВ не может быть подавлена температурой в нашем криостате растворения с рабочим диапазоном температур 0,03 – 1,2 К. Таким образом, температура слабо влияет на $dV/dI(I)$, только аномалия нулевого смещения проявляется ниже 1 К, как показано на рисунке 20(a). С другой стороны, андреевское отражение может быть подавлено магнитным полем [133,134].

Зависимость от магнитного поля показана на рисунке 20(b) для перпендикулярной и параллельной ориентаций поля, соответственно, при нулевом смещении по напряжению и при самой низкой температуре 30 мК. Наблюдается двухступенчатое подавление, проявляющееся в двух перегибах на уровнях сопротивления ≈ 5 и 10 Ом. Первый перегиб – это подавление аномалии нулевого смещения, а второй – подавление андреевского отражения. Коэффициент 2 между уровнями подтверждает высокую прозрачность *In – GeTe* перехода в нашем эксперименте [134]: сопротивление уменьшается в два раза в пределах сверхпроводящей щели. Таким образом, в качестве значения нормального сопротивления следует принять ~ 10 Ом, а это позволяет уточнить величину сверхпроводящей щели на рисунке 20(a) равной 0,25 мэВ.

В параллельной ориентации магнитного поля нулевая аномалия подавляется примерно при 100 мТл, а в перпендикулярной ориентации поля это значение меньше. Сверхпроводящая щель сохраняется до более высоких значений магнитных полей, которые составляют 0,2 и 0,075 Т, соответственно для параллельной и перпендикулярной ориентаций поля. Анизотропия значения критического магнитного поля на рисунке 20(b) естественна для планарной геометрии нашего эксперимента.

Детальная картина подавления щели довольно сложна, как показано на градиентном графике дифференциального сопротивления в осях магнитное поле – напряжение на рисунке 21 для двух ориентаций магнитного поля. Аномалия нулевого смещения подавляется монотонно (черный цвет, сопротивление около 1 Ом), а щель (синие области) резко увеличивается выше некоторого значения магнитного поля, которое составляет около 0,05 Т для перпендикулярного поля и 0,15 Т для параллельного (сопротивление ~ 10 Ом). Таким образом, картина подавления щели имеет форму бабочки, демонстрируя немонотонное поведение наведенной эффектом близости сверхпроводимости на поверхности монокристалла *GeTe*.



(a) – перпендикулярная ориентация магнитного поля к плоскости перехода; (b) – параллельная ориентация магнитного поля к плоскости перехода. Картина подавления щели имеет форму бабочки, демонстрируя немонотонное поведение наведенной эффектом близости сверхпроводимости на поверхности монокристалла *GeTe*. Сверхпроводящая щель частично подавлена в нулевом магнитном поле, но в некотором конечном поле (0,05 Т в перпендикулярной ориентации поля и 0,15 Т в параллельной) увеличивается почти до характерного объемного значения в индия, а затем уменьшается до полного подавления. Данные получены при температуре 30 мК.

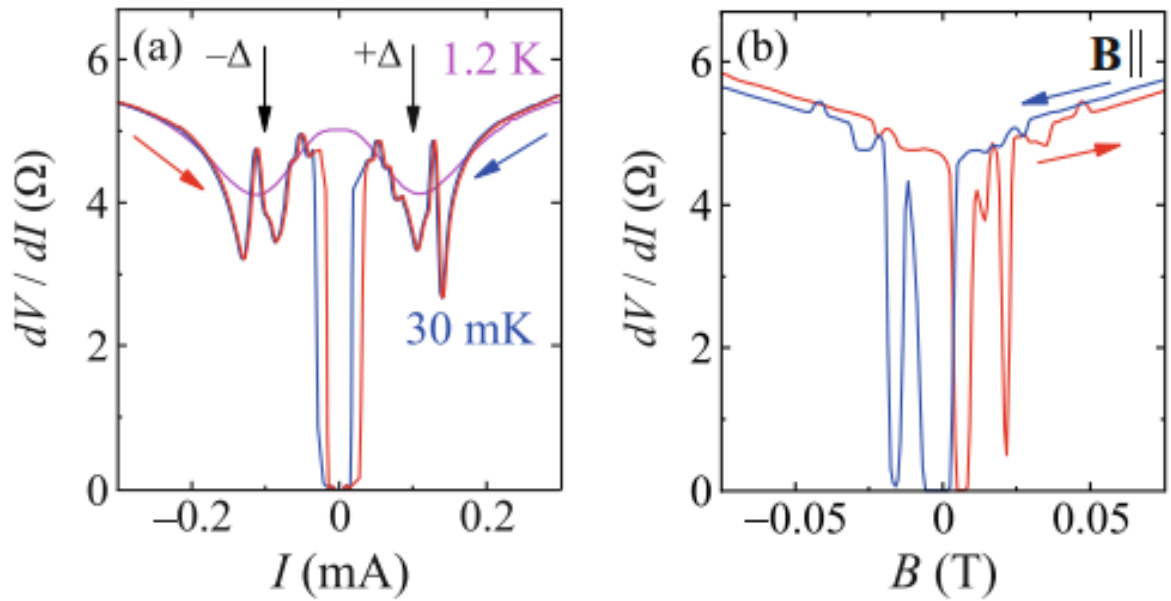
Рисунок 21 — Подробные градиентные графики подавления щели для двух ориентаций магнитного поля

4.2.2 Исследование джозефсоновского сверхтока

Если сверхпроводящая щель подавлена из-за свойств поверхности *GeTe* [65,122], то на них может легко повлиять диффузия индия. Поэтому после исследования андреевского отражения образцы нагреваются в течение 3 мин до 200 °С. Известно, что область диффузии индия в этом случае составляет около 100-200 нм, так что она все еще на порядок меньше, чем расстояние между индиевыми контактными дорожками. Однако дифференциальное сопротивление dV/dI сильно изменяется, что показано на рисунке 22.

Значение сопротивления аномалии нулевого смещения при самой низкой температуре (30 мК) уменьшается до нуля (рисунок 22а). Поэтому джозефсоновский ток соединяет две близкорасположенные контактные индиевые дорожки, используемые для измерения падения напряжения на $In - GeTe - In$ переходе. Область нулевого сопротивления слегка асимметрична для каждого направления развертки тока, поэтому существует обычный джозефсоновский гистерезис тока переключения для двух противоположных направлений развертки тока. Диапазон токов на рисунке 22а значительно ниже критического тока индия, который для наших размеров контактов мы можем оценить как ~ 30 мА с известным [105] значением $j = 3 \cdot 10^6$ А/см². Мы проверили это независимо и действительно наблюдаем что-то вроде 28-33 мА для разных образцов.

Джозефсоновский ток подавлен выше температуры 1 К (рисунок 22а), поэтому кривая $dV/dI(I)$ имеет стандартную форму андреевского отражения [134] при температуре 1,2 К. Наблюдаются два минимума сопротивления при смещении по току $\sim \pm 0,1$ мА, они изображены стрелками. Чтобы получить значение щели, необходимо значение смещения по току, указанное стрелками на рисунке 22а, пересчитать в значение смещения по напряжению. Если значение нормального сопротивления ~ 5 Ом, то сверхпроводящую щель можно оценить как $0,1 \text{ мА} \times 5 \text{ Ом} = 0,5 \text{ мВ}$, что хорошо согласуется с объемной щелью индия [92]. Этот результат подтверждает процесс диффузии индия, поэтому спин-поляризованные поверхностные состояния теперь не оказывают влияния на измеренное значение сверхпроводящей щели.



(a) – зависимость $dV/dI(I)$ при температуре 30 мК (синяя и красная кривая для двух противоположенных направлений развертки тока) и при 1,2 К (пурпурная кривая). Хорошо видны состояния нулевого сопротивления и гистерезис тока переключения. Джозефсоновский ток подавлен выше 1 К по температуре, поэтому кривая дифференциального сопротивления $dV/dI(I)$ при температуре 1,2 К (пурпурная кривая) имеет стандартную форму андреевского отражения. Объемная сверхпроводящая щель индия 0,5 мэВ проявляется как два минимума сопротивления (показаны стрелками) при смещении по току $\sim \pm 0,1$ мА. Из-за диффузии индия спин-поляризованные поверхностные состояния не оказывают влияния на измеренное значение сверхпроводящей щели. (b) – Подавление джозефсоновского тока магнитным полем для двух противоположных направлений развертки поля при температуре 30 мК. Кривые демонстрируют эффект возврата: при развертке магнитного поля из области сверхпроводящего состояния (нулевого сопротивления) джозефсоновский ток вновь появляется при некотором конечном магнитном поле, а именно около $-0,02$ Т для синей кривой и около $+0,02$ Т для красной кривой.

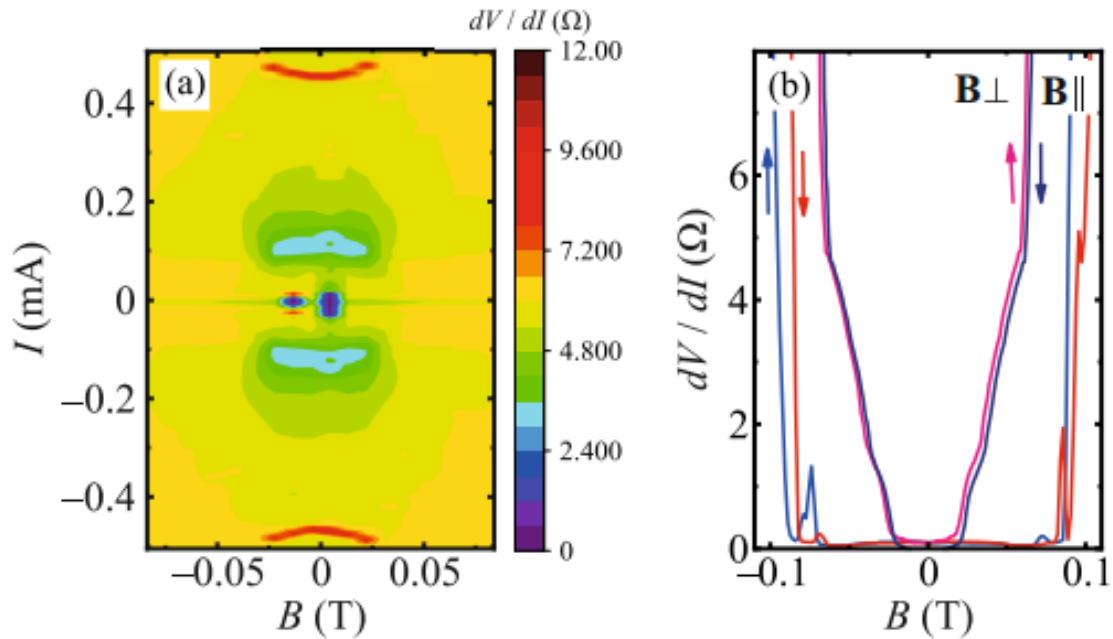
Рисунок 22 — Джозефсоновское поведение $In - GeTe - In$ перехода

На рисунке 22b показано подавление джозефсоновского тока магнитным полем для двух противоположных направлений развертки. В отличие от кривых на рисунке 20b, форма которых свойственна андреевскому отражению, на рисунке 22b виден заметный гистерезис при изменении направления развертки поля. Кроме того, кривые демонстрируют возвратное поведение джозефсоновского тока: при развертке из сверхпроводящего состояния (нулевого сопротивления) джозефсоновский ток подавляется при некотором значении магнитного поля, и вновь появляется при более высоких полях, например, около 0,02 Т для синей кривой на рисунке 22b. Критическое магнитное поле пленок индия сильно зависит

от толщины пленки [92]. Сообщалось [92], что оно достигает 110 мТл для пленок толщиной 100 нм, что мы и подтверждаем для наших контактных индиевых дорожек.

Эффект возврата также показан на градиентном графике (рисунок 23а) дифференциального сопротивления в осях магнитное поле – ток. Параллельное магнитное поле изменяется от положительных значений к отрицательным, при каждом значении поля снимается зависимость дифференциального сопротивления от тока $dV/dI(I)$. Состояние нулевого сопротивления образует две отдельные области, которые разделены областью конечного сопротивления, которая хорошо соответствует синей кривой на рисунке 22b. Асимметрия градиентного графика обусловлена направлением развертки магнитного поля, как и на рисунке 22b.

Качественно схожее возвратное поведение джозефсоновского тока наблюдается для разных образцов. В качестве примера на рисунке 23b приведена полевая зависимость $In - GeTe - In$ перехода с максимальным значением критического поля. Для этого образца джозефсоновский ток подавляется при отклонении от состояния нулевого сопротивления и вновь появляется около $\pm 0,1$ Т в параллельной ориентации поля. В перпендикулярной ориентации магнитного поля на рисунке 23b критический ток значительно меньше, а кривые $dV/dI(B)$ почти симметричны и возвратного поведения не наблюдается. Даже на рисунке 23b диапазон полей все еще ниже критического поля индиевых контактных дорожек (отметим также температурную зависимость в [92]).



(a) – градиентный график дифференциального сопротивления в осях магнитное поле - ток, демонстрирующий возвратное поведение джозефсоновского тока для образца с рисунка 22. Параллельное к плоскости перехода магнитное поле изменяется от положительных значений к отрицательным (как для синей кривой на рисунке 22b), при каждом значении поля снимается зависимость дифференциального сопротивления от тока $dV/dI(I)$. Состояние нулевого сопротивления образует две различные области, которые разделены конечными значениями сопротивления. (b) – Возвратное поведение джозефсоновского тока для другого образца. При отклонении от состояния нулевого сопротивления джозефсоновский ток подавляется и вновь появляется при $\pm 0,1$ Т. При перпендикулярной к плоскости перехода ориентации магнитного поля критический ток значительно меньше, а кривые $dV/dI(B)$ почти симметричны и возвратное поведение не наблюдается. Все данные получены при температуре 30 мК.

Рисунок 23 — Возвратное поведение джозефсоновского тока

4.3 Обсуждение

Мы обнаружили немонотонные эффекты от приложенного внешнего магнитного поля в $In - GeTe$ переходе, в том числе возвратную сверхпроводимость в джозефсоновских $In - GeTe - In$ переходах. В последнем случае сверхток вновь возникает при некотором конечном магнитном поле, как

показано на рисунках 22 и 23. Для $In - GeTe$ перехода с андреевским отражением на границе раздела (рисунок 21) сверхпроводящая щель частично подавлена в нулевом магнитном поле, а при некотором конечном поле сначала увеличивается почти до значения неподавленной щели и потом подавляется до полного исчезновения.

Возвратная фазовая когерентность широко известна в сверхпроводящих композитах, например, как указано в работе [135] и в ссылках в ней. В этих разупорядоченных системах она обычно объясняется процессами локализации/делокализации электронов. Этот механизм не может быть применен к нашим однородным монокристаллическим образцам $GeTe$. Существует также возможность наблюдения [136] немонотонного эффекта от магнитного поля на ток переключения джозефсоновских переходов с пространственно разделенными зондами тока и напряжения из-за улучшенной термализации квазичастиц магнитным полем. Для наших образцов заземленный контакт всегда используется в качестве одного из потенциальных, что устраняет проблему термализации. Кроме того, мы не наблюдаем никаких изменений для различных конфигураций контактов. Так же предсказано, что в однородных образцах из слоистых квазидвумерных триплетных сверхпроводников [137,138,139,140,141] будет наблюдаться возвратная сверхпроводимость при изменении внешнего магнитного поля. Однако одно из основных предположений этой квазидвумерной модели в том, что длина когерентности сверхпроводника меньше или сопоставима с расстоянием между слоями, а это не соответствует нашим образцам.

Поскольку индий является обычным s-волновым сверхпроводником, наблюдаемые эффекты должны быть в основном связаны с эффектом близости сверхпроводника и нецентросимметричного (сегнетоэлектрического) топологического полуметалла $\alpha - GeTe$ [63,64], обладающего специфическими свойствами.

Прежде всего, нелегированный $GeTe$ не является сверхпроводником [142, 143]. Для наших монокристаллов анализ порошковой рентгеновской дифракции подтверждает чистоту однофазного $GeTe$, кроме того, состав $GeTe$ подтверждается

энергодисперсионной рентгеновской спектроскопией. Даже после нагрева образца область диффузии индия составляет около 100–200 нм, поэтому поверхность *GeTe* не является сверхпроводящей между индиевыми контактными дорожками на расстоянии 5 мкм.

Существует несколько характерных особенностей α – *GeTe*, которые, по-видимому, играют важную роль для эффекта близости в *In–GeTe* переходе. Прежде всего, важную роль могут играть топологические поверхностные состояния с нетривиальными спиновыми текстурами [64,65]. Кроме того, существуют нетривиальные спиновые текстуры с ненулевыми числами спиновой намотки в объеме α – *GeTe*, которые связаны с вейлевскими фермионами второго типа вокруг тройных точек электронной зонной структуры [64]. Также выраженное спин-орбитальное расщепление [64,65] может влиять на наведенную эффектом близости нечетную триплетную компоненту сверхпроводящего параметра порядка и на транспорт заряда в целом.

Таким образом, вполне естественно моделировать гетероструктуры *In–GeTe* как SFN-переходы с некоторой определенной намагниченностью и сильным спин-орбитальным взаимодействием. Неоднородная спиновая поляризация, которая может быть включена в спиновые текстуры, усложняет модель и приводит к немонотонному поведению в магнитных полях [144,145,146].

Что касается андреевского отражения, то на рисунке 20а объемная щель индия частично подавлена до значения в 0,25 мэВ из-за спин-поляризованных поверхностных состояний *GeTe* [65]. Это подавление исчезает после диффузии индия (пурпурная кривая на рисунке 22а), что подтверждает важную роль поверхностных состояний и обратного эффекта близости как причины подавления щели в нулевом поле на рисунках 20 и 21. Внешнее магнитное поле может изменить спиновую конфигурацию, так что оно сначала увеличивает сверхпроводящую щель почти до объемного значения 0,5 мэВ, а затем подавляет ее до нуля в более высоких магнитных полях (рисунок 21). В эффекте Джозефсона сверхток течет вдоль поверхности *GeTe* между индиевыми контактными дорожками в планарной (рисунок 19) экспериментальной геометрии. Вместе с значением щели критический

ток частично подавляется начальной спиновой поляризацией поверхностных состояний, который восстанавливается за счет изменения спин-поляризованных поверхностных состояний в конечных полях до полного подавления эффекта Джозефсона (рисунок 22 и 23).

Таким образом, мы объясняем подавление (или восстановление) параметра порядка последствием обратного эффекта близости в структурах из сверхпроводника и ферромагнетика [21,147,148,149,150,151,152,153,154,155,156]. В топологических материалах обратный эффект близости определяется соотношением между наведенными эффектом близости синглетными и триплетными корреляциями, которые, как правило, можно регулировать путем изменения внешнего магнитного поля [157]. В переходах сверхпроводник-вейлевский полуметалл подавление параметра порядка может быть очень чувствительно к относительной ориентации между приложенным магнитным полем (слабее критического поля сверхпроводника) и поверхностной намагниченностью [24]. Относительная ориентация также может контролировать наличие пика при нулевой энергии в локальной плотности состояний в гибридных SF-системах в присутствии обменного поля вместе со спин-орбитальным взаимодействием в ферромагнетике [158]. Более того, в таких двухслойных SF-системах было предсказано выраженное немонотонное поведение критической температуры перехода в зависимости от направления обменного поля [158]. В нашем эксперименте суммарное зеемановское поле, образованное неколлинеарными внешними магнитным и обменным полями, должно испытывать некоторое эффективное вращение при изменении значения приложенного поля.

Предлагаемое качественное описание в некоторой степени сходно с эффектами возврата, вызванными полем, которые были обнаружены в однородных материалах с комбинированной намагниченностью и сильным спин-орбитальным взаимодействием, таких как сверхпроводники на основе урана [127,128,129,130,131,132].

Однако для однозначной интерпретации экспериментальных результатов необходимы более подробные теоретические исследования. Например,

немонотонная зависимость критической температуры перехода от поля возникает после перехода в состояние Фульде–Феррелла–Ларкина–Овчинникова (ФФЛО) [159,160,161,162] в гибридных слоистых гетероструктурах SFN. Физика ФФЛО (обзоры в [155] и [21]) основана на куперовском спаривании с конечным импульсом на фоне зеемановского расщепления, что обычно приводит к затухающим колебаниям волновых функций куперовских пар через ферромагнитный слой [163,164,165,166,167,168]. Когда трехслойная SFN гетероструктура находится в состоянии ФФЛО и колебания происходят вдоль слоев, глубина проникновения и критическая температура перехода может проявлять немонотонную зависимость от магнитного поля, что может привести к возвратному поведению при изменении параллельного магнитного поля [161]. В SFN гетероструктурах немонотонное поведение может иметь место, когда магнитное поле перпендикулярно границам раздела [162]. В двухслойной SF гетероструктуре в состоянии ФФЛО параметр порядка и критическая температура перехода могут быть увеличены с увеличением параллельного поля [169,161]. В пятислойных SFNFS гетероструктурах также могут происходить переходы из π -состояния в 0-состояние [161]. Хотя сценарий ФФЛО может в целом приводить к возвратному поведению и выглядит потенциально многообещающим, роль сильного спин-орбитального взаимодействия в этих эффектах еще не была проанализирована, что имеет решающее значение для топологического полуметалла *GeTe*.

Глава 5. Особенности андреевского отражения в SN структуре на основе альтермагнетика $MnTe$

Вблизи сверхпроводника топологические материалы демонстрируют нетривиальную физику, обусловленную связью между спином и импульсом, которая в различных случаях может приводить к топологической сверхпроводимости и существованию майорановских мод [124,170,171,172]. Это касается не только топологических изоляторов [123,173,174,175], но и вейлевских полуметаллов, где эффект близости, как предсказывается, приводит к зеркальному (межзонному) андреевскому отражению [19], подобно случаю в графене [176,177], а также к различным типам спаривания куперовских пар, затухающих в глубине образца [178].

5.1 Мотивация

Сверхпроводимость в альтермагнетиках до сих пор изучалась только теоретически [51]. Например, сверхпроводимость может возникать в больших магнитных полях из исходного нормального состояния альтермагнетика в нулевом поле [12]. Также обсуждаются возможности топологической сверхпроводимости и существования майорановских мод [13,179,180,181].

Без внешнего магнитного поля предсказаны зависящие от ориентации эффекты в различных сверхпроводник-альтермагнетик-сверхпроводник (SNS) структурах [11,14] и сверхпроводник-альтермагнетик (SN) структурах [15,16,182,183]. В обычном ферромагнетике, в отличие от классического антиферромагнетика, число каналов проводимости для двух спинов не одинаково, поэтому обычная андреевская проводимость [133,134] подавлена. Хотя особенности андреевского отражения, связанные со структурой ферми

поверхности, могут возникать и на границах между зонным антиферромагнетиком и s- или d-волновым сверхпроводником [184,185,186,187].

Альтермагнетик иногда ведет себя как антиферромагнетик, а иногда как ферромагнетик, в зависимости от межфазной ориентации альтермагнетика по отношению к сверхпроводнику. Поэтому в случае альтермагнетиков можно ожидать возможных качественных модификаций андреевского отражения. Также рассматривался разупорядоченный SN переход для различных ориентаций альтермагнетика [15,16]. Для альтермагнетика контуры постоянной энергии представляют собой эллипсы с главными осями, расположенными под некоторым углом к границе раздела SN структуры. Из-за связи между спином и импульсом, а также несоответствия фермиевских волновых векторов, андреевское и нормальное отражения зависят от ориентации SN перехода. Поэтому альтермагнетик должен быть менее чувствителен к наличию беспорядка на границе раздела, чем нормальный металл [15,16].

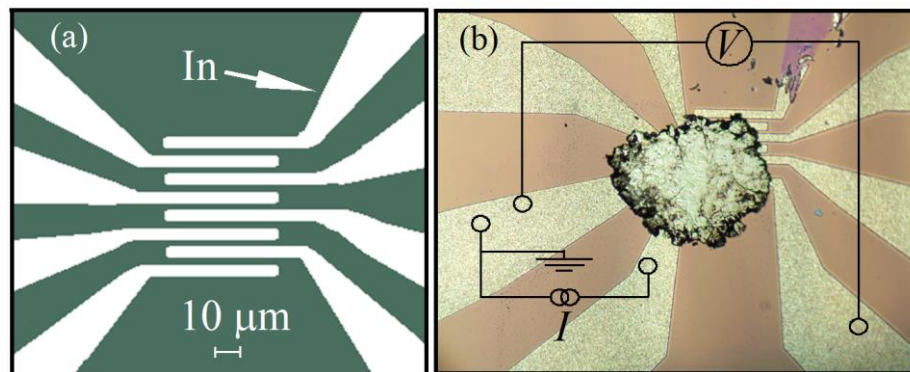
Вскоре после теоретического предсказания альтермагнетизма в диэлектрических материалах, где экспериментальное изучение различных физических эффектов транспортными методами было затруднено, появились кандидаты в полупроводниковых материалах. Среди них *MnTe* оказался наиболее удобным альтермагнетиком, обладающий конечной проводимостью даже при гелиевых температурах [52,55].

5.2 Экспериментальные результаты

Мы изучаем транспорт электронов через *In – MnTe* переход по стандартной трехточечной методике: один индиевый контакт заземлен, соседний (на расстоянии 2 мкм) индиевый контакт используется для измерения напряжения, а ток подается через другой контакт, как схематически представлено на рисунке 24(b). Мы используем дополнительный (четвертый) провод к заземленному индиевому контакту, поэтому все сопротивления проводов исключены. Для получения

дифференциальных $dV / dI(I)$ характеристик постоянный ток I дополнительно модулируется низкой (100 нА) переменной составляющей. Мы измеряем переменную составляющую напряжения ($\sim dV / dI$) с помощью фазочувствительного синхронного детектора. Подтверждено, что сигнал не зависит от частоты модуляции ниже 100 Гц, которая определяется применяемыми фильтрами. Значения постоянного тока значительно меньше критического тока для индиевых контактных дорожек, который можно оценить как ≈ 30 мА с учетом размеров дорожек и известной [105] плотности критического тока индия $j \approx 3 \times 10^6$ А/см².

Индиевые контакты находятся в сверхпроводящем состоянии ниже критической температуры перехода [92] $T_c \approx 3,4$ К, поэтому некоторые измерения могут быть выполнены в стандартном криостате откачки паров He^4 . Большинство приведенных ниже результатов получены в диапазоне температур 30 мК - 1,2 К в криостате растворения, оснащённом сверхпроводящим соленоидом.



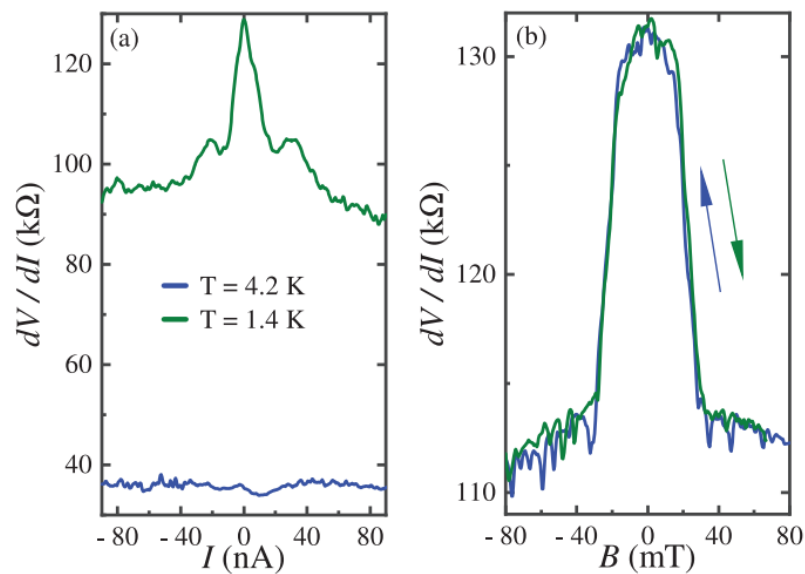
(а) – схема индиевых контактных дорожек шириной 5 мкм, разделенные интервалом в 2 мкм. (б) – Оптическое изображение образца с электрическими соединениями. После переноса монокристаллической чешуйки MnTe на индиевые контактные дорожки были сформированы планарные $\text{In} - \text{MnTe}$ переходы. Исследование электронного транспорта через $\text{In} - \text{MnTe}$ переход проводится с помощью стандартной трехточечной методики.

Рисунок 24 —Изображение образца на основе MnTe с электрическими соединениями

На рисунке 25(а) показано дифференциальное dV / dI сопротивление $\text{In} - \text{MnTe}$ перехода при температурах 4,2 К и 1,4 К. При высокой температуре 4,2 К

кривые dV/dI практически не зависят от приложенного тока, демонстрируя стандартное омическое поведение.

В трехточечной методике измеряемое сопротивление представляет собой сумму сопротивления $In - MnTe$ перехода, а также сопротивление индиевого контакта и области объема $MnTe$ между контактами. Если первый член доминирует, то потенциальный контакт в основном отражает падение напряжения на одной границе раздела $In - MnTe$, то есть отражает транспорт заряда между альтермагнетиком $MnTe$ и индиевым сверхпроводником.



(a) – Дифференциальное dV/dI сопротивление $In - MnTe$ перехода при температуре 4,2 К и 1,4 К. При высокой температуре 4,2 К кривая dV/dI практически не зависит от приложенного тока, демонстрируя стандартное омическое поведение. При низкой температуре 1,4 К кривая $dV/dI(I)$ является сильно нелинейной в диапазоне токов ± 40 нА: на кривой дифференциального сопротивления наблюдается симметричный пик при нулевом смещении по току с двумя сателлитными пиками. (b) – Полевая зависимость пика сопротивления при нулевом смещении по току. Пик подавляется выше ± 40 мТл для перпендикулярной ориентации магнитного поля к границе раздела. Показаны кривые для двух направлений развертки поля.

Рисунок 25 — Вольт-амперные и полевые характеристики $In - MnTe$ перехода

Измеренное сопротивление составляет около 40 $k\Omega$ на рисунке 25(a), что значительно выше, чем объемное сопротивление $MnTe$. Последнее может быть оценено как менее 100 Ом для наших интервалов из прямых четырехточечных

измерений, что хорошо соответствует известным значениям [52,55]. Поскольку индий в нормальном состоянии также имеет низкое сопротивление, измеренное dV / dI отражает транспортные характеристики только границы раздела $In - MnTe$. Этот вывод подтверждается также независимостью dV / dI от взаимного положения контактов тока и напряжения. В отличие от аналогичных контактов индия с топологическими полуметаллами [60,79,80,81,82,83], измеренное сопротивление довольно велико для площади перехода 5×50 мкм², что, вероятно, связано с загибом зон [188] и/или беспорядком на границе раздела [189].

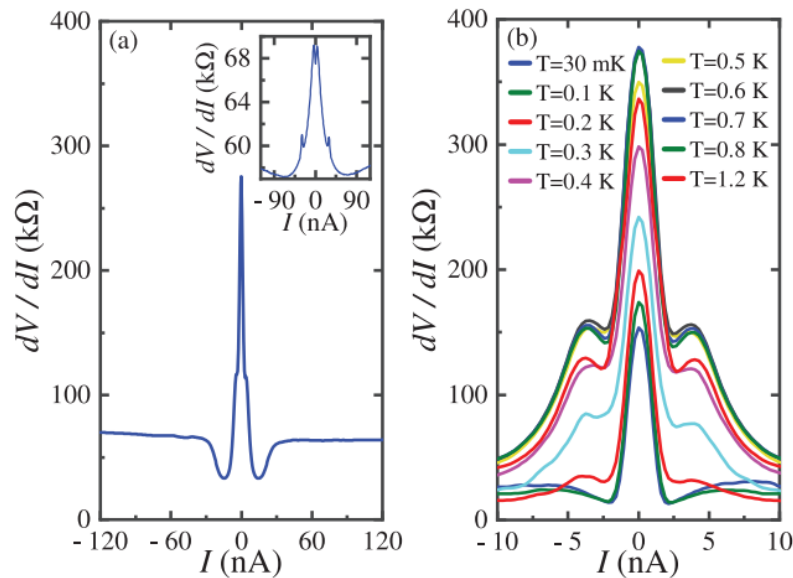
При низкой температуре 1,4 К индиевые контакты находятся в сверхпроводящем состоянии [92]. Сопротивление $In - MnTe$ перехода даже увеличивается до значения около 100 кОм, как показано на рисунке 25(a). Однако экспериментальная кривая $dV / dI(I)$ теперь сильно нелинейная: дифференциальное сопротивление симметрично увеличивается в пределах ± 40 нА, напоминая стандартное андреевское отражение [133,134] на разупорядоченной границе раздела [190,191,192,193]. Эту аналогию подтверждает и зависимость от магнитного поля: пик сопротивления при нулевом смещении по току (рисунок 25(a) при 1,4 К) сохраняется только в пределах магнитного поля ± 40 мТл, как показано на рисунке 25(b), что близко к критическому магнитному полю в индии [92]. Таким образом, мы хотим подчеркнуть, что нелинейность $dV / dI(I)$ на рисунке 25 проявляется только для температур и магнитных полей ниже сверхпроводящего перехода в индии.

Обычно нельзя ожидать андреевского отражения для высокоомного перехода: даже если рассматривать наш планарный $In - MnTe$ переход как одноканальный точечный контакт с сопротивлением канала h / e^2 , оно будет намного меньше полученного значения 90 кОм по обе стороны от предполагаемой сверхпроводящей щели. Кроме того, для перехода с сопротивлением 90 кОм сверхпроводящая щель индия в 0,5 мВ [92] соответствует диапазону тока $\pm 5,5$ нА, тогда как экспериментальное значение ± 40 нА (рисунок 25(a)) на порядок выше.

Несмотря на эти противоречия, вывод об андреевском отражении на границе раздела $In - MnTe$ также подтверждается универсальностью наблюдаемого поведения, как показано на рисунке 26(a) для двух различных образцов при 1,2 К.

На основном графике рисунка 26(a) наблюдается резкий пик dV / dI при нулевом смещении по току, который сопровождается двумя симметричными минимумами dV / dI (также известными как пики когерентности в дифференциальной проводимости [134]). При более высоких значениях тока дифференциальное сопротивление сохраняется на уровне ≈ 75 кОм в широком диапазоне токов. Такое симметричное поведение в точности соответствует разупорядоченной границе раздела с андреевским отражением [134,190], но не соответствует одночастичным потенциалам, например, барьеру Шоттки на поверхности полупроводника. На вставке к рисунку 26(a) показано качественно аналогичное поведение более прозрачного $In - MnTe$ перехода: нормальное сопротивление перехода составляет около 60 кОм (что все еще выше $\hbar / e^2$), также имеются два симметричных минимума сопротивления (пики когерентности проводимости), а сопротивление пика при нулевом смещении по току значительно меньше, чем на основном графике рисунка 26(a). Как и на рисунке 25(a), положения пиков когерентности соответствуют смещению по напряжению на 4,5 мВ и 1,1 мВ для вставки и основного графика рисунка 26(a), соответственно. Эти значения также слишком велики для сверхпроводящей щели индия в 0,5 мВ.

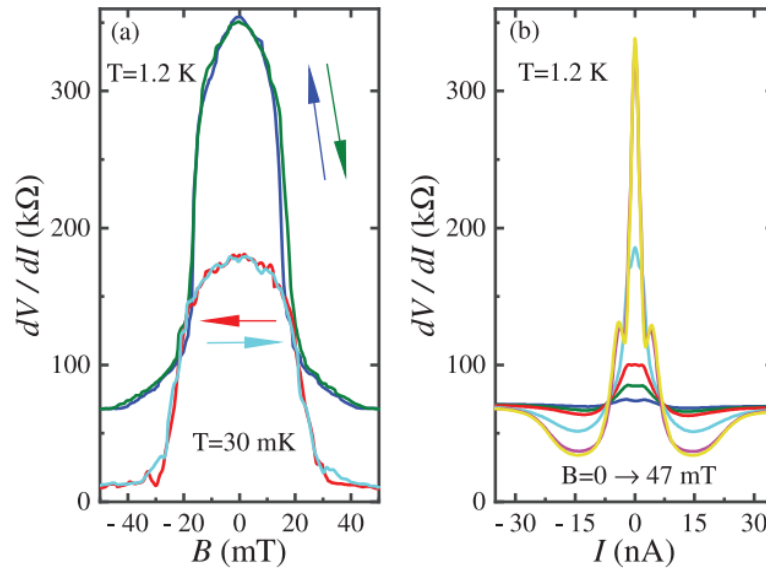
Во всех переходах наблюдается несколько дополнительных пиков подщелевой (при смещениях меньших, чем положения основных пиков когерентности) проводимости, как показано на рисунке 25(a), основном графике рисунка (подщелевые пики лучше видны на панели (b) из-за меньшего диапазона токов) и на вставке рисунка 26(a). Пики не могут быть связаны с многократным андреевским отражением [134,190], поскольку для этого требуется короткий $L < \xi$, где ξ - длина когерентности, SNS переход с высокой прозрачностью. На рисунке 26(b) положение подщелевых пиков особо не зависит от температуры, а их относительная величина, по-видимому, уменьшается при более низких температурах.



(а) – Кривая $dV/dI(I)$ в широком диапазоне токов при температуре 1,2 К для $In - MnTe$ перехода с нормальным сопротивлением $R_N \approx 75$ кОм. При нулевом смещении по току наблюдается острый пик dV/dI , который сопровождается двумя симметричными минимумами dV/dI (также известными как пики когерентности дифференциальной проводимости). При более высоких значениях тока дифференциальное сопротивление остается постоянным на уровне ≈ 75 кОм в широком диапазоне токов. На вставке показано качественно схожее поведение для другого, более прозрачного, $In - MnTe$ перехода с нормальным сопротивлением около 60 кОм. Оба перехода демонстрируют два дополнительных подщелевых пика при малых смещениях по току, аналогично тем, что показаны на рисунке 25. (b) – Температурная зависимость кривых $dV/dI(I)$ для образца с $R_N \approx 75$ кОм. Температурная зависимость является немонотонной: от 1,2 К до 0,7 К пик при нулевом смещении по току увеличивается, после чего резко уменьшается при температурах ниже 0,6 К. Положение подщелевых пиков в целом не зависит от температуры, а их относительная величина, по-видимому, уменьшается. Данные получены при нулевом магнитном поле.

Рисунок 26 — Аналогичное поведение андреевского отражения для других образцов

Обычно нельзя ожидать температурной зависимости при температурах намного ниже сверхпроводящей щели индия. Напротив, на рисунке 26(b) демонстрируется немонотонное поведение $dV/dI(I)$ ниже 1 К: при малых смещениях по току дифференциальное сопротивление растет от 1,2 К до 0,7 К, после чего резко уменьшается при температурах ниже 0,6 К. Влияние температуры также видно из полевой зависимости $dV/dI(B)$ при двух различных температурах, как показано на рисунке 27(a). С понижением температуры от 1,2 К до 30 мК уменьшаются как подщелевое, так и нормальное сопротивления.



(a) – Пик сопротивления при нулевом смещении по току подавляется магнитным полем ± 40 мТл, направленным перпендикулярно к границе раздела. Данные представлены при двух температурах 1,2 К и 30 мК и при двух направлений развертки магнитного поля, как указано стрелками. Кривые симметричны относительно магнитного поля, гистерезис в зависимости от направления развертки поля отсутствует. (b) – Кривые $dV/dI(I)$ при различных магнитных полях при температуре 1,2 К. Значения полей на графике: 0,8 мТл, 15 мТл, 22 мТл, 30 мТл и 47 мТл. Нелинейность кривой $dV/dI(I)$ монотонно подавляется магнитным полем вплоть до того, как кривая становится полой при ± 47 мТл.

Рисунок 27 — Зависимость дифференциального сопротивления от магнитного поля для образца с $R_N \approx 75$ кОм

Несмотря на указанные особенности $dV/dI(I)$ (высокое сопротивление перехода, неправильное значение сверхпроводящей щели и пики подщелевой проводимости), нелинейность $dV/dI(I)$ обусловлена сверхпроводящим эффектом близости, что наглядно подтверждается зависимостью от магнитного поля на рисунке 27. Пик сопротивления при нулевом смещении по току подавляется магнитным полем ± 40 мТл, а кривая $dV/dI(I)$ становится полой выше ± 40 мТл, таким образом при значения магнитного поля выше критического проявляется стандартное омическое поведение даже при низкой температуре.

5.3 Обсуждение

При низких температурах и в нулевом магнитном поле мы наблюдаем хорошо выраженное поведение андреевского отражения с отчетливыми пиками когерентности, чего нельзя ожидать при столь высоких значениях нормального сопротивления перехода.

Прежде всего, можно быть уверенным, что $R_N \sim 100$ кОм обусловлено границей раздела $In - MnTe$, поскольку объемное сопротивление $MnTe$ ниже 100 Ом для наших интервалов, что подтверждается прямыми измерениями сопротивления [52,55]. Качество нашего материала $MnTe$ также было проверено в измерениях намагниченности [74], состав $MnTe$ был подтвержден энергодисперсионной рентгеновской спектроскопией и порошковым рентгеновским дифракционным анализом. Универсальность нормального сопротивления для трех различных образцов также указывает на то, что $R_N \sim 100$ кОм не следует связывать с какими-либо изъянами $MnTe$ в объеме [193,194].

С другой стороны, $MnTe$ является собственным магнитным полупроводником с конечной зонной щелью при комнатной температуре [68,69,70,71,72,73]. Из-за краевой электростатики [188] концентрация носителей плавно изменяется при приближении к поверхности кристалла, поэтому на границе раздела $In - MnTe$ существует область обеднения конечной глубины [188,195]. Для трехмерного случая эта область обеднения слишком узкая, чтобы исказить омическое поведение нормального сопротивления перехода (то есть выше критического магнитного поля или критической температуры перехода в индии), поэтому мы наблюдаем линейные омические кривые $dV / dI(I)$ на рисунках 25(а) и 27(б). Однако, если область обеднения расположена между обычным и сверхпроводящим контактами, то это сильно влияет на транспортные свойства SN перехода, как это было экспериментально продемонстрировано, например, в работе [189]. Таким образом, положение пиков когерентности сильно зависит от падения

напряжения на этой обедненной области, что приводит к неправильному определению щели из кривых $dV / dI(I)$, как видно из рисунков 25 и 26.

Для протяженной разупорядоченной области было показано наличие резонансных подщелевых состояний за счет комбинации процессов нормального и андреевского отражений [16]. Таким образом, наличие сателлитных подщелевых пиков на рисунках 25 и 26 может быть объяснено этими резонансными состояниями [16]. Вывод об эффектах, вызванных беспорядком, подтверждается также температурной зависимостью на рисунке 26(b). Когда магнитное поле в 40 мТл подавляет сверхпроводимость для индиевых контактов на рисунках 25(b) и 27, нельзя ожидать какой-либо температурной зависимости ни для индия, ни для спектра $MnTe$ значительно ниже 1 К. Напротив, влияние беспорядка уменьшается при низких температурах из-за увеличения средней длины свободного пробега, поэтому проводимость $In - MnTe$ перехода растет как вне, так и внутри сверхпроводящей щели.

В качестве основного экспериментального результата мы наблюдаем хорошо выраженное поведение андреевского отражения с отчетливыми пиками когерентности для высоких значений нормального сопротивления перехода $R_N \sim 100$ кОм. Даже если рассматривать наш планарный $In - MnTe$ переход как одноканальный точечный контакт с $R_N = 1/T \times h / e^2$ сопротивлением канала, то $R_N \sim 100$ кОм будет соответствовать значению $T = h / e^2 / R_N \sim 0,25$ коэффициента пропускания Ландауэра для этого канала. В терминах теории БТК [190] это соответствует туннельному $In - MnTe$ переходу с безразмерным параметром силы барьера $Z = (1 / T - 1)^{1/2} \approx 2$, что не коррелирует с конечным подщелевым сопротивлением R_S . Реальный коэффициент пропускания должен быть гораздо меньше для планарных $In - MnTe$ переходов с площадью 5×50 мкм² с несколькими параллельными каналами, поэтому противоречие между хорошо выраженным поведением андреевского отражения и высокими значениями нормального сопротивления переходов еще сильнее.

Независимо от числа проводящих каналов, андреевское отражение является двухчастичным процессом [133,134]. Таким образом, если проводимость $1 / R_N$ в

нормальном состоянии определяется коэффициентом пропускания T , то подщелевое сопротивление R_S должно быть пропорционально T^{-2} , поэтому одночастичный коэффициент пропускания T может быть оценен как $T \sim R_N / R_S$ для $T < 1$. Если нормальное сопротивление R_N вполне универсально для разных переходов, то разница в R_S дает $T \approx 0,7$ на рисунке 25 ($Z \approx 0,7$), $T \approx 0,85$ на вставке рисунка 26(а) ($Z \approx 0,4$) и $T \approx 0,2$ на рисунках 26 и 27 ($Z \approx 2$). Эта простая оценка может быть подтверждена прямой подгонкой экспериментальных кривых $dV / dI(I)$ по уравнению БТК [190]. Это дает $Z = 0,72$ на рисунке 25, $Z = 0,65$ на вставке рисунка 26(а) и $Z = 1,32$ на рисунках 26 и 27. Эти низкие значения Z не коррелируют со значениями, полученными из нормального сопротивления R_N , даже если рассматривать планарный переход 5×50 мкм² как одноканальный точечный контакт.

Таким образом, нельзя ожидать наблюдения конечного подщелевого сопротивления для планарных переходов с большим $R_N \sim 100$ кОм, независимо от того, какая модель используется: дельта-потенциала БТК [190] или реальной протяженной разупорядоченной обедненной области на границе $In - MnTe$.

$MnTe$ относится к новому классу альтермагнетиков [52,55,75], малая общая намагниченность сопровождается знакопеременной связью между спином и импульсом в k -пространстве, поэтому предсказывается необычное спиновое расщепление [9,11]. Известно [68,77,196], что ниже 307-325 К (в зависимости от того представляет собой образец тонкую пленку или монокристалл) $\alpha - MnTe$ имеет антиферромагнитное упорядочение с стремящейся к нулю общей намагниченностью. Было установлено [52,55], что поле переориентации вектора Нееля для $MnTe$ составляет от 2 до 3 Т. Таким образом, для нашего диапазона температур и магнитных полей объемный $MnTe$ следует рассматривать как альтермагнетик в основном состоянии.

На наш взгляд, увеличение подщелевой проводимости также не может быть следствием топологической сверхпроводимости и существования майорановских мод [13,179,180,181,195]: теория предсказывает, что топологический фазовый переход, при котором андреевские связанные состояния, близкие к нулевой

энергии, превращаются в майорановские моды, происходит при зеемановском поле значительно превышающем точку коалесценции [197]. В нашем эксперименте мы наблюдаем монотонное поведение от магнитного поля на рисунках 25 и 27, поэтому мы не можем экспериментально различить топологический и нетопологический сценарии.

Разупорядоченный SN переход рассматривался в работах [15,16] при различных ориентациях альтермагнетиков, причем поведение альтермагнетиков в этом случае отличается от поведения нормального металла. В последнем случае эффект беспорядка можно сравнить с эффектом туннельного барьера с сильным резонансным пиком на краю щели и быстрым затуханием проводимости внутри щели. Для альтермагнетика контуры постоянной энергии представляют собой эллипсы с главными осями, расположенными под некоторым углом к границе раздела SN перехода. Из-за связи между спином и импульсом рассогласование фермиевских волновых векторов для двух разных спиновых каналов меняется, поэтому даже при наличии барьера в виде дельта-функции на границе раздела альтермагнетик сохраняет увеличенную проводимость во всей сверхпроводящей щели [15,16]. Другими словами, альтермагнетик менее чувствителен к наличию беспорядка по сравнению с нормальным металлом из-за другого набора ограничений на возможность андреевского отражения [15,16].

Очевидно, что ограничения на возможность андреевского отражения зависят от направления спинового расщепления. Однако во всех случаях поведение за пределами сверхпроводящей щели в основном эквивалентно [16]. Поскольку для *MnTe* не существует определенной плоскости спайности, то ориентация монокристалла *MnTe* относительно плоскости индиевых контактных дорожек в нашем эксперименте произвольна. Тем не менее, все образцы демонстрируют схожие значения нормального сопротивления перехода R_N , как и следовало ожидать для альтермагнетика [16]. Напротив, одночастичный коэффициент пропускания T варьируется от 0,2 до 0,85, как следует из соотношения R_N/R_S , поэтому это различие можно объяснить ориентационной зависимостью андреевского отражения для альтермагнетиков [15,16,182,183]: для высокого

коэффициента пропускания T на рисунке 25 и на вставке рисунка 26(а) главные оси контуров постоянной энергии, вероятно, находятся под углом $\pi / 4$ к границе раздела $In - MnTe$, а на рисунках 26 и 27 они, по-видимому, расположены либо параллельно, либо перпендикулярно к границе раздела.

Таким образом вывод об андреевском отражении подтверждается подавлением в магнитном поле, а также универсальностью наблюдаемого поведения для всех исследованных образцов, а экспериментальные результаты могут быть объяснены особенностями андреевского транспорта через разупорядоченную область на границе раздела сверхпроводник-альтермагнетик.

Стоит отметить, что недавние теоретические результаты предсказывают, что эффекты близости в переходах между двумерным альтермагнетиком и s-волновым сверхпроводником индуцируют синглет-триплетный сверхпроводящий параметр порядка, включающий синглетную компоненту d-волнового типа [17]. Физика таких переходов чувствительна к соотношению между d-волновым магнитным членом в альтермагнетике и s-волновым параметром порядка в прилегающем сверхпроводнике. Возможные эффекты включают значительную анизотропию проводимости и появление миражной щели [198]. Хотя эти результаты не применимы непосредственно к нашему случаю из-за наличия беспорядка и чувствительности к размерности системы, они все же подчеркивают потенциальные осложнения при анализе транспортных свойств системы. На данный момент отсутствует аналогичная теория для переходов между трехмерным альтермагнетиком и s-волновым сверхпроводником, включающих разупорядоченную область на границе раздела.

Заключение

Были проведены транспортные исследования материалов с нетривиальным зонным спектром в режиме сверхпроводящего эффекта близости. Предоставленные экспериментальные результаты могут быть полезны для дальнейших теоретических исследований в области топологических фаз и альтермагнетизма, а также в сочетании их свойств, которые могут привести к разнообразным экзотическим явлениям. Ниже приведены основные результаты работы.

1. Изучен транспорт носителей заряда в длинном (5 мкм) джозефсоновском переходе с дираковским полуметаллом второго типа $NiTe_2$. Мы демонстрируем нестационарный эффект Джозефсона при сверхнизких (30 мК) температурах в виде ряда ступенек Шапиро. Помимо целочисленных ($n = 1, 2, 3, 4...$) ступенек, мы наблюдаем дробные при полуцелых значениях $n = 1/2, 3/2, 5/2$ и $7/2$, что соответствует π -периодической ток-фазовой зависимости. В отличие от предыдущих исследований, мы не наблюдаем 4π -периодическую зависимость (исчезновения нечетных $n = 1, 3, 5...$ ступенек Шапиро), тогда как последняя обычно рассматривается как отпечаток геликоидальных поверхностных состояний в дираковских полуметаллах и топологических изоляторах. Мы утверждаем, что наш эксперимент подтверждает протекание джозефсоновского тока через топологические петлевые состояния в $NiTe_2$ поскольку: можно исключить объемный сверхток в джозефсоновских переходах длиной 5 мкм, интерференция петлевых мод ответственна за π -периодическую зависимость, а стабильные нечетные ступеньки Шапиро отражают киральный характер топологических петлевых состояний.

2. Выявлено влияние спин-поляризованных поверхностных состояний на наведенную сверхпроводимость в $GeTe$. Для топологического вейлевского полуметалла $\alpha - GeTe$ в режиме сверхпроводящего эффекта близости наблюдаются немонотонные эффекты от приложенного внешнего магнитного

поля. В джозефсоновских $In - GeTe - In$ переходах наблюдается возвратная сверхпроводимость: сверхток вновь появляется при некотором конечном магнитном поле. В $In - GeTe$ переходах с андреевским отражением на границе $In - GeTe$ сверхпроводящая щель частично подавлена в нулевом магнитном поле, а при некотором конечном поле сначала увеличивается почти до значения неподавленной щели и потом подавляется до полного исчезновения. Мы обсуждаем возможные причины полученных результатов, принимая во внимание спиновую поляризацию поверхностных состояний (ферми-арки) в топологическом полуметалле $\alpha - GeTe$ с сильным спин-орбитальным взаимодействием. В частности, спиновая поляризация поверхностных состояний в системе, подверженной влиянию эффекта близости, в нулевом магнитном поле частично подавляет сверхпроводимость на масштабе ее длины когерентности, а в конечных магнитных полях сверхпроводимость восстанавливается за счет модифицированной спиновой конфигурации поверхностного состояния.

Однако для однозначной интерпретации экспериментальных результатов необходимы более подробные теоретические исследования. В качестве альтернативного возможного сценария обсуждается переход в состояние Фульда-Феррелла-Ларкина-Овчинникова, который, как правило, может привести к возвратному поведению. Однако для гетероструктур в состоянии Фульда-Феррелла-Ларкина-Овчинникова не проанализирована роль сильного спин-орбитального взаимодействия в формировании немонотонного поведения, что крайне важно для переходов с участием топологического полуметалла $GeTe$.

3. Исследованы предсказанные особенности поведения андреевского отражения на границе раздела альтермагнетик-сверхпроводник. В планарном SN переходе между индиевым контактом и альтермагнетиком $MnTe$ продемонстрирована устойчивость эффекта андреевского отражения к эффектам беспорядка на границе раздела. Выше критической температуры или критического магнитного поля в индии было продемонстрировано стандартное омическое поведение, характеризующееся строго линейной вольт-амперной характеристикой, несмотря на высокое сопротивление перехода. При низких температурах и в

нулевом магнитном поле мы наблюдаем хорошо выраженное поведение андреевского отражения с отчетливыми пиками когерентности, чего нельзя ожидать при таких высоких (~ 100 кОм) значениях нормального сопротивления перехода. Вывод об андреевском отражении подтверждается также подавлением в магнитном поле, а также универсальностью наблюдаемого поведения для всех исследованных образцов. Экспериментальные результаты могут быть объяснены особенностями наведенной эффектом близости сверхпроводимости в альтермагнетике *MnTe*, а именно андреевского транспорта через разупорядоченную область на границе раздела сверхпроводник-альтермагнетик. Благодаря различному набору ограничений на возможность андреевского отражения альтермагнетик менее чувствителен к наличию беспорядка на границе раздела, чем нормальный металл.

Благодарности

В первую очередь я признателен Девятову Эдуарду Валентиновичу за неоценимый вклад в понимание устройства физического сообщества и науки в целом. Высокий авторитет и профессионализм в науке наставника во многом определяют требования к воспитанию и трудовой дисциплине будущего поколения. Для меня было честью проводить исследования для данной диссертации под руководством такого ученого.

Благая настойчивость научного руководителя в побуждении меня к выступлениям на внутренних семинарах, расширяющие мой кругозор, позволила снизить количество тривиальных ошибок и глупых высказываний. Здесь отдельно хочется поблагодарить Шашкина Александра Александровича за аргументированную критику и разящие замечания на семинарах, а также за прививание щепетильного и вдумчивого отношения к анализу задачи.

Также хочу поблагодарить коллег по лаборатории за ценные советы, бескорыстную помощь и создание благоприятной среды для развития: Есина В. Д. за обучение методикам проведения экспериментов, Авакянца А. А. за многократные содержательные обсуждения ключевых концепций в научной тематике лаборатории, Мельникова М. Ю. и Орлову Н. Н. за создание позитивной атмосферы и отзывчивость. Стоит также поблагодарить Колесникова Н. Н. за предоставленные лаборатории высококачественные образцы, на которых были проведены исследования в данной работе. При прохождении учебного процесса в аспирантуре хочу выразить уважение Григорьеву П. Д. и Антонову В. Е. за образцовую педагогическую деятельность, а также благодарность Евстигнееву Р. С. за поддержку. Весь полученный опыт стал важной частью подготовки к исследовательской работе.

Помимо этого, я тепло вспоминаю преподавателей из ВГТУ, которые насыщали энтузиазмом мое обучение в области физики твердого тела и позволили мне продвинуться чуть дальше в этой сфере.

Список литературы

- 1 Hasan, M.Z. Colloquium: Topological insulators / M.Z. Hasan, C.L. Kane // *Reviews of Modern Physics*. – 2010. – Vol. 82, Iss. 4. – P. 3045–3067.
- 2 Qi, X.-L. Topological insulators and superconductors / X.-L. Qi, S.-C. Zhang // *Reviews of Modern Physics*. – 2011. – Vol. 83, Iss. 4. – P. 1057–1110.
- 3 Volkov, B.A. Two-dimensional massless electrons in an inverted contact / B.A. Volkov, O.A. Pankratov // *JETP Letters*. – 1985. – Vol. 42, Iss. 4. – P. 178–181.
- 4 Armitage, N.P. Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids / N.P. Armitage, E.J. Mele, A. Vishwanath // *Reviews of Modern Physics*. – 2018. – Vol. 90, Iss. 1. – P. 015001.
- 5 Weng, H. Topological semimetals predicted from first-principles calculations / H. Weng, X. Dai, Z. Fang // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2016. – Vol. 28, Iss. 30. – P. 303001.
- 6 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, Iss. 9. – P. 794–799.
- 7 Observation of bulk states and spin-polarized topological surface states in transition metal dichalcogenide Dirac semimetal candidate NiTe₂ / B. Ghosh, D. Mondal, C.-N. Kuo [et al.] // *Physical Review B*. – 2019. – Vol. 100, Iss. 19. – P. 195134.
- 8 Observation of Fermi-Arc Spin Texture in TaAs / B.Q. Lv, S. Muff, T. Qian [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2015. – Vol. 115, Iss. 21. – P. 217601.
- 9 Šmejkal, L. Beyond Conventional Ferromagnetism and Antiferromagnetism: A Phase with Nonrelativistic Spin and Crystal Rotation Symmetry / L. Šmejkal, J. Sinova, T. Jungwirth // *Physical Review X*. – 2022. – Vol. 12, Iss. 3. – P. 031042.
- 10 Mazin, I. Editorial: Altermagnetism—A New Punch Line of Fundamental Magnetism / I. Mazin // *Physical Review X*. – 2022. – Vol. 12, Iss. 4. – P. 040002.
- 11 Ouassou, J.A. dc Josephson Effect in Altermagnets / J.A. Ouassou, A. Brataas, J. Linder // *Physical Review Letters*. – 2023. – Vol. 131, Iss. 7. – P. 076003.

12 Chakraborty, D. Zero-field finite-momentum and field-induced superconductivity in altermagnets / D. Chakraborty, A.M. Black-Schaffer // *Physical Review B*. – 2024. – Vol. 110, Iss. 6. – P. L060508.

13 Ghorashi, S.A.A. Altermagnetic Routes to Majorana Modes in Zero Net Magnetization / S.A.A. Ghorashi, T.L. Hughes, J. Cano // *Physical Review Letters*. – 2024. – Vol. 133, Iss. 10. – P. 106601.

14 Cheng, Q. Orientation-dependent Josephson effect in spin-singlet superconductor/altermagnet/spin-triplet superconductor junctions / Q. Cheng, Q.-F. Sun // *Physical Review B*. – 2024. – Vol. 109, Iss. 2. – P. 024517.

15 Sun, C. Andreev reflection in altermagnets / C. Sun, A. Brataas, J. Linder // *Physical Review B*. – 2023. – Vol. 108, Iss. 5. – P. 054511.

16 Papaj, M. Andreev reflection at the altermagnet-superconductor interface / M. Papaj // *Physical Review B*. – 2023. – Vol. 108, Iss. 6. – P. L060508.

17 Gapless superconducting state and mirage gap in altermagnets / M. Wei, L. Xiang, F. Xu [et al.] // *Physical Review B*. – 2024. – Vol. 109, Iss. 20. – P. L201404.

18 Das, S. Transport across junctions of altermagnets with normal metals and ferromagnets / S. Das, D. Suri, A. Soori // *Journal of Physics Condensed Matter*. – 2023. – Vol. 35, Iss. 43. – P. 435302.

19 Specular Andreev reflection in inversion-symmetric Weyl semimetals / W. Chen, L. Jiang, R. Shen [et al.] // *EPL (Europhysics Letters)*. – 2013. – Vol. 103, Iss. 2. – P. 27006.

20 Electric Control of the Giant Rashba Effect in Bulk GeTe / D. Di Sante, P. Barone, R. Bertacco, S. Picozzi // *Advanced Materials*. – 2012. – Vol. 25, Iss. 4. – P. 509–513.

21 Superconducting spintronics: state of the art and prospects / A.S. Mel'nikov, S. Mironov, A.V. Samokhvalov, A.I. Buzdin // *Physics-Uspekhi*. – 2021. – Vol. 65, Iss. 12. – P. 1248–1289.

22 Multifunctional antiferromagnetic materials with giant piezomagnetism and noncollinear spin current / H.-Y. Ma, M. Hu, N. Li [et al.] // *Nature Communications*. – 2021. – Vol. 12, Iss. 1. – P. 2846.

23 Room-temperature ferroelectric switching of spin-to-charge conversion in germanium telluride / S. Varotto, L. Nesi, S. Cecchi [et al.] // *Nature Electronics*. – 2021. – Vol. 4, Iss. 10. – P. 740–747.

24 Magnetic switching in Weyl semimetal-superconductor heterostructures / N. Mohanta, A. Taraphder, E. Dagotto, S. Okamoto // *Physical Review B*. – 2020. – Vol. 102, Iss. 6. – P. 064506.

25 Picozzi, S. Ferroelectric Rashba semiconductors as a novel class of multifunctional materials / S. Picozzi // *Frontiers in Physics*. – 2014. – Vol. 2, Iss. 10 – P. 1–5.

26 Polar metals by geometric design / T.H. Kim, D. Puggioni, Y. Yuan [et al.] // *Nature*. – 2016. – Vol. 533, Iss. 7601. – P. 68–72.

27 Fu, C. Topological thermoelectrics / C. Fu, Y. Sun, C. Felser // *APL Materials*. – 2020. – Vol. 8, Iss. 4. – P. 40913.

28 Pal, K. Thermoelectric properties of materials with nontrivial electronic topology / K. Pal, S. Anand, U.V. Waghmare // *Journal of Materials Chemistry C*. – 2015. – Vol. 3, Iss. 46. – P. 12130–12139.

29 Xu, J. Large Anomalous Nernst Effect in a van der Waals Ferromagnet Fe_3GeTe_2 / J. Xu, W.A. Phelan, C.S. Chien // *Nano Letters*. – 2019. – Vol. 19, Iss. 11. – P. 8250–8254.

30 Spin Splitting in Altermagnetic RuO_2 Enables Field-free Spin-Orbit Torque Switching via Dominant Out-of-Plane Spin Polarization / Z. Li, Z. Zhang, X. Lu, Y. Xu // *ArXiv*. – 2024.

31 Ferroelectric Switchable Altermagnetism / M. Gu, Y. Liu, H. Zhu [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2025. – Vol. 134, Iss. 10. – P. 106802.

32 Девятков, Э.В. Краевые состояния в режимах целочисленного и дробного квантовых эффектов Холла / Э.В. Девятков // *Успехи Физических Наук*. – 2007. – Т. 177, № 2. – С. 207–229.

33 Девятков, Э.В. Топологические полуметаллы: поверхностный транспорт и спиновые эффекты / Э.В. Девятков // *Успехи Физических Наук*. – 2026. – Т. 196, № 5. – С. 473–489.

34 The chiral anomaly and thermopower of Weyl fermions in the half-Heusler GdPtBi / M. Hirschberger, S. Kushwaha, Z. Wang [et al.] // Nature Materials. – 2016. – Vol. 15, Iss. 11. – P. 1161–1165.

35 Chern Semimetal and the Quantized Anomalous Hall Effect in HgCr₂Se₄ / G. Xu, H. Weng, Z. Wang [et al.] // Physical Review Letters. – 2011. – Vol. 107, Iss. 18. – P. 186806.

36 Giant anomalous Hall effect in a ferromagnetic kagome-lattice semimetal / E. Liu, Y. Sun, N. Kumar [et al.] // Nature Physics. – 2018. – Vol. 14, Iss. 11. – P. 1125–1131.

37 Type-II Weyl semimetals / A.A. Soluyanov, D. Gresch, Z. Wang [et al.] // Nature. – 2015. – Vol. 527, Iss. 7579. – P. 495–498.

38 Thouless, D.J. Quantization of particle transport / D.J. Thouless // Physical Review B. – 1983. – Vol. 27, Iss. 10. – P. 6083–6087.

39 Quantized Hall Conductance in a Two-Dimensional Periodic Potential / D.J. Thouless, M. Kohmoto, M.P. Nightingale, M. den Nijs // Physical Review Letters. – 1982. – Vol. 49, Iss. 6. – P. 405–408.

40 Büttiker, M. Absence of backscattering in the quantum Hall effect in multiprobe conductors / M. Büttiker // Physical Review B. – 1988. – Vol. 38, Iss. 14. – P. 9375–9389.

41 Observation of Fermi arc and its connection with bulk states in the candidate type-II Weyl semimetal WTe₂ / C. Wang, Y. Zhang, S.–Y. Huang [et al.] // Physical Review B. – 2016. – Vol. 94, Iss. 24. – P. 241119.

42 Observation of Fermi arcs in the type-II Weyl semimetal candidate WTe₂ / Y. Wu, D. Mou, N.H. Jo [et al.] // Physical Review B. – 2016. – Vol. 94, Iss. 12. – P. 121113.

43 Spin Polarization and Texture of the Fermi Arcs in the Weyl Fermion Semimetal TaAs / S.–Y. Xu, I. Belopolski, D.G. Sanchez [et al.] // Physical Review Letters. – 2016. – Vol. 116, Iss. 9. – P. 096801.

44 Evidence for topological type-II Weyl semimetal WTe₂ / P. Li, W. Yan, X. He [et al.] // Nature Communications. – 2017. – Vol. 8, Iss. 1. – P. 2150.

45 Current-induced spin accumulation and magnetoresistance in chiral semimetals / A.A. Burkov, M. Smith, A. Hickey, I. Martin // *Physical Review B*. – 2023. – Vol. 108, Iss. 20. – P. 205115.

46 Inverse versus Normal NiAs Structures as High-Pressure Phases of FeO and MnO / Z. Fang, K. Terakura, H. Sawada [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2002. – Vol. 81, Iss. 5. – P. 1027–1030.

47 Takei, W.J. Magnetic Structures in the MnSb-CrSb System / W.J. Takei, D.E. Cox, G. Shirane // *Physical Review A*. – 1963. – Vol. 129, Iss. 5. – P. 2008–2018.

48 Fermi-arc diversity on surface terminations of the magnetic Weyl semimetal Co₃Sn₂S₂ / N. Morali, R. Batabyal, P.K. Nag [et al.] // *Science*. – 2019. – Vol. 365, Iss. 6459. – P. 1286–1291.

49 Antisymmetric magnetoresistance in van der Waals Fe₃GeTe₂ /graphite/Fe₃GeTe₂ trilayer heterostructures / S. Albarakati, C. Tan, Z. Chen [et al.] // *Science Advances*. – 2019. – Vol. 5, Iss. 7. – P. eaaw0409.

50 An anomalous Hall effect in altermagnetic ruthenium dioxide / Z. Feng, X. Zhou, L. Šmejkal [et al.] // *Nature Electronics*. – 2022. – Vol. 5. – P. 735–743.

51 Mazin, I. Notes on altermagnetism and superconductivity / I. Mazin // *AAPPS Bulletin*. – 2025. – Vol. 35, Iss. 1. – P. 18.

52 Spontaneous Anomalous Hall Effect Arising from an Unconventional Compensated Magnetic Phase in a Semiconductor / R.D. Gonzalez Betancourt, J. Zubáč, R. Gonzalez-Hernandez [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2023. – Vol. 130, Iss. 3. – P. 036702.

53 Crystal time-reversal symmetry breaking and spontaneous Hall effect in collinear antiferromagnets / L. Šmejkal, R. González Hernández, T. Jungwirth, J. Sinova // *Science Advances*. – 2020. – Vol. 6, Iss. 23. – P. eaaz8809.

54 Hayami, S. Essential role of the anisotropic magnetic dipole in the anomalous Hall effect / S. Hayami, H. Kusunose // *Physical Review B*. – 2021. – Vol. 103, Iss. 18. – P. L180407.

55 Coexistence of anomalous Hall effect and weak magnetization in a nominally collinear antiferromagnet MnTe / K.P. Kluczyk, K. Gas, M.J. Grzybowski [et al.] // Physical Review B. – 2024. – Vol. 110, Iss. 15. – P. 155201.

56 Anisotropy of the anomalous Hall effect in thin films of the altermagnet candidate Mn₅Si₃ / M.Leiviskä, J. Rial, A. Bad'ura [et al.] // Physical Review B. – 2024. – Vol. 109, Iss. 22. – P. 224430.

57 Topological Weyl altermagnetism in CrSb / C. Li, M. Hu, Z. Li [et al.] // Communications Physics. – 2025. – Vol. 8, Iss. 1. – P. 311.

58 Signature of Topological Surface Bands in Altermagnetic Weyl Semimetal CrSb / W. Lu, S. Feng, Y. Wang [et al.] // Nano Letters. – 2025. – Vol. 25, Iss. 18. – P. 7343–7350.

59 Fermi-crossing Type-II Dirac fermions and topological surface states in NiTe₂ / S. Mukherjee, S.W. Jung, S.F. Weber [et al.] // Scientific Reports. – 2020. – Vol. 10, Iss. 1. – P. 12957.

60 Interface Superconductivity in a Dirac Semimetal NiTe₂ / V.D. Esin, O.O. Shvetsov, A.V. Timonina [et al.] // Nanomaterials. – 2022. – Vol. 12, Iss. 23. – P. 4114.

61 Topological Type-II Dirac Fermions Approaching the Fermi Level in a Transition Metal Dichalcogenide NiTe₂ / C. Xu, B. Li, W. Jiao [et al.] // Chemistry of Materials. – 2018. – Vol. 30, Iss. 14. – P. 4823–4830.

62 Nontopological origin of the planar Hall effect in the type-II Dirac semimetal NiTe₂ / Q. Liu, F. Fei, B. Chen [et al.] // Physical Review B. – 2019. – Vol. 99, Iss. 15. – P. 155119.

63 Lau, A. Topological Semimetals in the SnTe Material Class: Nodal Lines and Weyl Points / A. Lau, C. Ortix // Physical Review Letters. – 2019. – Vol. 122, Iss. 18. – P. 186801.

64 Triple-Point Fermions in Ferroelectric GeTe / J. Krempaský, L. Nicolaï, M. Gmitra [et al.] // Physical Review Letters. – 2021. – Vol. 126, Iss. 20. – P. 206403.

65 Unveiling the complete dispersion of the giant Rashba split surface states of ferroelectric α -GeTe(111) by alkali doping / G. Kremer, T. Jaouen, B. Salzmänn [et al.] // Physical Review Research. – 2020. – Vol. 2, Iss. 3. – P. 033115.

66 Gate-dependent non-linear Hall effect at room temperature in topological semimetal GeTe / N.N. Orlova, A.V. Timonina, N.N. Kolesnikov, E.V. Deviatov // Chinese Physics Letters. – 2023. – Vol. 40, Iss. 7. – P. 77302.

67 Dynamic negative capacitance response in GeTe Rashba ferroelectric / N.N. Orlova, A.V. Timonina, N.N. Kolesnikov, E.V. Deviatov // Physica B: Condensed Matter. – 2022. – Vol. 647. – P. 414358.

68 Multiple-stable anisotropic magnetoresistance memory in antiferromagnetic MnTe / D. Kriegner, K. Výborný, K. Olejník [et al.] // Nature Communications. – 2016. – Vol. 7, Iss. 1. – P. 11623.

69 Greenwald, S. The antiferromagnetic structure deformations in CoO and MnTe / S. Greenwald // Acta Crystallographica. – 1953. – Vol. 6, Iss. 5. – P. 396–398.

70 Komatsubara, T. Magnetic Properties of Manganese Telluride Single Crystals / T. Komatsubara, M. Murakami, E. Hirahara // Journal of the Physical Society of Japan. – 1963. – Vol. 18, Iss. 3. – P. 356–364.

71 Kunitomi, N. Neutron diffraction study on manganese telluride / N. Kunitomi, Y. Hamaguchi, S. Anzai // Journal de Physique. – 1964. – Vol. 25, Iss. 5. – P. 568–574.

72 Podgorny, M. Electronic structure of antiferromagnetic MnTe / M. Podgorny, J. Oleszkiewicz // Journal of Physics C: Solid State Physics. – 1983. – Vol. 16, Iss. 13. – P. 2547–2557.

73 Preparation and characterization of hexagonal MnTe and ZnO layers / E. Przeździecka, E. Kamińska, E. Dynowska [et al.] // physica status solidi (c). – 2005. – Vol. 2, Iss. 3. – P. 1218–1223.

74 Crossover from Relativistic to Non-Relativistic Net Magnetization for MnTe Altermagnet Candidate / N.N. Orlova, A.A. Avakyants, A.V. Timonina [et al.] // JETP Letters. – 2024. – Vol. 120, Iss. 5. – P. 360–366.

75 Mazin, I.I. Altermagnetism in MnTe: Origin, predicted manifestations, and routes to detwinning / I.I. Mazin // Physical Review B. – 2023. – Vol. 107, Iss. 10. – P. L100418.

76 Low-temperature neutron diffraction study of MnTe / J.B.C. Efrem D'Sa, P.A. Bhobe, K.R. Priolkar [et al.] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2005. – Vol. 285, Iss. 1–2. – P. 267–271.

77 Magnetic anisotropy in antiferromagnetic hexagonal MnTe / D. Kriegner, H. Reichlová, J. Grenzer [et al.] // Physical Review B. – 2017. – Vol. 96, Iss. 21. – P. 214418.

78 Патент № 2758577 Российская Федерация, МПК H01L31/18, H01L39/24, H01L41/29. Способ изготовления контактов к тонким трёхмерным чешуйкам слоистых кристаллов / Есин В.Д., Девятков Э.В., Орлова Н.Н., Швецов О.О. ; заявитель и патентообладатель Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук (ИФТТ РАН). – № 2021107121; заявл. 17.03.21 ; опубл. 29.10.2021, Бюл. № 31. – 8 с.: ил. 2.

79 Realization of a Double-Slit SQUID Geometry by Fermi Arc Surface States in a WTe₂ Weyl Semimetal / O.O. Shvetsov, A. Kononov, A.V. Timonina [et al.] // JETP Letters. – 2018. – Vol. 107, Iss. 12. – P. 774–779.

80 Subharmonic Shapiro steps in the a.c. Josephson effect for a three-dimensional Weyl semimetal WTe₂ / O.O. Shvetsov, A. Kononov, A.V. Timonina [et al.] // EPL (Europhysics Letters). – 2018. – Vol. 124, Iss. 4. – P. 47003.

81 Lateral Josephson effect on the surface of the magnetic Weyl semimetal Co₃Sn₂S₂ / O.O. Shvetsov, V.D. Esin, Yu.S. Barash [et al.] // Physical Review B. – 2020. – Vol. 101, Iss. 3. – P. 035304.

82 Josephson Spin-Valve Realization in the Magnetic Nodal-Line Topological Semimetal Fe₃GeTe₂ / O.O. Shvetsov, Yu.S. Barash, A.V. Timonina [et al.] // JETP Letters. – 2022. – Vol. 115, Iss. 5. – P. 267–275.

83 Reentrant Proximity-Induced Superconductivity for GeTe Semimetal / V.D. Esin, D.Yu. Kazmin, Yu.S. Barash [et al.] // JETP Letters. – 2023. – Vol. 118, Iss. 11. – P. 847–854.

84 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 Letters. – 2014. – Vol. 14, Iss. 9. – P. 5029–5034.

85 Proximity-induced surface superconductivity in Dirac semimetal Cd₃As₂ / C. Huang, B.T. Zhou, H. Zhang [et al.] // Nature Communications. – 2019. – Vol. 10, Iss. 1. – P. 2217.

86 Anisotropic proximity-induced superconductivity and edge supercurrent in Kagome metal, K_{1-x}V₃Sb₅ / Y. Wang, S.Y. Yang, P.K. Sivakumar [et al.] // Science advances. – 2023. – Vol. 9, Iss. 28. – P. eadg7269.

87 Bulk and surface states carried supercurrent in ballistic Nb-Dirac semimetal Cd₃As₂ nanowire-Nb junctions / C.-Z. Li, C. Li, L.-X. Wang [et al.] // Physical Review B. – 2018. – Vol. 97, Iss. 11. – P. 115446.

88 Induced superconductivity in the quantum spin Hall edge / S. Hart, H. Ren, T. Wagner [et al.] // Nature Physics. – 2014. – Vol. 10, Iss. 9. – P. 638–643.

89 Edge-mode superconductivity in a two-dimensional topological insulator / V.S. Pribiag, A.J.A. Beukman, F. Qu [et al.] // Nature Nanotechnology. – 2015. – Vol. 10, Iss. 7. – P. 593–597.

90 π and 4π Josephson Effects Mediated by a Dirac Semimetal / W. Yu, W. Pan, D.L. Medlin [et al.] // Physical Review Letters. – 2018. – Vol. 120, Iss. 17. – P. 177704.

91 Weak-link Josephson Junctions Made from Topological Crystalline Insulators / R.A. Snyder, C.J. Trimble, C.C. Rong [et al.] // Physical Review Letters. – 2018. – Vol. 121, Iss. 9. – P. 097701.

92 Toxen, A.M. Size Effects in Thin Superconducting Indium Films / A.M. Toxen // Physical Review. – 1961. – Vol. 123, Iss. 2. – P. 442–446.

93 Yan, B. Topological Materials: Weyl Semimetals / B. Yan, C. Felser // Annual Review of Condensed Matter Physics. – 2017. – Vol. 8, Iss. 1. – P. 337–354.

94 Bansil, A. Colloquium: Topological band theory / A. Bansil, H. Lin, T. Das // Reviews of Modern Physics. – 2016. – Vol. 88, Iss. 2. – P. 021004.

95 Classification of topological quantum matter with symmetries / C.-K. Chiu, J.C.Y. Teo, A.P. Schnyder, S. Ryu // Reviews of Modern Physics. – 2016. – Vol. 88, Iss. 3. – P. 035005.

96 Strong and fragile topological Dirac semimetals with higher-order Fermi arcs / B.J. Wieder, Z. Wang, J. Cano [et al.] // Nature Communications. – 2020. – Vol. 11, Iss. 1. – P. 627.

97 Benalcazar, W.A. Electric multipole moments, topological multipole moment pumping, and chiral hinge states in crystalline insulators / W.A. Benalcazar, B.A. Bernevig, T.L. Hughes // Physical Review B. – 2017. – Vol. 96, Iss. 24. – P. 245115.

98 Călugăru, D. Higher-order topological phases: A general principle of construction / D. Călugăru, V. Juričić, B. Roy // Physical Review B. – 2019. – Vol. 99, Iss. 4. – P. 041301(R).

99 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.] // Physical Review Letters. – 2020. – Vol. 124, Iss. 15. – P. 156601.

100 Magnetic field filtering of the boundary supercurrent in unconventional metal NiTe₂-based Josephson junctions / T. Le, R. Zhang, C. Li [et al.] // Nature Communications. – 2024. – Vol. 15, Iss. 1. – P. 2785.

101 Josephson diode effect from Cooper pair momentum in a topological semimetal / B. Pal, A. Chakraborty, P.K. Sivakumar [et al.] // Nature Physics. – 2022. – Vol. 18, Iss. 10. – P. 1228–1233.

102 Evidences for pressure-induced two-phase superconductivity and mixed structures of NiTe₂ and NiTe in type-II Dirac semimetal NiTe_{2-x} ($x = 0.38 \pm 0.09$) single crystals / Z. Feng, J. Si, T. Li [et al.] // Materials Today Physics. – 2021. – Vol. 17. – P. 100339.

103 Kulik, I.O. Macroscopic quantization and the proximity effect in S-N-S junctions / I.O. Kulik // Soviet Physics JETP. – 1970. – Vol. 30, Iss. 5. – P. 944.

104 Josephson critical current in a long mesoscopic S-N-S junction / P. Dubos, H. Courtois, B. Pannetier [et al.] // Physical Review B. – 2001. – Vol. 63, Iss. 6. – P. 064502.

105 Scharnhorst, P. Critical Currents in Superconducting Tin and Indium / P. Scharnhorst // Physical Review B. – 1970. – Vol. 1, Iss. 11. – P. 4295–4304.

106 Microwave Studies of the Fractional Josephson Effect in HgTe-Based Josephson Junctions / E. Bocquillon, J. Wiedenmann, R.S. Deacon [et al.] ; Springer Series in Solid-State Sciences. – Springer : International Publishing, 2018. – P. 115–148.

107 Likharev, K.K. Superconducting weak links / K.K. Likharev // Reviews of Modern Physics. – 1979. – Vol. 51, Iss. 1. – P. 101–159.

108 Nonsinusoidal Current-Phase Relationship in Josephson Junctions from the 3D Topological Insulator HgTe / I. Sochnikov, L. Maier, C.A. Watson [et al.] // Physical Review Letters. – 2015. – Vol. 114, Iss. 6. – P. 066801.

109 Shapiro steps on current-voltage curves of dc SQUIDs / C. Vanneste, C.C. Chi, W.J. Gallagher [et al.] // Journal of Applied Physics. – 1988. – Vol. 64, Iss. 1. – P. 242–245.

110 Dinsmore, R.C. Fractional order Shapiro steps in superconducting nanowires / R.C. Dinsmore, M.-H. Bae, A. Bezryadin // Applied Physics Letters. – 2008. – Vol. 93, Iss. 19. – P. 192505.

111 Valizadeh, A. On the Origin of Fractional Shapiro Steps in Systems of Josephson Junctions with Few Degrees of Freedom / A. Valizadeh, M.R. Kolahchi, J.P. Straley // Journal of Nonlinear Mathematical Physics. – 2008. – Vol. 15, Iss. 3. – P. 407–416.

112 Josephson interferometry and Shapiro step measurements of superconductor-ferromagnet-superconductor $0-\pi$ junctions / S.M. Frolov, D.J. Van Harlingen, V.V. Bolginov [et al.] // Physical Review B. – 2006. – Vol. 74, Iss. 2. – P. 020503(R).

113 Chen, L. Shapiro steps observed in a dc superconducting quantum interference device with multiple junctions in each arm / L. Chen, P. Chen, C.K. Ong // Applied Physics Letters. – 2002. – Vol. 80, Iss. 6. – P. 1025–1027.

114 Gate- and flux-tunable $\sin(2\phi)$ Josephson element with planar-Ge junctions / A. Leblanc, C. Tangchingchai, Z. Sadre Momtaz [et al.] // Nature Communications. – 2025. – Vol. 16, Iss. 1. – P. 1010.

115 Direct Measurement of a $\sin(2\phi)$ Current Phase Relation in a Graphene Superconducting Quantum Interference Device / S. Messelot, N. Aparicio, E. de Seze [et al.] // Physical Review Letters. – 2024. – Vol. 133, Iss. 10. – P. 106001.

116 Hybrid Josephson Rhombus: A Superconducting Element with Tailored Current-Phase Relation / L. Banszerus, C.W. Andersson, W. Marshall [et al.] // *Physical Review X*. – 2025. – Vol. 15, Iss. 1. – P. 011021.

117 Fang, Y.–W. Design of a multifunctional polar metal via first-principles high-throughput structure screening / Y.–W. Fang, H. Chen // *Communications Materials*. – 2020. – Vol. 1, Iss. 1. – P. 1.

118 Prediction of a native ferroelectric metal / A. Filippetti, V. Fiorentini, F. Ricci [et al.] // *Nature Communications*. – 2016. – Vol. 7, Iss. 1. – P. 11211.

119 Ferroelectric switching of a two-dimensional metal / Z. Fei, W. Zhao, T.A. Palomaki [et al.] // *Nature*. – 2018. – Vol. 560, Iss. 7718. – P. 336–339.

120 Giant Rashba-Type Spin Splitting in Ferroelectric GeTe(111) / M. Liebmann, C. Rinaldi, D. Di Sante [et al.] // *Advanced Materials*. – 2015. – Vol. 28, Iss. 3. – P. 560–565.

121 Disentangling bulk and surface Rashba effects in ferroelectric α -GeTe / J. Krempaský, H. Volfová, H. Volfová [et al.] // *Physical Review B*. – 2016. – Vol. 94, Iss. 20. – P. 205111.

122 Ferroelectric Control of the Spin Texture in GeTe / C. Rinaldi, S. Varotto, M. Asa [et al.] // *Nano Letters*. – 2018. – Vol. 18, Iss. 5. – P. 2751–2758.

123 Fu, L. Superconducting Proximity Effect and Majorana Fermions at the Surface of a Topological Insulator / L. Fu, C.L. Kane // *Physical Review Letters*. – 2008. – Vol. 100, Iss. 9. – P. 096407.

124 Alicea, J. New directions in the pursuit of Majorana fermions in solid state systems / J. Alicea // *Reports on Progress in Physics*. – 2012. – Vol. 75, Iss. 7. – P. 076501.

125 Majorana zero modes in superconductor–semiconductor heterostructures / R.M. Lutchyn, E.P.A.M. Bakkers, L.P. Kouwenhoven [et al.] // *Nature Reviews Materials*. – 2018. – Vol. 3, Iss. 5. – P. 52–68.

126 Majorana bound state in a coupled quantum-dot hybrid-nanowire system / M.T. Deng, S. Vaitiekėnas, E. B. Hansen [et al.] // *Science*. – 2016. – Vol. 354, Iss. 6319. – P. 1557–1562.

127 Magnetic Field-Induced Superconductivity in the Ferromagnet URhGe / F. Lévy, I. Sheikin, B. Grenier, A.D. Huxley // *Science*. – 2005. – Vol. 309, Iss. 5739. – P. 1343–1346.

128 Miyake, A. Field Re-entrant Superconductivity Induced by the Enhancement of Effective Mass in URhGe / A. Miyake, D. Aoki, J. Flouquet // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 2008. – Vol. 77, Iss. 9. – P. 094709.

129 Mineev V.P. Superconductivity in uranium ferromagnets / V.P. Mineev // *Physics-Uspekhi*. – 2017. – Vol. 60, Iss. 2. – P. 121–148.

130 Machida K. Nonunitary triplet superconductivity tuned by field-controlled magnetization: URhGe, UCoGe, and UTe₂ / K. Machida // *Physical Review B*. – 2021. – Vol. 104, Iss. 1. – P. 014514.

131 Change of superconducting character in UTe₂ induced by magnetic field / K. Kinjo, H. Fujibayashi, S. Kitagawa [et al.] // *Physical Review B*. – 2023. – Vol. 107, Iss. 6. – P. L060502.

132 Field-Induced Tuning of the Pairing State in a Superconductor / A. Rosuel, C. Marcenat, G. Knebel [et al.] // *Physical Review X*. – 2023. – Vol. 13, Iss. 1. – P. 011022.

133 Andreev, A.F. The Thermal Conductivity of the Intermediate State in Superconductors / A.F. Andreev // *Soviet Physics JETP*. – 1964. – Vol. 19, Iss. 6. – P. 1228–1232.

134 Tinkham, M. Introduction to superconductivity. Second Edition / M. Tinkham. – New York, 1996. – 454 p. – ISBN : 0-07-064878-6.

135 Reentrant Phase Coherence in Superconducting Nanowire Composites / D. Ansermet, A. Petrovic, S. He [et al.] // *ACS Nano*. – 2016. – Vol. 10, Iss. 1. – P. 515–523.

136 Long- to short-junction crossover and field-reentrant critical current in Al/Ag-nanowires/Al Josephson junctions / A. Murani, S. Sengupta, A. Kasumov [et al.] // *Physical Review B*. – 2020. – Vol. 102, Iss. 21. – P. 214506.

137 Lebed, A.G. Restoration of Superconductivity in High Parallel Magnetic Fields in Layered Superconductors / A.G. Lebed, K. Yamaji // *Physical Review Letters*. – 1998. – Vol. 80, Iss. 12. – P. 2697–2700.

138 Lebed, A.G. Revival of superconductivity in high magnetic fields and a possible p -wave pairing in $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ / A.G. Lebed // *Physical Review B*. – 1999. – Vol. 59, Iss. 2. – P. R721–R724.

139 Mineev, V.P. Upper Critical Field in Layered Superconductors / V.P. Mineev // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 2000. – Vol. 69, Iss. 10. – P. 3371–3377.

140 Mineev, V.P. Reentrant Superconductivity in UTe_2 / V.P. Mineev // *JETP Letters*. – 2020. – Vol. 111, Iss. 12. – P. 715–719.

141 Lebed, A.G. Restoration of superconductivity in high magnetic fields in UTe_2 / A.G. Lebed // *Modern Physics Letters B*. – 2020. – Vol. 34, Iss. 32. – P. 2030007.

142 Evolution of Electronic States and Emergence of Superconductivity in the Polar Semiconductor GeTe by Doping Valence-Skipping Indium / M. Kriener, M. Sakano, M. Kamitani [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2020. – Vol. 124, Iss. 4. – P. 047002.

143 Prediction of intrinsic topological superconductivity in Mn-doped GeTe monolayer from first-principles / X. Zhang, K.–H. Jin, J. Mao [et al.] // *npj Computational Materials*. – 2021. – Vol. 7, Iss. 1. – P. 44.

144 Barash, Yu.S. Josephson current in S-FIF-S junctions: Nonmonotonic dependence on misorientation angle / Yu.S. Barash, I.V. Bobkova, T. Kopp // *Physical Review B*. – 2002. – Vol. 66, Iss. 14. – P. 140503.

145 Sperstad, I.B. Josephson current in diffusive multilayer superconductor/ferromagnet/superconductor junctions / I.B. Sperstad, J. Linder, A. Sudbø // *Physical Review B*. – 2008. – Vol. 78, Iss. 10. – P. 104509.

146 Meng, H. Long-range triplet Josephson current modulated by the interface magnetization texture / H. Meng, X. Wu, Z. Zheng // *EPL (Europhysics Letters)*. – 2013. – Vol. 104, Iss. 3. – P. 37003.

147 Bergeret, F.S. Induced ferromagnetism due to superconductivity in superconductor-ferromagnet structures / F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov // *Physical Review B*. – 2004. – Vol. 69, Iss. 17. – P. 174504.

148 Bergeret, F.S. Inverse proximity effect in superconductor-ferromagnet structures: From the ballistic to the diffusive limit / F.S. Bergeret, A.L. Yeyati, A. Martín-Rodero // *Physical Review B*. – 2005. – Vol. 72, Iss. 6. – P. 064524.

149 Kharitonov, M.Yu. Oscillations of induced magnetization in superconductor-ferromagnet heterostructures / M.Yu. Kharitonov, A.F. Volkov, K.B. Efetov // *Physical Review B*. – 2006. – Vol. 73, Iss. 5. – P. 054511.

150 Linder, J. Theory of superconducting and magnetic proximity effect in S/F structures with inhomogeneous magnetization textures and spin-active interfaces / J. Linder, T. Yokoyama, A. Sudbø // *Physical Review B*. – 2009. – Vol. 79, Iss. 5. – P. 054523.

151 Grein, R. Inverse proximity effect and influence of disorder on triplet supercurrents in strongly spin-polarized ferromagnets / R. Grein, T. Löfwander, M. Eschrig // *Physical Review B*. – 2013. – Vol. 88, Iss. 5. – P. 054502.

152 Mironov, S. Electromagnetic proximity effect in planar superconductor-ferromagnet structures / S. Mironov, A.S. Mel'nikov, A. Buzdin // *Applied Physics Letters*. – 2018. – Vol. 113, Iss. 2. – P. 22601.

153 Volkov, A.F. Spin polarization and orbital effects in superconductor-ferromagnet structures / A.F. Volkov, F.S. Bergeret, K.B. Efetov // *Physical Review B*. – 2019. – Vol. 99, Iss. 14. – P. 144506.

154 Anomalous inverse proximity effect in unconventional superconductor junctions / S.I. Suzuki, T. Hirai, M. Eschrig, Y. Tanaka // *Physical Review Research*. – 2021. – Vol. 3, Iss. 4. – P. 043148.

155 Electromagnetic Proximity Effect and the Fulde–Ferrell–Larkin–Ovchinnikov Instability in Hybrid Superconductor–Ferromagnet Structures (Brief Review) / S.V. Mironov, A.V. Samokhvalov, A.I. Buzdin, A.S. Mel'Nikov // *JETP Letters*. – 2021. – Vol. 113, Iss. 2. – P. 92–101.

156 Meissner screening as a probe for inverse superconductor-ferromagnet proximity effects / M.G. Flokstra, R. Stewart, N. Satchell [et al.] // *Physical Review B*. – 2021. – Vol. 104, Iss. 6. – P. L060506.

157 Superconducting proximity effect in three-dimensional topological insulators in the presence of a magnetic field / P. Burset, B. Lu, G. Tkachov [et al.] // *Physical Review B*. – 2015. – Vol. 92, Iss. 20. – P. 205424.

158 Jacobsen, S.H. Critical temperature and tunneling spectroscopy of superconductor-ferromagnet hybrids with intrinsic Rashba-Dresselhaus spin-orbit coupling / S.H. Jacobsen, J.A. Ouassou, J. Linder // *Physical Review B*. – 2015. – Vol. 92, Iss. 2. – P. 024510.

159 Mironov, S. Vanishing Meissner effect as a Hallmark of in-Plane Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov Instability in Superconductor-Ferromagnet Layered Systems / S. Mironov, A. Mel'nikov, A. Buzdin // *Physical Review Letters*. – 2012. – Vol. 109, Iss. 23. – P. 237002.

160 Temperature Controlled Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov Instability in Superconductor-Ferromagnet Hybrids / S. Mironov, D. Vodolazov, Y. Yerin [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2018. – Vol. 121, Iss. 7. – P. 077002.

161 Marychev, P.M. Tuning the in-plane Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov state in a superconductor/ferromagnet/normal-metal hybrid structure by current or magnetic field / P.M. Marychev, D.Yu. Vodolazov // *Physical Review B*. – 2018. – Vol. 98, Iss. 21. – P. 214510.

162 Marychev, P.M. Magnetic field induced global paramagnetic response in a Fulde-Ferrell superconducting strip / P.M. Marychev, V.D. Plastovets, D.Yu. Vodolazov // *Physical Review B*. – 2020. – Vol. 102, Iss. 5. – P. 054519.

163 Buzdin, A.I. Critical-current oscillations as a function of the exchange field and thickness of the ferromagnetic metal (F) in an S-F-S Josephson junction / A.I. Buzdin, L.N. Bulaevskii, S.V. Panyukov // *JETP Letters*. – 1982. – Vol. 35, Iss. 4. – P. 147–148.

164 Oscillatory Superconducting Transition Temperature in Nb/Gd Multilayers / J.S. Jiang, D. Davidović, D.H. Reich, C.L. Chien // *Physical Review Letters*. – 1995. – Vol. 74, Iss. 2. – P. 314–317.

165 Fominov, Ya.V. Nonmonotonic critical temperature in superconductor/ferromagnet bilayers / Ya.V. Fominov, N.M. Chtchelkatchev, A.A. Golubov // *Physical Review B*. – 2002. – Vol. 66, Iss. 1. – P. 014507.

166 Reentrant Superconductivity in Nb/Cu $_{1-x}$ Ni $_x$ Bilayers / V.I. Zdravkov, A.S. Sidorenko, G. Obermeier [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2006. – Vol. 97, Iss. 5. – P. 057004.

167 Quasi-one-dimensional Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov-like state in Nb/Cu $_{0.41}$ Ni $_{0.59}$ bilayers / A.S. Sidorenko, V.I. Zdravkov, J. Kehrle [et al.] // *JETP Letters*. – 2009. – Vol. 90, Iss. 2. – P. 139–142.

168 Buzdin, A.I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures / A.I. Buzdin // *Reviews of Modern Physics*. – 2005. – Vol. 77, Iss. 3. – P. 935–976.

169 Bobkov, A.M. Enhancing of the critical temperature of an in-plane FFLO state in heterostructures by the orbital effect of the magnetic field / A.M. Bobkov, I.V. Bobkova // *JETP Letters*. – 2014. – Vol. 99, Iss. 6. – P. 333–339.

170 Beenakker, C.W.J. Search for Majorana Fermions in Superconductors / C.W.J. Beenakker // *Annual Review of Condensed Matter Physics*. – 2013. – Vol. 4, Iss. 1. – P. 113–136.

171 Li, Y. Exploring Topological Superconductivity in Topological Materials / Y. Li, Z. Xu // *Advanced Quantum Technologies*. – 2019. – Vol. 2, Iss. 9. – P. 1800112.

172 Volovik, G.E. Graphite, Graphene, and the Flat Band Superconductivity / G.E. Volovik // *JETP Letters*. – 2018. – Vol. 107, Iss. 8. – P. 516–517.

173 Murakami, S. Spin-Hall Insulator / S. Murakami, N. Nagaosa, S.–C. Zhang // *Physical Review Letters*. – 2004. – Vol. 93, Iss. 15. – P. 156804.

174 Kane, C.L. Z $_2$ Topological Order and the Quantum Spin Hall Effect / C.L. Kane, E.J. Mele // *Physical Review Letters*. – 2005. – Vol. 95, Iss. 14. – P. 146802.

175 Bernevig, B.A. Quantum Spin Hall Effect / B.A. Bernevig, S.–C. Zhang // *Physical Review Letters*. – 2006. – Vol. 96, Iss. 10. – P. 106802.

176 Beenakker, C.W.J. Specular Andreev Reflection in Graphene / C.W.J. Beenakker // *Physical Review Letters*. – 2006. – Vol. 97, Iss. 6. – P. 067007.

177 Beenakker, C.W.J. Colloquium: Andreev reflection and Klein tunneling in graphene / C.W.J. Beenakker // *Reviews of Modern Physics*. – 2008. – Vol. 80, Iss. 4. – P. 1337–1354.

178 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 // *Physical Review B*. – 2020. – Vol. 101, Iss. 6. – P. 064514.

179 Das, S.K. From local spin nematicity to altermagnets: Footprints of band topology / S.K. Das, B. Roy // *Physical Review B*. – 2025. – Vol. 111, Iss. 20. – P. L201102.

180 Li, Y. Majorana corner modes and tunable patterns in an altermagnet heterostructure / Y. Li, C. Liu // *Physical Review B*. – 2023. – Vol. 108, Iss. 20. – P. 205410.

181 Topological superconductivity in two-dimensional altermagnetic metals / D. Zhu, Z.Y. Zhuang, Z. Wu, Z. Yan // *Physical Review B*. – 2023. – Vol. 108, Iss. 18. – P. 184505.

182 Theory of Tunneling Spectroscopy in Unconventional p-Wave Magnet-Superconductor Hybrid Structures / K. Maeda, B. Lu, K. Yada, Y. Tanaka // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 2024. – Vol. 93, Iss. 11. – P. 114703.

183 Thermodynamic properties of a superconductor interfaced with an altermagnet / S. Chourasia, A. Svetogorov, A. Kamra, W. Belzig // *Physical Review B*. – 2025. – Vol. 111, Iss. 22. – P. 224503.

184 Bobkova, I.V. Spin-Dependent Quasiparticle Reflection and Bound States at Interfaces with Itinerant Antiferromagnets / I.V. Bobkova, P.J. Hirschfeld, Yu.S. Barash // *Physical Review Letters*. – 2005. – Vol. 94, Iss. 3. – P. 037005.

185 Bound states at the interface between antiferromagnets and superconductors / B.M. Andersen, I.V. Bobkova, P.J. Hirschfeld, Yu.S. Barash // *Physical Review B*. – 2005. – Vol. 72, Iss. 18. – P. 184510.

186 $0-\pi$ Transitions in Josephson Junctions with Antiferromagnetic Interlayers / B.M. Andersen, I.V. Bobkova, P.J. Hirschfeld, Yu.S. Barash // *Physical Review Letters*. – 2006. – Vol. 96, Iss. 11. – P. 117005.

187 Josephson effects in d-wave superconductor junctions with magnetic interlayers / B.M. Andersen, Yu.S. Barash, S. Graser, P.J. Hirschfeld // *Physical Review B*. – 2008. – Vol. 77, Iss. 5. – P. 054501.

188 Chklovskii, D.B. Electrostatics of edge channels / D.B. Chklovskii, B.I. Shklovskii, L.I. Glazman // *Physical Review B*. – 1992. – Vol. 46, Iss. 7. – P. 4026–4034.

189 Andreev reflection and enhanced subgap conductance in NbN/Au/InGaAs-InP junctions / I.E. Batov, T. Schäpers, A.A. Golubov, A.V. Ustinov // *Journal of Applied Physics*. – 2004. – Vol. 96, Iss. 6. – P. 3366–3370.

190 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 // *Physical Review B*. – 1982. – Vol. 25, Iss. 7. – P. 4515–4532.

191 Andreev reflection at the edge of a two-dimensional semimetal / A. Kononov, S.V. Egorov, Z.D. Kvon [et al.] // *Physical Review B*. – 2016. – Vol. 93, Iss. 4. – P. 041303.

192 Proximity-induced superconductivity within the InAs/GaSb edge conducting state / A. Kononov, V.A. Kostarev, B.R. Semyagin [et al.] // *Physical Review B*. – 2017. – Vol. 96, Iss. 24. – P. 245304.

193 Magnetic properties and spin structure of MnO single crystal and powder / X. Sun, E. Feng, Y. Su [et al.] // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2017. – Vol. 862. – P. 012027.

194 Observation of plaid-like spin splitting in a noncoplanar antiferromagnet / Y.–P. Zhu, X. Chen, X.–R. Liu [et al.] // *Nature*. – 2024. – Vol. 626, Iss. 7999. – P. 523–528.

195 Kouwenhoven, L. Perspective on Majorana bound-states in hybrid superconductor-semiconductor nanowires / L. Kouwenhoven // *Modern Physics Letters B*. – 2024. – Vol. 39, Iss. 03. – P. 2540002.

196 Crystal growth and characterization of MnTe single crystals / O. de Melo, F. Leccabue, C. Pelosi [et al.] // *Journal of Crystal Growth*. – 1991. – Vol. 110, Iss. 3. – P. 445–451.

197 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 // *Physical Review B*. – 2017. – Vol. 96, Iss. 7. – P. 075161.

198 Tang, G. Magnetic Field-Induced “Mirage” Gap in an Ising Superconductor /
G. Tang, C. Bruder, W. Belzig // Physical Review Letters. – 2021. – Vol. 126, Iss. 23. –
P. 237001.