

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

Есин Варнава Денисович

**Транспорт в топологических полуметаллах в  
нелинейном режиме: спиновый диод и  
нелинейный эффект Холла**

Специальность 1.3.8

Физика конденсированного состояния

диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

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

Черноголовка 2023

## Оглавление

Введение .....	3
1. Обзор литературы .....	19
1.1 Топологические материалы, как новая область исследования физики твёрдого тела ...	19
1.2 Спиновый диод в топологических материалах .....	23
1.3 Нелинейный эффект Холла в топологических материалах .....	25
2. Методика эксперимента .....	27
2.1 Используемые кристаллы .....	27
2.2 Изготовление образцов .....	32
2.3 Эксперимент в условиях низких и сверхнизких температур.....	35
2.4 Электрическая схема. ....	37
3. Экспериментальные результаты.....	40
3.1 Множественные магنونные моды в вейлевском полуметалле $Co_3Sn_2S_2$ .....	40
3.2 Спин зависимый транспорт через поверхность вейлевского полуметалла.....	47
3.3 Магنونные моды как эффект поверхностного ферромагнетизма и спин-орбитальной связи в киральном топологическом полуметалле $CoSi$ .....	55
3.4 Нелинейный эффект Холла в трёхмерных вейлевском и дираковском полуметаллах ..	62
3.5 Отклик второй гармоники в магнитном вейлевском полуметалле $Co_3Sn_2S_2$ .....	70
3.6 Отклик второй гармоники в магнитном полуметалле с узловой линией $Fe_3GeTe_2$ .....	76
Заключение.....	83
Список используемой литературы .....	86

## Введение

### Актуальность выбранной тематики.

В области физики твёрдого тела растёт интерес к новому классу объектов – топологические материалы. Первые теоретические исследования в этой области следует отнести к модели Б. А. Волкова и О. А. Панкратова, которые рассмотрели новую, полупроводниковую структуру на основе контакта двух материалов со взаимной инверсией энергетических зон [1]. Оригинальность предложенной идеи заключалась в образующихся, в подобных структурах, поверхностных состояниях, которые сохраняются независимо от степени чистоты поверхности. Авторы показали, что уравнение Дирака для такой модели всегда будет иметь локализованные у контакта решения, при наличии зонной инверсии и сильного спин-орбитального взаимодействия.

Первые экспериментальные реализации предложенной модели относятся к исследованиям двумерных систем в режиме спинового квантового эффекта Холла [2], в которых удалось подтвердить наличие краевого транспортного тока. Такой успех заложил основу для поиска нового класса материалов (позже, топологических изоляторов [3]), характеризующихся наличием щели в объёмном спектре и топологически защищёнными поверхностными состояниями.

В настоящее время, классическими примерами в области топологических материалов стали полуметаллы Вейля и Дирака [4], для которых характерна инверсия энергетических зон. В отличие от топологических изоляторов, спектр полуметаллов Вейля и Дирака содержит особые точки с линейным спектром, в которых валентная зона соприкасается с зоной проводимости. Поверхностные состояния в таких материалах можно визуализировать. Например, для вейлевских полуметаллов [5], в которых поверхностные состояния реализованы в виде Ферми арок, используется методика ARPES (Angle-resolved photoemission spectroscopy) [6]. Нетривиальность энергетического спектра является источником необычных эффектов, исследуемых в настоящее время. Например, магнитосопротивление [7], сверхпроводимость [8], а также некоторые оптические свойства данных материалов [9]. В свою очередь, из-за сильной корреляции между спином и импульсом электрона в поверхностных состояниях (spin-momentum locking) и сложной формой такого состояния в  $k$ -пространстве (Ферми арка), на поверхности топологических материалов образуются сложные спиновые текстуры, которые должны демонстрировать сложное поведение в магнитном поле.

В частности, популярным направлением в этой области является исследование динамики намагниченности в магнитных системах. Исторически, Д. Слончевский

предсказал механизм спиновой прецессии для магнитных материалов [10]. Позже, возникновение спин-волновых возбуждений (магнонов) было подтверждено в искусственно созданных магнитных многослойках (спиновый диод) [11,12]. Более того, для магнитных вейлевских полуметаллов предсказана возможность появления магнонных возбуждений [13], что стимулирует проводить исследования в данной области.

С другой стороны, существование поверхностных состояний основано на ненулевой кривизне Берри в импульсном пространстве. Теоретически предсказано, что прямой демонстрацией отличной от нуля кривизны Берри в транспортном эксперименте является наблюдение нелинейного эффекта Холла, ожидаемый для широкого класса материалов: топологических изоляторов, двумерных дихалькогенидов переходных металлов и трёхмерных полуметаллов Вейля и Дирака [14]. Однако, в отличие от классического эффекта Холла, зафиксировать холловский сигнал в этих случаях можно на второй гармонике. Экспериментально, нелинейный эффект Холла был исследован для случаев слоистых дихалькогенидов переходных металлов [15, 16]. Такой успех стимулирует исследовать нелинейный эффект Холла в топологических материалах.

**Целью** работы является исследование динамики намагниченности спинового диода на основе топологических материалов и нелинейного эффекта Холла.

Для достижение установленной цели, возникает **задача** – создание гетероструктур на основе проводника и топологического материала, и, как следствие, проведение транспортных экспериментов.

В качестве используемых **методов** выступают транспортные измерения в условиях низких (1.4 – 4.2 K), сверхнизких (0.03 – 1.2 K) температур, а также при наличии внешнего магнитного поля (до  $\sim 5 T$ ).

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Было подтверждено наличие новых магнонных ветвей в ферромагнитном  $Co_3Sn_2S_2$ . В отличие от ранних исследований с ферромагнитными многослойками, было показано, что полученные результаты отражают влияние топологически защищённых поверхностных состояний в магнитном вейлевском полуметалле  $Co_3Sn_2S_2$ .

2. Показаны, качественно, одинаковые результаты на двух типах интерфейсных структур с магнитным и немагнитным полуметаллами Вейля, для которых общим является только поверхностные состояния в вейлевском полуметалле. Сильная температурная зависимость и нетривиальная эволюция магнонных пиков во внешнем магнитном поле

подтверждает спин-поляризованный перенос через поверхностные состояния в вейлевских полуметаллах.

3. Экспериментально исследован спин-поляризованный транспорт в монокристаллическом  $CoSi$ . Была показана индуцированная током спиновая поляризация из-за сильной спин-орбитальной связи, а также возникновение магнанных мод с нетривиальной эволюцией в магнитном поле как совместный эффект поверхностного ферромагнетизма и спин-орбитальной связи в киральном топологическом полуметалле  $CoSi$ .

4. Впервые исследован нелинейный эффект Холла в немагнитных трёхмерных топологических полуметаллах Вейля ( $WTe_2$ ) и Дирака ( $Cd_3As_2$ ). Показано, что сигнал нелинейного эффекта Холла имеет нечётную зависимость от внешнего магнитного поля, в отличие от термоэдс, демонстрирующего чётную зависимость.

5. Для магнитного вейлевского полуметалла  $Co_3Sn_2S_2$  исследован продольный и поперечный отклик на второй гармонике, отражающий сложное взаимодействие нелинейного эффекта Холла и термоэлектрического отклика. В сильном магнитном поле, квадратичная зависимость поперечного отклика на второй гармонике соответствует теоретическим предсказаниям, в то время как линейная зависимость в слабых полях может отражать вклад как нелинейного эффекта Холла, так и вклада Ферми арок в магнитотермический транспорт в вейлевских полуметаллах.

6. Экспериментально исследован нелинейный эффект Холла в ферромагнетике  $Fe_3GeTe_2$ . Впервые был использован гармонический анализ Холла для исследования спиновых текстур на поверхности топологического полуметалла с узловой линией – магнитных скирмионов. Была продемонстрирована нетривиальная зависимость поперечного сигнала на второй гармонике от магнитного поля с гистерезисом в сильных полях и плоской, не зависящей от магнитного поля, областью в слабых полях.

#### **Научная новизна работы:**

1. Впервые были обнаружены новые магнанные ветви в ферромагнитном  $Co_3Sn_2S_2$ . Было показано влияние топологически защищённых поверхностных состояний на полученные результаты.

2. Были продемонстрированы, качественно, одинаковые результаты на двух интерфейсных структурах с магнитным и немагнитным полуметаллами Вейля, для которых общим является только поверхностные состояния.

3. Экспериментально показано возникновение магнанных мод как совместный эффект поверхностного ферромагнетизма и спин-орбитальной связи в киральном топологическом полуметалле  $CoSi$ .

4. Впервые обнаружен нелинейный эффект Холла в немагнитных трёхмерных полуметаллах Вейля и Дирака. Подтверждена нечётная зависимость холловского сигнала от внешнего магнитного поля.

5. Продемонстрировано сложное взаимодействие нелинейного эффекта Холла и термоэлектрического отклика для магнитного вейлевского полуметалла  $Co_3Sn_2S_2$ . Подтверждена квадратичная зависимость поперечного отклика на второй гармонике в сильном магнитном поле.

6. Обнаружена связь между гармоническим анализом Холла и нетривиальными спиновыми текстурами в топологическом полуметалле с узловой линией  $Fe_3GeTe_2$ .

**Научную и практическую значимость работы** составляют экспериментальные исследования динамики намагниченности в спиновом диоде на основе топологических материалов и нелинейного эффекта Холла, что даёт понимание вклада поверхностных состояний в транспорт заряда. Также, для подобных исследований существуют теоретические предпосылки и экспериментальная база. Наконец, подобные исследования, потенциально, могут быть приложены в области спинтроники.

**Степень достоверности и апробации работы.** В диссертационной работе представлены оригинальные результаты, которые были получены впервые и докладывались с последующим обсуждением на следующих конференциях:

1. Стендовый доклад «Нелинейный эффект Холла в трёхмерных Вейлевском и Дираковском полуметаллах» – 24-й международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, 2020 г.

2. Устный доклад «Демонстрация нескольких ветвей магнанных возбуждений в магнитном Вейлевском полуметалле  $Co_3Sn_2S_2$ » – 24-й международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, 2020 г.

3. Приглашённый доклад «Спиновые эффекты в транспортных свойствах топологических полуметаллов» – Совещание по теории твердого тела в ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 2021 г.

4. Международная конференция с конкурсным отбором участников. «Возбуждение магнонов в структурах на основе топологических полуметаллов» – 24-я

уральская международная зимняя школа по физике полупроводников, Екатеринбург, 2022 г.

5. Стендовый доклад «Измерение второй гармоники как инструмент для обнаружения спиновых текстур в магнитном полуметалле с узловой линией  $Fe_3GeTe_3$ » – 27-й международный симпозиум «Нанозифика и наноэлектроника», Нижний Новгород, 2023 г.

6. «Получение объемных слитков спин-поляризованного бесщелевого полупроводника  $Ti_2MnAl$ » – 2-я Международная научно-практическая конференция «Редкие металлы и материалы на их основе: технологии, свойства и применение», Москва, 2022 г.

7. Доклады на семинарах и Учёном совете в ИФТТ РАН.

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

**Структура и объём диссертации.** Диссертация состоит из введения, 3-х глав и заключения. Полный объём представленной диссертации составляют 96 стр., включающих в себя основной текст и 53 иллюстрации. Список используемой литературы насчитывает 155 наименования.

### **Содержание работы**

**Введение** диссертационной работы обосновывает актуальность выбранной тематики, сформулированы цели, задачи и методы их решения. Помимо этого, перечислены положения, выдвигаемые на защиту и аргументирована научная новизна проведённых исследований. Дополнительно, описывается научная и практическая значимость работы, степень достоверности и апробации работы, а также личный вклад автора.

**Первая глава** представляет из себя обзор научной литературы, связанной с выбранной тематикой. **Первый параграф** главы посвящён рассмотрению нового класса материалов в физике твёрдого тела – топологических материалов. Проиллюстрировано появление бесщелевого спектра из полуметаллов с инверсией энергетических зон и

образование топологически защищённых поверхностных состояний, реализованных в виде Ферми арок в таких классах материалов, как полуметаллы Вейля и Дирака. Дополнительно, описана методика ARPES (Angle-resolved photoemission spectroscopy) для визуализации Ферми арок в перечисленных классах топологических материалов. Во втором параграфе уделяется внимание исследованию динамики намагниченности в спиновом диоде на основе топологических материалах. Продемонстрировано историческое развитие данного направления, начиная с предсказанного Д. Слончевским механизма спиновой прецессии в магнитных материалах, и заканчивая серией экспериментальных работ, посвящённых исследованию индуцированных током спиновых возбуждений (магнонов) в ферромагнитных многослойках. В конце приводятся теоретически предсказания аналогичной динамики намагниченности в магнитных топологических полуметаллах. Третий параграф посвящён исследованию нелинейного эффекта Холла в топологических материалах и эффектам, связанным с ней. В качестве примера, рассмотрен нелинейный эффект Холла, возникающий из-за ненулевой кривизны Берри в материалах с нарушенной инверсионной симметрией или симметрией по обращению времени. Приведён пример материалов-кандидатов, в которых возможно возникновение данного эффекта, включая топологические материалы, и описан ряд экспериментальных работ по исследованию нелинейного эффекта Холла в двумерных диалкогенидах переходных металлов. В конце описана актуальность исследования нелинейного эффекта Холла в магнитных топологических материалах.

**Вторая глава** диссертации описывает методику проводимых исследований. В первом параграфе описан процесс выращивания всех кристаллов, с которыми проводились исследования. В качестве экспериментальных, были выбраны: немагнитные полуметаллы Вейля ( $WTe_2$ ) и Дирака ( $Cd_3As_2$ ), магнитные вейлевские полуметаллы (ферромагнетик  $Co_3Sn_2S_2$  и ферримагнетик  $Ti_2MnAl$ ), киральный топологический полуметалл ( $CoSi$ ), а также ферромагнитный полуметалл с узловой линией ( $Fe_3GeTe_2$ ). Все перечисленные материалы были выращены в лаборатории Физико-химических основ кристаллизации ИФТТ РАН, под руководством Н.Н. Колесникова. Второй параграф посвящён процессу изготовления экспериментальных образцов. Рассмотрены процедуры оптической фотолитографии и термического напыления контактных площадок на оксидированные кремниевые подложки  $SiO_2$ , а также описана новая, запатентованная методика изготовления контактов к тонким трехмерным чешуйкам слоистых кристаллов, заключающаяся в прижиге кристалла к предварительно сформированным контактам. В третьем параграфе затронуты аспекты работы в условиях низких и сверхнизких температур.

Рассмотрена конструкция криостата откачки паров жидкого гелия  ${}^4\text{He}$ , а также принцип работы криостата растворения непрерывного действия, работающего на циркуляции изотопов  ${}^3\text{He}$  в смеси  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ . Также описано устройство сверхпроводящего соленоида, которым оснащён криостат и процедура генерации магнитного поля. В четвёртом параграфе представлены электрические схемы с задачей тока, используемые в экспериментах. Для исследования интерфейсных эффектов и спиновой прецессии в магнитных материалах, описана трёхточечная схема измерения, сигнал которой отражает сопротивление соединённых последовательно контакта, интерфейса образца и часть его объёма. Напротив, для исследования нелинейного эффекта Холла на второй гармонике, приводится четырёхточечная схема измерения, которая позволяет исключить сопротивление контактов и отражает только объём исследуемого образца.

Третья глава посвящена экспериментальным результатам, полученным в Лаборатории квантового транспорта ИФТТ РАН.

Первая часть диссертации посвящена исследованию транспортных свойств поверхностных состояний в спиновом диоде на основе топологического материала. Для изготовления образцов, была использована разработанная и запатентованная методика изготовления контактов к тонким трехмерным чешуйкам слоистых кристаллов [17], заключающаяся в прижиге кристалла к контактам, предварительно сформированным на поверхности оксидированного кремния.

Матрица металлических контактных дорожек необходимой геометрии формируется стандартными методами литографии на поверхности оксидированного кремния. Исходный монокристалл механически расслаивается на тонкие чешуйки. Отдельная чешуйка помещается на поверхность уже сформированных контактов и однократно прижимается при помощи второй пластины оксидированного кремния. Подобная методика изготовления позволяет получить омические контакты, демонстрирующие стабильность и выживаемость в последующих циклах охлаждения (см. рис. 1).

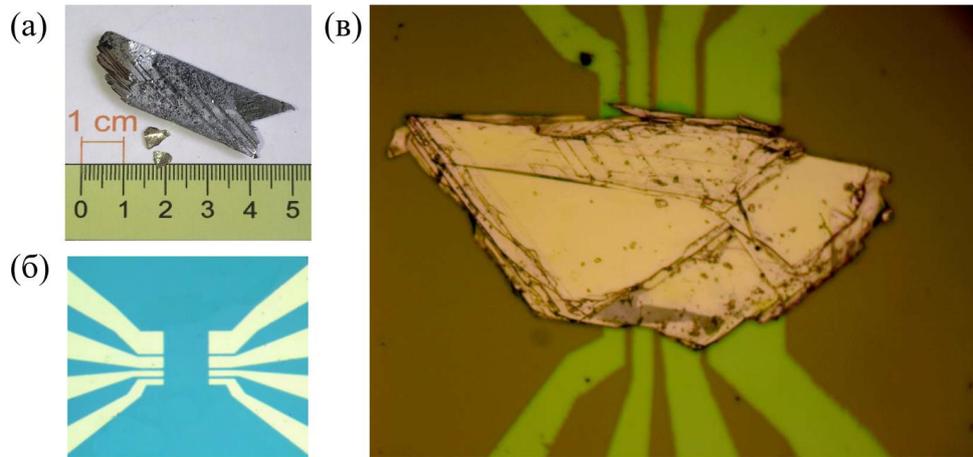


Рис. 1. (а) Исходный слиток кристалла. (б) Матрица предварительно сформированных контактов с помощью оптической фотолитографии. (с) Изображение чешуйки кристалла поверх контактов на оксидированной кремниевой подложке  $SiO_2$ .

Для исследования динамики намагниченности, по аналогии с ферромагнитными многослойками, был создан ряд интерфейсных структур на основе магнитных и немагнитных топологических материалов. В качестве примера, ниже, на рис. 2 изображены две созданные структуры: одна из них представляет контакт между нормальным слоем золота и магнитным полуметаллом Вейля  $Ti_2MnAl$ . Другая — это контакт [85] между ферромагнитным слоем никеля и немагнитным вейлевским полуметаллом  $WTe_2$  (см. рис. 2). Несмотря на то, что взятые кристаллы различаются по химическому составу, общим для них будет слой спин-поляризованных поверхностных состояний. Тогда, с технической точки зрения, созданные интерфейсные структуры представляют из себя последовательно соединённый ферромагнитный слой и слой поверхностных состояний топологического полуметалла.

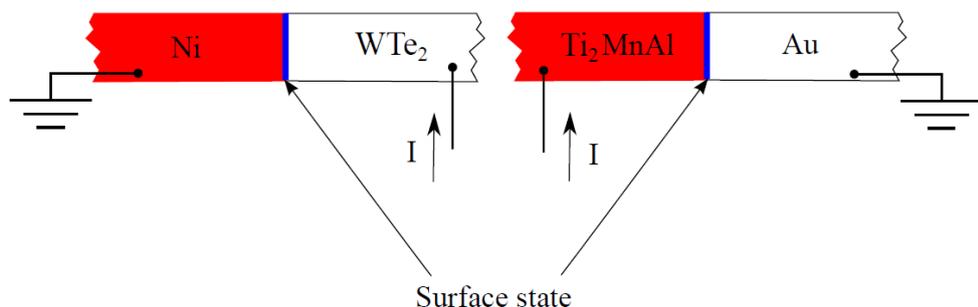


Рис. 2. Схематическое изображение интерфейсов  $Ni - WTe_2$  и  $Au - Ti_2MnAl$ , которые характеризуются поверхностными состояниями Вейля на интерфейсе (синий цвет). В каждом случае, одна сторона интерфейса имеет значительную спиновую поляризацию носителей ( $Ni$  или  $Ti_2MnAl$  соответственно, обозначено красным цветом). Таким образом, для этих контактов

исследуется спин-зависимый перенос через топологически защищенные поверхностные состояния в вейлевском полуметалле.

Для созданных интерфейсных структур были продемонстрированы, качественно, похожие кривые  $dV/dI$  с ярко выраженными пиками, подобными тем, которые приписываются индуцированным током спин-волновым возбуждениям в ферромагнитных многослойках (см. рис. 3). Положение пиков не зависит от направления развертки тока. При этом все наблюдаемые эффекты связаны именно с рассматриваемым интерфейсом, так как мы не наблюдаем каких-либо особенностей  $dV/dI$  в объемных свойствах  $Ti_2MnAl$ , что демонстрируют четырехточечные измерения на левой вставке к рис. 3.

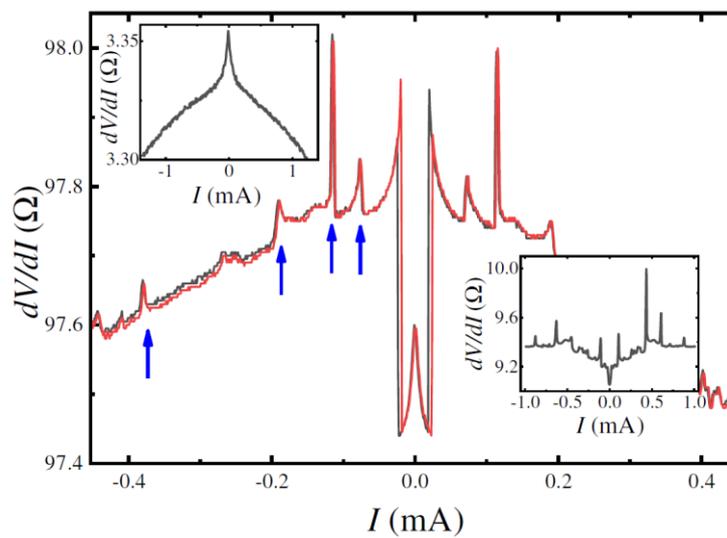


Рис. 3. Типичные примеры кривых  $dV/dI$  для транспорта через интерфейс  $Au - Ti_2MnAl$  для двух противоположных направлений развертки тока. Наблюдаются резкие пики  $dV/dI$  при больших токах (выделены синими стрелками), положение которых не зависит от направления развертки. Особенности  $dV/dI$  возникают из-за интерфейса  $Au - Ti_2MnAl$ , поскольку никаких особенностей  $dV/dI$  не наблюдается при четырехточечных измерениях для объемного  $Ti_2MnAl$ , как показано на вставке слева. На правой вставке показано аналогичное поведение  $dV/dI$  для интерфейса  $Ni - WTe_2$ . Кривые получены при  $30\text{ mK}$  в нулевом магнитном поле.

Эволюция положения пиков  $dV/dI$  для интерфейса  $Au - Ti_2MnAl$  для параллельного (а) и перпендикулярного (б) магнитных полей показана на рис. 4. Для обеих ориентаций поля положение пиков немонотонно смещается в сторону меньших токов, вплоть до полного исчезновения выше некоторого значения, различного для разных направлений – для нормальной ориентации поля  $0.2\text{ T}$ , для параллельной  $0.6\text{ T}$ .

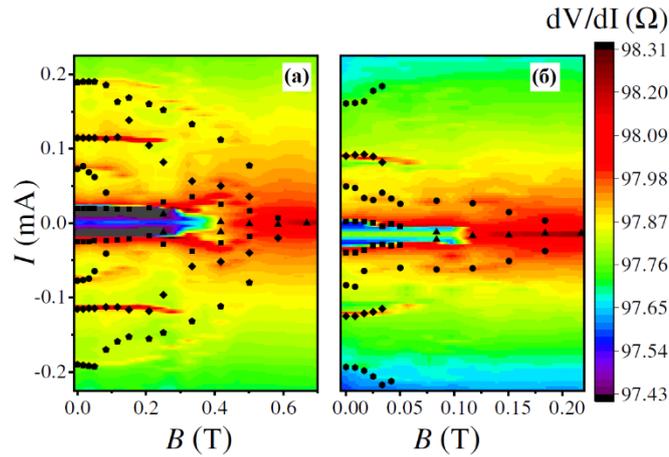


Рис. 4. Эволюция пиков  $dV/dI$  для интерфейса  $Au - Ti_2MnAl$  при параллельной (а) и нормальной (б) ориентации магнитного поля. Пики  $dV/dI$  смещаются в сторону меньших токов с увеличением поля. Данные получены при температуре  $30\text{ mK}$ .

Удивительно, что не только вид кривых  $dV/dI$  похожи для интерфейсов  $Ni - WTe_2$  и  $Au - Ti_2MnAl$ , но и особенности  $dV/dI$  показывают аналогичное поведение. Для  $Ni - WTe_2$  положения пиков  $dV/dI$ , также, смещаются к нулевому току с магнитным полем, подавление пиков происходит вдвое быстрее в нормальном поле (см. рис. 5).

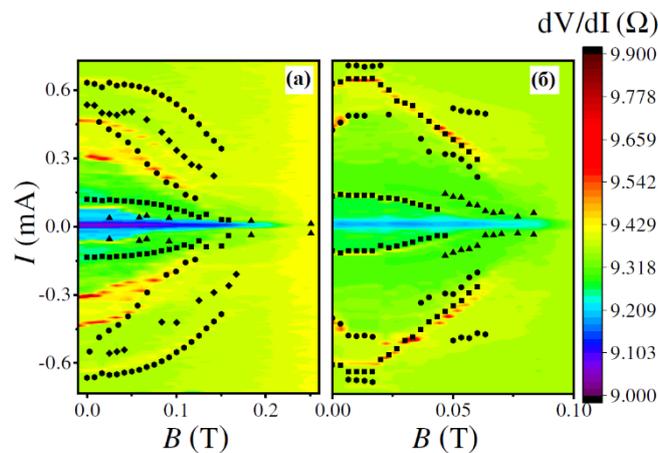


Рис. 5. Эволюция положения пиков  $dV/dI$  для интерфейса  $Ni - WTe_2$  для параллельной (а) и нормальной (б) ориентации магнитного поля. Поведение, качественно, аналогично случаю  $Au - Ti_2MnAl$  на рис. 24. Данные получены для температуры  $30\text{ mK}$ .

Положение пиков описывается моделью Слончевского  $I_{sw} \sim \alpha \mu \sigma H$ , где  $\sigma$  – полный спин свободного слоя. Он уменьшается до нуля, когда сильное магнитное поле или температура разрушают спиновые текстуры в топологических поверхностных состояниях. Так как поверхностные состояния в полуметаллах Вейля являются единственной общей характеристикой интерфейсов, а объёмная часть образца не демонстрирует никаких

эффектов, то следует заключить, что подобные кривые  $dV/dI$  возникают при спин-поляризованном переносе через поверхностные состояния на интерфейсе вейлевского полуметалла.

Вторая часть диссертации посвящена изучению нелинейного эффекта Холла в трёхмерных топологических полуметаллах. Эффект проявляется как ненулевой поперечный сигнал на второй гармонике, имеющий квадратичную зависимость. Для исследования эффекта, была использована четырёхточечная схема измерений, которая позволяет исключить сопротивление контактов и отражает только объём исследуемого образца (см. рис. 6).

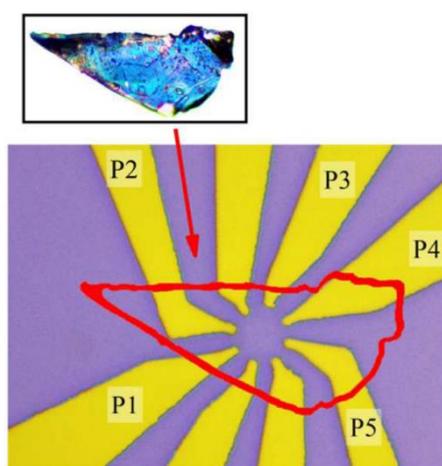


Рис. 6. Оптическое изображение золотых  $Au$  контактов на изолирующей подложке  $SiO_2$ . Переменный ток подается между контактами  $P1$  и  $P4$ , а поперечное (холловское) напряжение  $V_{xy}$  измеряется между контактами  $P3$  и  $P5$ . Дополнительно, измеряется продольный сигнал  $V_{xx}$  между контактами  $P2$  и  $P3$ .

В нулевом внешнем магнитном поле показано типичное поведение нелинейного эффекта Холла в виде квадратичного поперечного холловского сигнала  $V_{xy}^{2\omega}$  для двух различных образцов (см. рис. 7). Зависимость  $V_{xy}^{2\omega} \sim I^2$  продемонстрирована на нижней вставке к рис. 7. Продольный сигнал на второй гармонике  $V_{xx}^{2\omega}$  на порядок меньше, что подтверждает правильность выбранной геометрии. Заметной температурной зависимости в диапазоне  $1.4 - 4.2 K$  нет, что продемонстрировано на верхней вставке рис. 7.

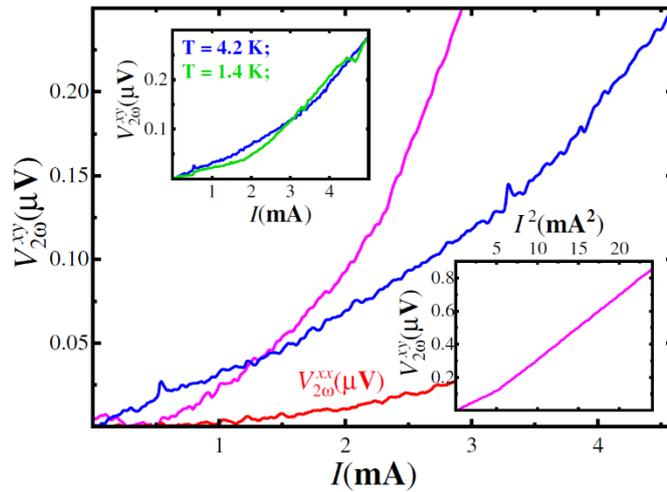


Рис. 7. Кривые  $V_{xy}^{2\omega}$  для нелинейного эффекта Холла в нулевом внешнем магнитном поле. Продольное напряжение на второй гармонике  $V_{xx}^{2\omega}$  на порядок меньше. Данные представлены для двух разных образцов (синяя и пурпурная кривые соответственно) при 4.2 K.

Также, при фиксированном значении переменного тока, к образцу, перпендикулярно, прикладывалось внешнее магнитное поле (см. рис. 8). Зависимость сигнала  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  демонстрирует нечётную зависимость, близкую к линейной, что подтверждает теоретические предсказания [14]. Аналогичные результаты были получены для разных немагнитных топологических полуметаллов.

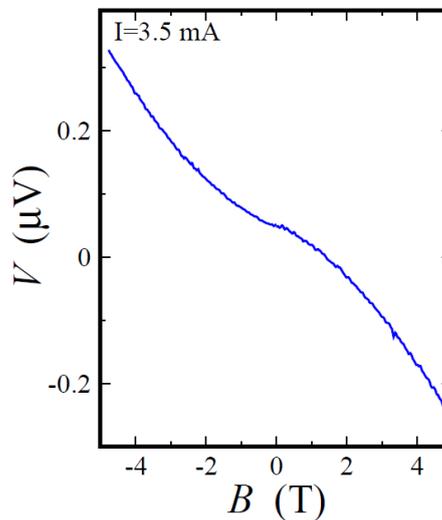


Рис. 8. Зависимость сигнала  $V_{xy}^{2\omega}$  нелинейного эффекта Холла от магнитного поля, при фиксированном переменном токе  $I$ , демонстрирует нечетное поведение.

Кроме немагнитных топологических материалов, нелинейный эффект Холла был исследован и в магнитных системах. Сигнал  $V_{xy}^{2\omega}(I)$  демонстрировал такую же нелинейную зависимость, как и в немагнитных системах. Однако, зависимость сигнала  $V_{xy}^{2\omega}$  от внешнего

магнитного поля демонстрирует дополнительные особенности (см. рис. 9). Линейная зависимость, действительно, наблюдается, но в сильных магнитных полях с выраженным гистерезисом. Дополнительно, имеется плоская (независящая от магнитного поля) область с касанием кривых в малых полях в пределах  $\pm 0.5$  Т. Такое поведение  $V_{xy}^{2\omega}(B)$ , качественно, одинаково для двух разных образцов с сильно различающимися значениями  $V_{xy}^{2\omega}$  на рис. 9 (а) и (б).

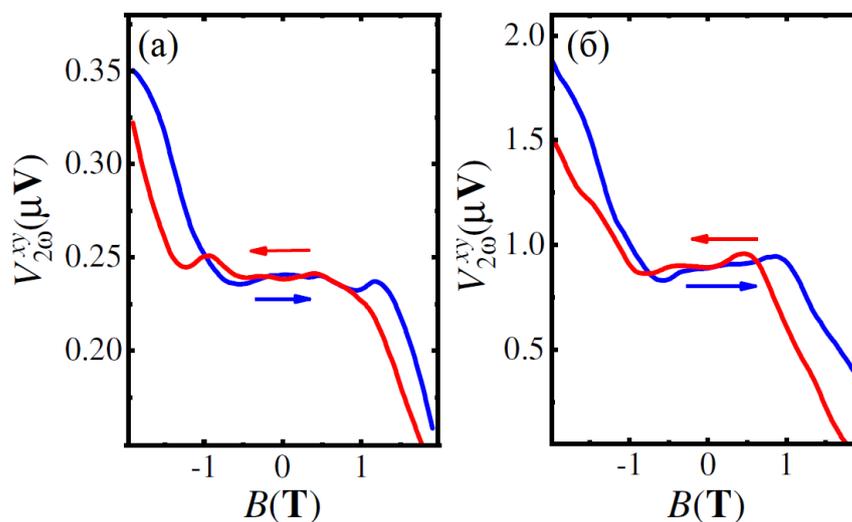


Рис. 9. Асимметричная зависимость  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  от магнитного поля, качественно, подобная для двух разных образцов (панели (а) и (б)) для фиксированного переменного тока  $I = 4.5$  мА). Ожидаемый линейный вклад от поля  $B$  достигается в сильном поле с выраженным гистерезисом и плоской (независящей от поля) областью в слабом поле ( $\pm 0.5$  Т), с касанием кривых. Гистерезис определяется направлением развертки магнитного поля, как показано стрелками того же цвета. Кривые показаны для перпендикулярного магнитного поля при температуре 4.2 К.

**В заключении** сформулированы основные результаты проделанной работы:

1. Для ферромагнетика  $Co_3Sn_2S_2$ , мы экспериментально исследовали электронный транспорт. Мы продемонстрировали кривые  $dV/dI$  с ярко выраженными асимметричными пиками, подобными тем, которые приписываются индуцированным током спин-волновым возбуждениям в ферромагнитных многослойках. В отличие от многослоек, для толстого монокристаллического кристалла  $Co_3Sn_2S_2$ , в режиме полностью спин-поляризованного объема, наблюдается несколько последовательностей пиков  $dV/dI$  при низкой,  $\sim 10^4$  А/см<sup>2</sup>, плотности тока. Мы приписываем пики  $dV/dI$  новым ветвям магнонов в магнитных полуметаллах Вейля, которые можно понимать как прямой результат связи между двумя магнитными моментами, опосредованными фермионами Вейля. В этом случае наблюдаемое расщепление магнонных ветвей в магнитном поле

может отражать предсказанное разделение зон для магнитного полуметалла Вейля. Наличие в  $Co_3Sn_2S_2$  эффектов переноса спина при низких плотностях тока делает этот материал привлекательным для применения в спинтронике.

2. Мы экспериментально сравнили два типа интерфейсных структур с магнитными и немагнитными полуметаллами Вейля. Они представляют собой соединения между нормальным слоем золота с магнитным вейлевским полуметаллом  $Ti_2MnAl$  и слоем ферромагнитного никеля с немагнитным полуметаллом Вейля  $WTe_2$  соответственно. Благодаря ферромагнитной части контакта, мы исследуем спин-поляризованный транспорт через поверхность вейлевского полуметалла. Для обеих структур мы демонстрируем, качественно, похожие вольтамперные характеристики с гистерезисом при малых токах и резкими пиками дифференциального сопротивления при больших. Несмотря на то, что такое поведение напоминает известную индуцированную током динамику намагниченности в ферромагнитных структурах, эволюция пиков сопротивления с магнитным полем необычна. Мы связываем наблюдаемые эффекты с индуцированной током спиновой прецессией в топологических поверхностных состояниях вейлевского полуметалла.

3. В случае монокристалла  $CoSi$ , мы экспериментально исследовали транспорт электронов при высокой плотности тока. Демонстрируемые кривые  $dV/dI$ , качественно, аналогичны кривым для ферромагнитных многослоев с характерными магнетными пиками и нетривиальной их эволюцией в магнитном поле. Мы интерпретируем эти наблюдения как результат индуцированной током спиновой поляризации из-за сильной спин-орбитальной связи в  $CoSi$ . Рассеяние неравновесных спин-поляризованных носителей в поверхностном ферромагнитном слое ответственно за прецессирующие спин-волновые возбуждения, поэтому, наблюдаемые магнетные моды являются совместным эффектом поверхностного ферромагнетизма и спин-орбитальной связи в киральном топологическом полуметалле  $CoSi$ .

4. Для трёхмерных монокристаллов  $WTe_2$  и  $Cd_3As_2$ , представляющих из себя полуметаллы Вейля и Дирака соответственно, мы экспериментально исследовали нелинейный эффект Холла. Мы демонстрируем отличный от нуля сигнал Холла на второй гармонике, которое квадратично зависит от продольного тока в нулевом магнитном поле. Если потенциальный контакт симметричен относительно линии тока, наблюдаемый сигнал находится в диапазоне  $\sim nV$ . Он показывает нечётную зависимость от направления магнитного поля, что является сильным аргументом в пользу эффектов намагничивания

током. Если потенциальный контакт несимметричен, градиент температуры дает на порядок больший сигнал термоэдс с четной зависимостью от магнитного поля.

5. Для магнитного полуметалла Вейля  $Co_3Sn_2S_2$ , мы экспериментально исследовали продольный и поперечный сигнал напряжения на второй гармонике. Мы обнаружили, что продольная составляющая  $V_{xx}^{2\omega}$  квадратично зависит от переменного тока в нулевом магнитном поле, что отражает сильный аномальный эффект Нернста, хорошо известный для материала  $Co_3Sn_2S_2$ . В отличие от наблюдаемого ранее нелинейного эффекта Холла, вызванного кривизной Берри, для немагнитных полуметаллов Вейля и Дирака, поперечное напряжение на второй гармонике демонстрирует сложное взаимодействие различных эффектов для  $Co_3Sn_2S_2$ . В сильных магнитных полях это соответствует квадратичному закону Зеебека, в то время как поведение в слабом поле оказывается линейным и чувствительным к направлению намагниченности образца. Последнее можно ожидать как для нелинейного эффекта Холла, так и для вклада поверхностного состояния в эффект Зеебека в полуметаллах Вейля. Таким образом, в  $Co_3Sn_2S_2$  существенны термоэлектрические эффекты, в отличие от немагнитных материалов Вейля и Дирака.

6. Для ферромагнетика Ван-Дер-Ваальса  $Fe_3GeTe_2$ , мы экспериментально исследовали сложное, зависящее от магнитного поля поведение сигнала нелинейного эффекта Холла на второй гармонике: в то время как сигнал на первой гармонике показывает известный гистерезис сигнала аномального эффекта Холла, сигнал Холла на второй гармонике характеризуется ярко выраженным гистерезисом в сильных полях и плоской (не зависящей от магнитного поля) областью  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  с касанием кривых в малых полях. Гистерезис в сильных полях отражает медленный процесс релаксации, поэтому он сильно зависит от скорости развертки магнитного поля. Для самой низкой скорости развертки, гистерезис сопровождается множественными точками пересечения кривых. Касание кривых в слабых полях и форма гистерезиса на второй гармонике с множественными точками пересечения известны для скирмионных спиновых текстур. Поскольку скирмионы были продемонстрированы для FGT методами прямой визуализации, мы можем связать наблюдаемую релаксацию в сильных полях с деформацией решетки скирмионов. Этот вывод подтверждается чувствительностью сигнала  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  к направлению внешнего магнитного поля, как и следует ожидать для поверхностных спиновых текстур. Таким образом, гистерезис холловского отклика второй гармонике можно рассматривать как проявление скирмионных структур  $Fe_3GeTe_2$  в транспортных экспериментах.

**Публикации по теме диссертации.** В основе диссертационной работы лежит 6 статей, опубликованных в зарубежных и российских научных журналах, входящих в перечень ВАК РФ:

1. Multiple magnon modes in the  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  Weyl semimetal candidate / O.O. Shvetsov, V.D. Esin, A.V. Timonina et al. // EPL. – 2019. – vol. 127. – pp. 57002.
2. Spin-dependent transport through a Weyl semimetal surface / V.D. Esin, D.N. Borisenko, N.N. Kolesnikov, E.V. Deviatov // Phys. Rev. B. – 2020. – vol. 101. – pp. 155309.
3. Magnon modes as a joint effect of surface ferromagnetism and spin-orbit coupling in CoSi chiral topological semimetal / V.D. Esin, A.V. Timonina, N.N. Kolesnikov, E.V. Deviatov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2021. – vol. 540. – pp. 168488.
4. Nonlinear Hall Effect in Three-Dimensional Weyl and Dirac Semimetals / O.O. Shvetsov, V.D. Esin, A.V. Timonina et al. // JETP Letters. – 2019. – vol. 109. – pp. 715.
5. Second-Harmonic Voltage Response for the Magnetic Weyl Semimetal  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  / V.D. Esin, A.V. Timonina, N.N. Kolesnikov, E.V. Deviatov // JETP Letters. – 2020. – vol. 111. – pp. 685.
6. Second-Harmonic Response in Magnetic Nodal-Line Semimetal  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / V.D. Esin, A.A. Avakyants, A.V. Timonina et al. // Chin. Phys. Lett. – 2020. – vol. 39. – pp. 097303.

## 1. Обзор литературы

### 1.1 Топологические материалы, как новая область исследования физики твёрдого тела

Характерной особенностью топологических материалов является инверсия энергетического спектра. В классическом случае, с полуметаллом висмута, валентная зона и зона проводимости разнесены в импульсном пространстве. Напротив, в случае топологических материалов, валентная зона, непосредственно, пересекается с зоной проводимости (см. рис. 10). Как следствие, имеется ряд вырожденных состояний, то есть состояний в импульсном пространстве, имеющих одинаковую энергию. Спин-орбитальное взаимодействие позволяет снять вырождение по спину, в результате чего в объёме раскрывается щель – случай топологического изолятора. В зависимости от симметрии кристалла, щель может раскрыться не везде – останутся отдельные точки, в которых соприкасаются валентная зона и зона проводимости – случай полуметаллов Вейля и Дирака.

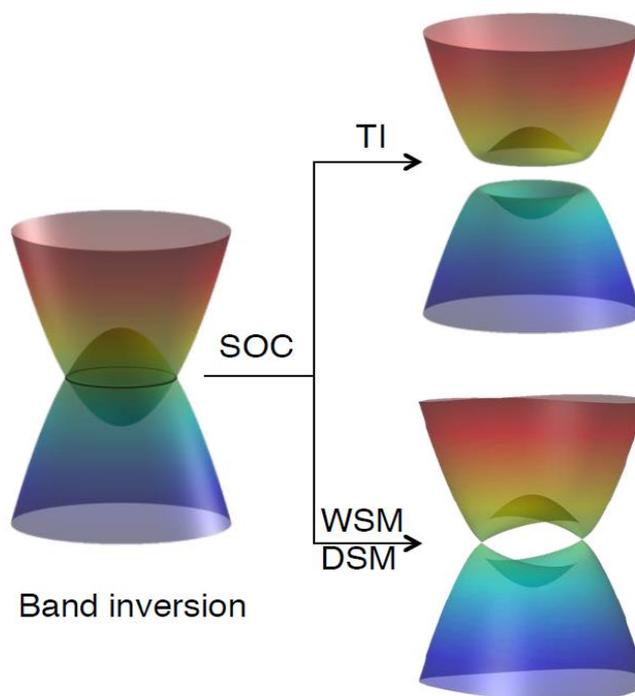


Рис. 10. Инверсия энергетического спектра в топологических материалах. Учёт сильного спин-орбитального взаимодействия приводит к снятию вырождения [5].

Полуметаллы Дирака характеризуются бесщелевым спектром с касанием в отдельных точках зоны Бриллюэна [4], вблизи которых спектр можно считать линейным. В

полуметаллах Вейля, путём дополнительного нарушения инверсионной симметрии или симметрии по обращению времени, каждая дираковская точка расщепляется на два вейлевских узла с противоположной киральностью (см. рис. 11).

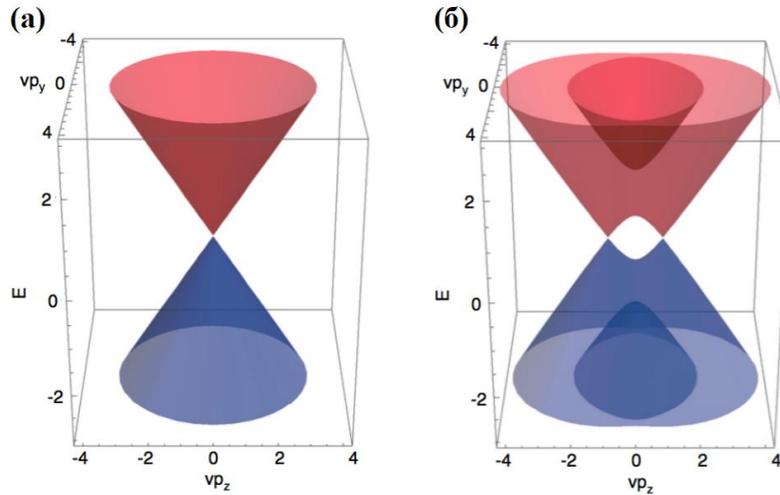


Рис. 11. Энергетический спектр для дираковского (а) и вейлевского (б) полуметалла [4].

Существует альтернативный случай образования бесщелевого спектра в топологических материалах. Если соприкосновение энергетических зон происходит не в отдельных точках, а вдоль некоторого замкнутого контура, то такой случай называется топологическим полуметаллом с узловой линией (см. рис. 12) [19].

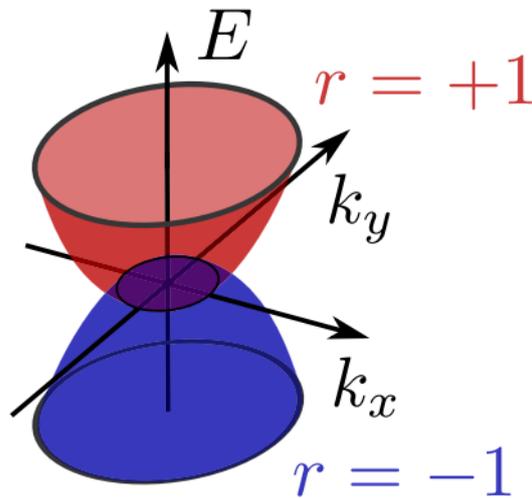


Рис. 12. Зонная структура топологического полуметалла с узловой линией. Плоскость зеркального отражения не снимает вырождения вдоль узловой линии [20].

Подобно топологическим изоляторам, полуметаллы Вейля, Дирака, а также полуметаллы с узловой линией, имеют топологически защищённые поверхностные

состояния, которые лежат в основе нетривиальной физики, представляющей интерес в этой области. В двумерном топологическом изоляторе, поверхностные состояния представляли из себя два одномерных краевых канала [2]. В трёхмерном случае, поверхностные состояния представляют двумерную систему – ряд параллельных плоскостей, каждая из которых является двумерным топологическим изолятором. Реализуются поверхностные состояния в виде Ферми арок, соединяющих проекции вейлевских узлов на поверхностную зону Бриллюэна (см. рис. 13) [5].

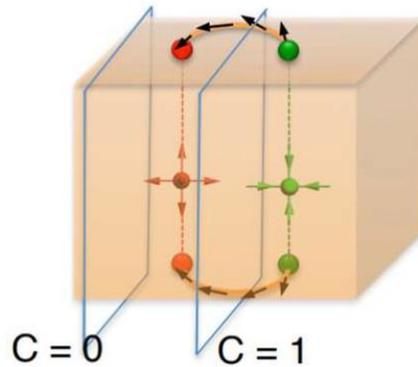


Рис. 13. Проекция вейлевских узлов на поверхностную зону Бриллюэна соединены Ферми аркой [5].

В случае топологического полуметалла с узловой, зеркальная плоскость сохраняет вырождение вдоль узловой линии. Как следствие, Ферми арки вырождаются в конфигурацию типа “Drumhead” (“Барабанного типа”) (см. рис. 14).

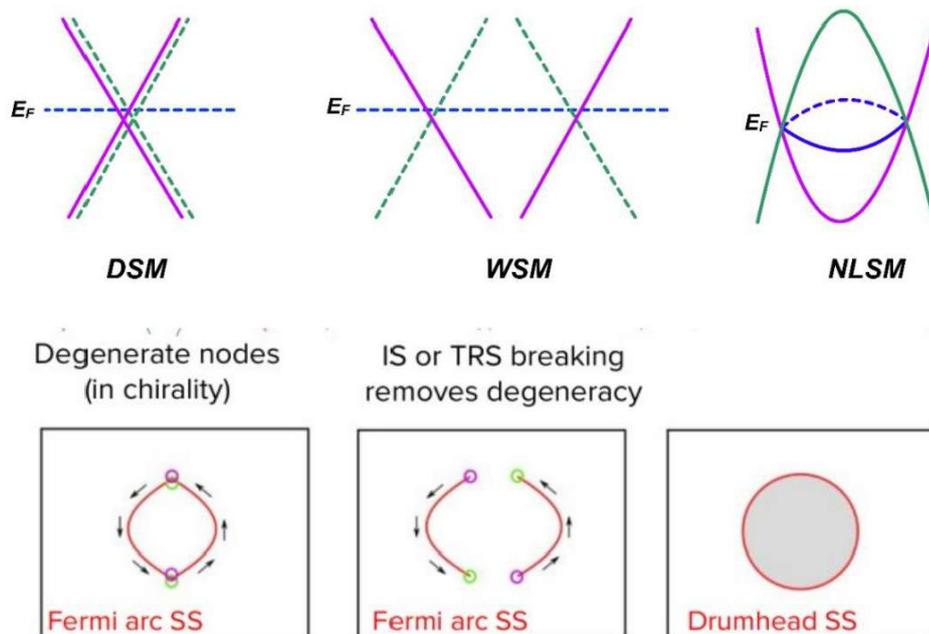


Рис. 14. Реализация поверхностных состояний в разных типах топологических материалах.

Для визуализации поверхностных состояний, в настоящее время, используется методика ARPES. Особенность методики заключается в возможности исследовать закон дисперсии в различных материалах [21]. В основе ARPES лежит явление фотоэффекта – облучая поверхность материала квантами электромагнитных волн, с поверхности эмитируются электроны различной энергии и направления. Фиксируя электроны в виде фотоэмиссионного спектра, дополнительно, разворачивая электронный анализатор по углу, получается фотоэмиссионный спектр с угловым разрешением.

Для получения закона дисперсии, решают задачу “от обратного”: по данным угла и величине энергии электрона, можно узнать импульс и направления в вакууме. Зная работу выхода электрона, можно восстановить волновой вектор в кристалле. С учётом энергии падающего фотона, получается одна точка закона дисперсии  $E(\vec{k})$ . Разворачивая анализатор по всем углам, можно восстановить закон дисперсии в кристалле.

Ферми арки наблюдались на перечисленных системах топологических материалов: полуметаллах Вейля и Дирака [22] и полуметаллах с узловой линией (см. рис. 15) [23].

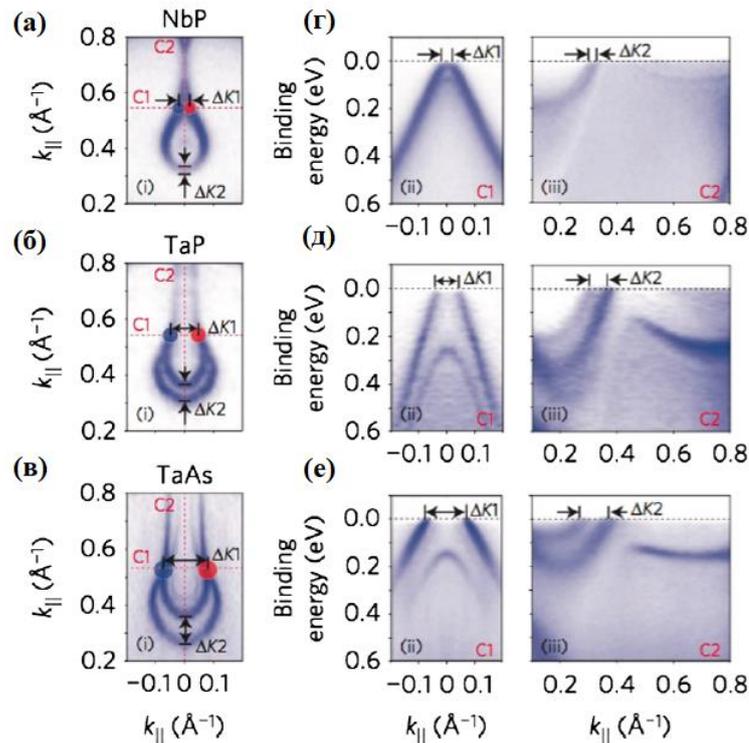


Рис. 15. Закон дисперсии (а-в), полученный из экспериментальных данных ARPES (г-е) для разных топологических материалов [22].

## 1.2 Спиновый диод в топологических материалах

Д. Слончевский, в 1996 г., предсказал механизм спиновой прецессии в магнитных материалах [10]. Начиная с 1998 г. была опубликована серия экспериментальных работ, подтверждающих данную гипотезу [11,24,25,26]. Это были ферромагнитные многослойки, в которых были продемонстрированы индуцированные, при большой плотности тока, возбуждения спиновых волн – магнонов. В эксперименте, спиновые волны наблюдались лишь при одной полярности тока и характеризовались как пик на кривой дифференциального сопротивления (см. рис. 16). В подобных структурах спин-зависимое рассеяние может перевернуть магнитные моменты отдельных слоев, что приводит к переключениям  $dV/dI$  при малых токах [11].

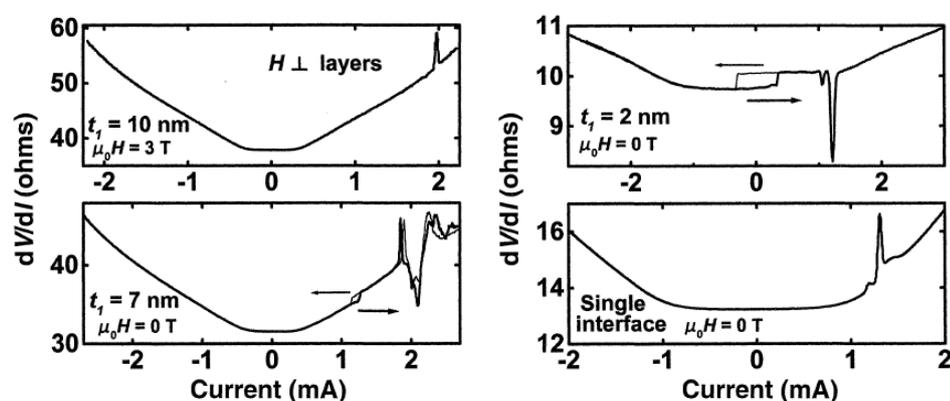


Рис. 16. Зависимость дифференциального сопротивления от тока в ферромагнитных многослойках Co/Cu/Co при различной толщине  $t_1$  тонкого слоя Co [11].

Подобная динамика намагниченности с помощью электрического поля была предсказана и для магнитных топологических полуметаллов [12,13]. В частности, было предсказано появление магнонных ветвей в трёхмерных магнитных полуметаллах Вейля, которые можно понимать, как результат связи между двумя магнитными моментами, опосредованной фермионами Вейля [13]. Более того, есть несколько кандидатов в магнитоупорядоченные вейлевские полуметаллы [27,28,29,30].

Например, в топологических полуметаллах с узловой линией, о которых говорилось во введении [4], благодаря фиксации спина под определённым углом к импульсу электрона (spin-momentum locking) [48], возможно существования нетривиальных спиновых текстур на поверхности материала [33]. Данные ARPES позволяют визуализировать спиновое распределение в таких материалах (см. рис. 17) [49].

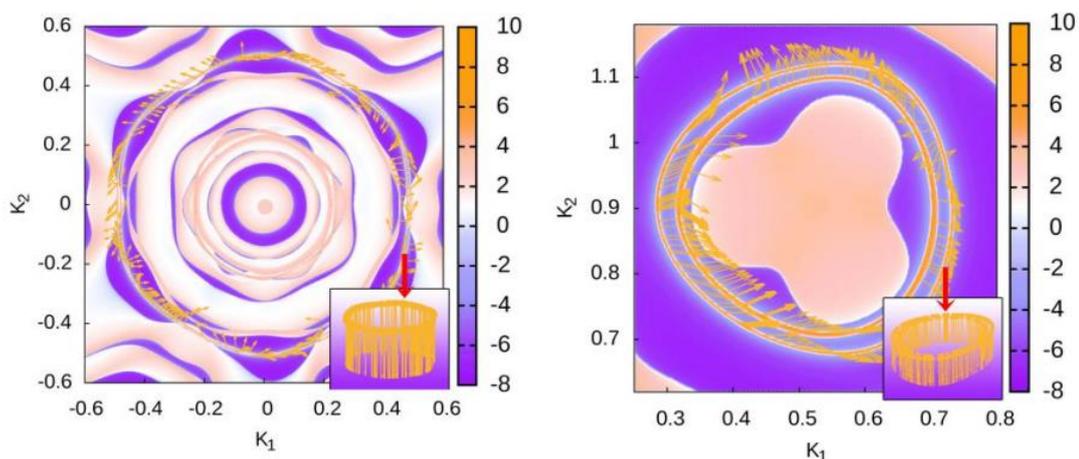


Рис. 17. Теоретический расчёт спиновых текстур поверхностных состояний вблизи высокосимметричных точек зоны Бриллюэна  $\Gamma$  и  $K$  соответственно [49].

С другой стороны, поверхность вейлевских полуметаллов характеризуется спин-поляризованными ферми арками [31,32,33], что, как и в случае с топологическими изоляторами [34], позволяет ожидать сложную, индуцированную током динамику намагниченности и для поверхностных магнитных текстур топологических полуметаллов [12,35].

### 1.3 Нелинейный эффект Холла в топологических материалах

Другим эффектом, предсказанным в широком классе топологических материалов с нарушением симметрии по обращению времени, является нелинейный эффект Холла [37]. В присутствии симметрии по обращению времени, холловский ток отсутствует в линейном отклике. Нелинейный, холлоподобный ток возникает из кривизны Берри в импульсном пространстве [17,37,38,39]. Исходя из этого, были предложены несколько классов материалов-кандидатов, в которых возможно существование нелинейного эффекта Холла [17]: топологически кристаллические изоляторы, двумерные дихалькогениды переходных металлов и трёхмерные полуметаллы Вейля и Дирака.

Другим возможным вкладом в нелинейный эффект Холла может стать косое рассеяние на немагнитных примесях, допускаемое для всех классов инвариантных к обращению времени нецентросимметричных кристаллах [40]. Напротив, диполь кривизны Берри требует более строгих условий симметрии.

Для слоистых двумерных дихалькогенидов переходных металлов нелинейный эффект Холла был обнаружен в 2019 г. [15,41]. Сам эффект проявляется как отличная от нуля поперечная компонента напряжения  $V_{xy}$  – сигнал имеет нелинейную зависимость, а именно квадратично зависит от тока. Поэтому, поиск сигнала нелинейного эффекта Холла следует осуществлять на второй гармонике. Важно отметить, что продольная компонента напряжения  $V_{xx}$  при этом, практически равна нулю – малое отклонения от нуля объясняется неидеальностью геометрии эксперимента (см. рис. 18).

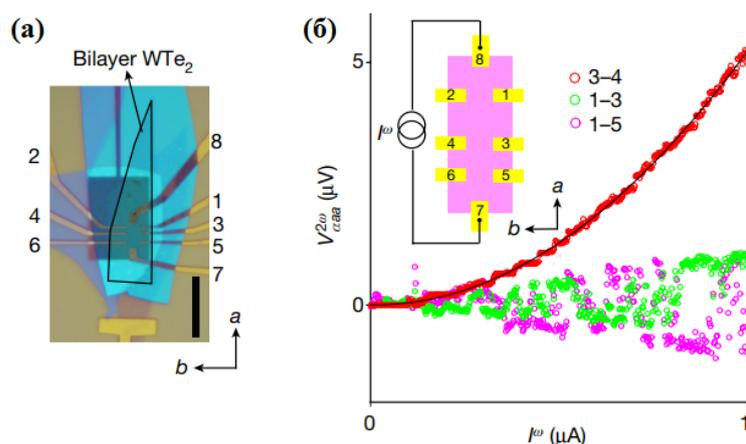


Рис. 18. Нелинейный эффект Холла в двумерном  $WTe_2$ . (а) Оптическое изображение экспериментального образца с обозначением контактных дорожек. (б) Вольтамперная характеристика продольного и поперечного сигнала от продольно протекающего тока [15].

Качественно, переменный ток создает фиктивную намагниченность образца, которая и приводит к аномальному эффекту Холла в отсутствие внешнего магнитного поля. Последний проявляется как сигнал Холла на второй гармонике, амплитуда которого пропорциональна квадрату тока.

Исходя из этого, становится актуальной задача исследование нелинейного эффекта Холла в трёхмерных немагнитных полуметаллах Вейля и Дирака, которые являются подходящими для данной задачи кандидатами [4]. Однако, топологические материалы характеризуются сильным термоэлектрическим эффектом [42], который, в свою очередь, тоже должен проявлять себя как квадратичный по току сигнал [44]. Поэтому, важным становится вопрос о возможности разделения вклад в исследуемом сигнале нелинейного эффекта Холла от термоэлектрического отклика.

В целом, семейство эффектов Холла является одним из проявлений нетривиальной физики в топологических материалах [4]. В частности, для вейлевских полуметаллов, при условии нарушения симметрии обращения времени (Т-симметрия), предсказана возможность существования аномального эффекта Холла [17]. В отличие от классического эффекта Холла, поперечный сигнал в материале возникает в отсутствие внешнего магнитного поля на первой гармонике, как и классический эффект Холла. Примечательно, что при измерении зависимости аномального эффекта Холла от магнитного поля, кривая описывает петлю гистерезиса с нелинейными особенностями (см. рис. 19) [47].

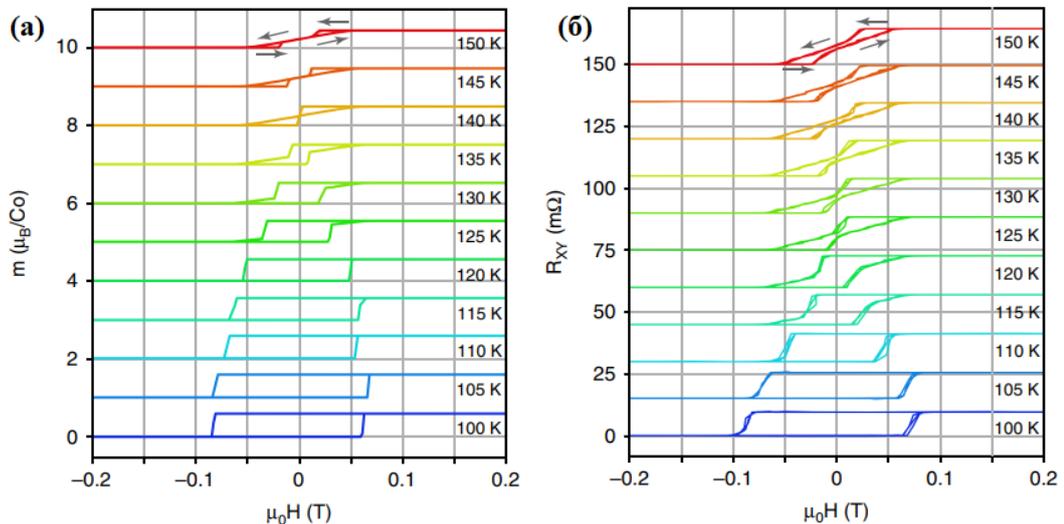


Рис. 19. Петли гистерезиса для топологического полуметалла  $Co_3Sn_2S_2$ . (а). Полученные прямыми, магнитометрическими методами. (б). Зависимость холловского сигнала от величины магнитного поля [47].

Нелинейности в петлях гистерезиса должны проявить себя и на второй гармонике, что стимулирует исследовать нелинейный эффект Холла в магнитных материалах.

## 2. Методика эксперимента

### 2.1 Используемые кристаллы

Для проведения экспериментальной работы, нами был использован ряд топологических материалов, выращенных в лаборатории физико-химических основ кристаллизации ИФТТ РАН под руководством команды Колесникова Н. Н. Ниже представлен список выращенных кристаллов:

**а) Ферромагнитный полуметалл Вейля  $Co_3Sn_2S_2$ .** Монокристаллы  $Co_3Sn_2S_2$  были выращены методом градиентной заморозки. Исходный состав высокочистых компонентов, взятых в стехиометрическом соотношении, медленно нагревали до 920 °С в горизонтально расположенной, вакуумированной кварцевой ампуле. Далее, расплав выдерживали в течении 20 ч., а затем охлаждали в печи до температуры окружающей среды со скоростью  $\sim 20$  °С/ч. Полученный слиток был расколот в средней части. С помощью дифракции Лауэ была подтверждена гексагональная структура с плоскостью скола в направлении (0001). Электронно-зондовый микроанализ сколов и рентгенофазовый анализ порошкообразных образцов подтвердили стехиометрический состав выращенного кристалла.

Стандартные измерения магнитосопротивления показывают, что кристаллы  $Co_3Sn_2S_2$  демонстрируют гигантский аномальный эффект Холла при нормальном, к плоскости кристалла, направлении внешнего магнитного поля, что характерно для данного материала [52]. На петлях гистерезиса присутствуют резкие переключения холловского сопротивления в области  $\sim 0.5$  T, что соответствует ранее опубликованным данным [50,51]. Также, образцы демонстрируют продольное, положительное ненасыщающееся магнетосопротивление, подтверждённое ранее [53] (см. рис. 20), что доказывает высокую чистоту и качество полученных образцов.

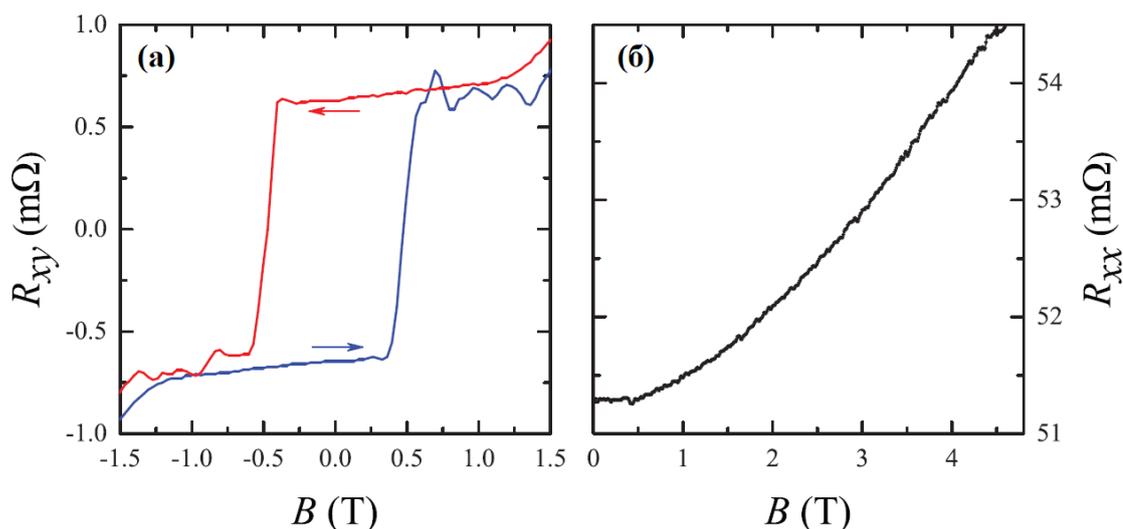


Рис. 20. (а) Гигантский аномальный эффект Холла образцов полуметалла  $Co_3Sn_2S_2$ . Сопротивление Холла  $R_{xy}$  демонстрирует гистерезисное поведение и резкие переключения при  $\sim 0.5$  Тл. Стрелки указывают направления сканирования. (б) Положительное ненасыщающее продольное магнитосопротивление в нормальном магнитном поле [58].

**б) Ферромагнитный вейлевский полуметалл  $Ti_2MnAl$ .** Кристалл получен в виде объемного слитка с помощью левитационной плавки в высокочастотной ( $\sim 60-70$  кГц) индукционной печи. Смесь порошков  $Mn$  и  $Al$  помещали в цилиндрическую титановую капсулу и плавил в взвешенном состоянии в течение 20 минут при давлении  $\sim 0,2$  МПа и температуре  $2080$  К в среде аргона. После выключения нагревателя, образовавшийся расплав сбрасывали в охлаждаемый медный кристаллизатор, где подвергали закалке при  $278$  К.

В отличие от  $Co_3Sn_2S_2$ , кристаллы  $Ti_2MnAl$  характеризуются низким положительным магнетосопротивлением, что и было показано позже [59] (см. рис. 21). Также известно, что полуметалл  $Ti_2MnAl$  обладает ферромагнитной фазой [60] – магнитные моменты в двух узлах  $Ti$  антипараллельны моменту в узле  $Mn$ , демонстрируя нулевую результирующую намагниченность. Температура Кюри определена равной  $\sim 650$  К.

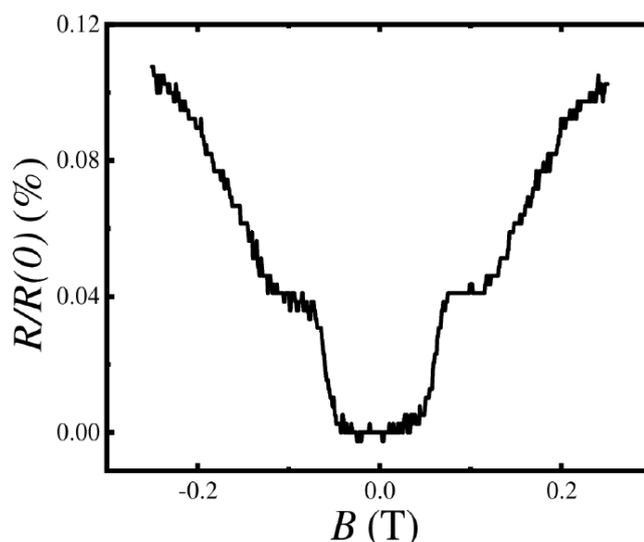


Рис. 21. Низкое положительное магнетосопротивление для объёмного  $Ti_2MnAl$  [61].

**в) Немагнитный полуметалл Вейля  $WTe_2$ .** Соединение было синтезировано взаимодействием вольфрама с парами теллура в запаянной ампуле из кварца. Кристаллы  $WTe_2$  были выращены методом двухстадийного переноса йода [62], который ранее успешно применялся [62,63] для выращивания других халькогенидов металлов, таких как  $NbS_2$  и  $CrNb_3S_6$ . Состав  $WTe_2$  подтвержден методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Рентгеновская дифракция подтверждает орторомбический монокристалл группы  $Pmn2_1$  с параметрами решетки  $a = 3,4875 \text{ \AA}$ ,  $b = 6,2672 \text{ \AA}$  и  $c = 14,0630 \text{ \AA}$ . В ранних работах, стандартными методами измерения магнетосопротивления было показано, что кристаллы  $WTe_2$  демонстрируют большое (около 3000 %), ненасыщающееся положительное магнетосопротивление в полях  $\sim 14 \text{ T}$  [64,67].

**г) Киральный полуметалл  $CoSi$ .** Основа для  $CoSi$  была синтезирована из порошков кобальта и кремния путем нагрева со скоростью  $10 \text{ }^\circ\text{C}/\text{ч}$  в вакуумированных кварцевых ампулах до  $950 \text{ }^\circ\text{C}$ . Ампулы выдерживали при этой температуре в течение двух недель, а затем охлаждали до комнатной температуры со скоростью  $6 \text{ }^\circ\text{C}/\text{ч}$ . С помощью рентгеноструктурного анализа, полученный материал был идентифицирован как  $CoSi$  с некоторыми следами  $SiO_2$ . Далее, монокристаллы  $CoSi$  выращиваются из полученной основы путем переноса йода в вакуумированной ампуле из кварца при  $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ . Рентгеновская дифрактометрия демонстрирует кубическую структуру кристаллов и равное соотношение атомов  $Co$  и  $Si$  в составе, без каких-либо следов  $SiO_2$ .

д) **Дираковский полуметалл  $Cd_3As_2$** . Кристаллы выращивались методом кристаллизации капель расплава в конвективном противотоке аргона при давлении  $\sim 5$  МПа. В качестве источника капель применялся сталагмометр, аналогичный описанному [69]. Около одной пятой капель были монокристаллами. Энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия (EDX) и порошковые рентгеновские дифрактограммы всегда подтверждали наличие чистого  $Cd_3As_2$  с нецентросимметричной группой  $I4_1cd$  [65,66].

Измерениями магнитосопротивления показано, что образцы  $Cd_3As_2$  демонстрируют большое магнитосопротивление с осцилляциями Шубникова-де-Гааза в сильных магнитных полях [73]. Концентрация носителей оценивается  $n \sim 2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а низкотемпературную подвижность как  $\mu \sim 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ , что хорошо согласуется с известными значениями [68].

е) **Ферромагнетик Ван-Дер-Ваальса  $Fe_3GeTe_2$** . Синтез производился из элементов в вакуумированной кварцевой ампуле в двухстадийном процессе. На первом этапе, основу будущего кристалла нагревали до  $470^\circ\text{C}$  со скоростью  $10^\circ\text{C}/\text{ч}$  и выдерживали ампулу при этой температуре в течение 50 ч. На втором этапе, с той же скоростью, повышали температуру до  $970^\circ\text{C}$ . После 140 ч выдержки, ампулу охлаждали до комнатной температуры со скоростью  $5^\circ\text{C}/\text{ч}$ . Данные рентгеновской дифракции с образцов показали, что в материале, помимо ожидаемого соединения  $Fe_3GeTe_2$ , также были обнаружены теллуриды железа  $FeTe$  и  $FeTe_2$ .

Для получения монокристаллов  $Fe_3GeTe_2$ , синтезированную смесь запаивали в вакуумированную кварцевую ампулу с некоторой примесью йода. Транспортную реакцию проводили в течение 240 ч при температуре  $530^\circ\text{C}$  и  $410^\circ\text{C}$  в горячей и холодной зонах соответственно. Далее, ампулу охлаждали жидким азотом. Из полученных монокристаллов  $Fe_3GeTe_2$  удаляли водорастворимые иодиды железа и теллура горячей дистиллированной водой. Как итог, рентгеноструктурный анализ подтверждает единственную фазу  $Fe_3GeTe_2$  с пространственной группой симметрии  $P63/mmc$  (194) ( $a = b = 3,991 \text{ \AA}$ ,  $c = 16.33(3) \text{ \AA}$ ) (см. рис. 22). Известная структурная модель [70]  $Fe_3GeTe_2$  подтверждается с помощью рентгеновской дифракции монокристаллов (Oxford diffraction Gemini-A,  $MoK\alpha$ ). Состав  $Fe_3GeTe_2$  подтвержден также методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии.

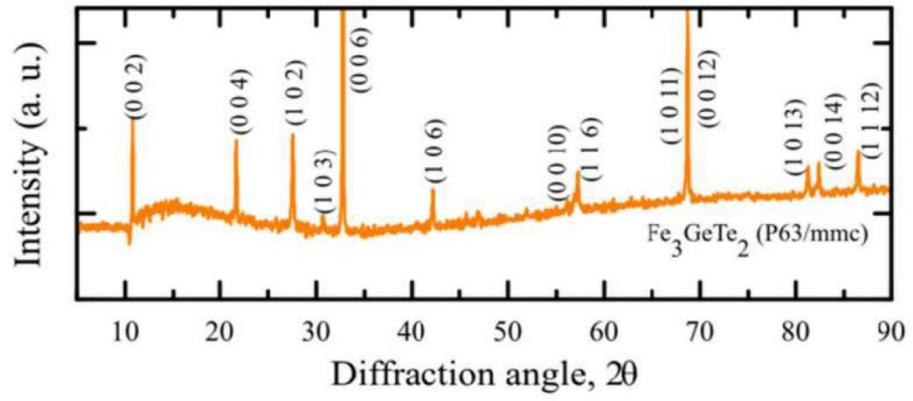


Рис. 22. Рентгенограмма, подтверждающая однофазность  $Fe_3GeTe_2$  [71].

## 2.2 Изготовление образцов

Для проведения транспортных измерений в современной экспериментальной физике, важно иметь контролируемую и отлаженную технологию производства образцов. После выращивания кристалла, наступает этап изготовления экспериментальных образцов, состоящий из нескольких шагов:

**1. Подготовка подложек.** На оксидированную кремниевую подложку  $SiO_2$  (размер квадратной площадки  $\sim 3 \times 3$  мм.), с помощью методов оптической фотолитографии, наносится матрица будущих контактных площадок. Вначале, по подложке распределяется фоторезист с помощью центрифуги. Далее, под специальной маской, подложки засвечиваются ультрафиолетовым излучением. В конце, засвеченные области протравливаются в проявителе.

**2. Напыление плёнок.** На полученные подложки, путём термического напыления, осаждается проводящий материал (в зависимости от задачи, золото, никель, нихром, индий и т.д....). Процедура напыления происходит после создания высокого вакуума – предварительный ( $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$  мм. рт. ст.) создаётся форвакуумным насосом, а финальный ( $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$  мм. рт. ст.) с помощью диффузного насоса.

В зависимости от материала, напыление осуществляется либо с вольфрамовой проволоки (диаметр  $\sim 1$  мм) V-образной или спиралевидной формы (нихром, никель), либо с полоски танталовой фольги с углублением (золото, индий) – «лодочки» (толщина полоски  $\sim 0.1$  мм). Как проволока, так и полоска тантала, предварительно, прокаливается, путём пропускания через неё тока ( $\sim 40 - 45$  А для проволоки и  $\sim 20 - 25$  А для лодочки) для удаления загрязнений с её поверхности.

В случае никеля, получение плёнки толщиной  $300 - 500$  Å может быть проблематичной задачей, так как, при высокой температуре, вольфрамовая проволока с никелем образует сплав, температура плавления которого меньше температуры плавления вольфрама. Как следствие, V-образная форма проволоки плавится, а напылённый слой не превышает  $\sim 100$  Å материала. Используя форму спирали с 3-4 витками, смотанными из проволоки общей длиной  $\sim 10 - 15$  см, можно создать несколько областей, с которых происходит испарение.

Подбирая силу тока так, чтобы скорость напыления не превышала  $4 - 5$  Å/с, можно получить равномерную по толщине плёнку  $\sim 300 - 1000$  Å. Далее, необходимо удалить часть с подложки, которая не была засвечена на этапе фотолитографии – техника *Lift - Off*. Подложка с плёнкой выдерживается в ацетоне, после чего обдувается слабым потоком

воздуха – не засвеченная часть плёнки отслаивается от подложки. В конце, с подложки смываются остатки ацетона с помощью спирта и обдувается воздухом из компрессора. Как итог, получается подложка с металлическими, проводящими дорожками (см. рис. 23).

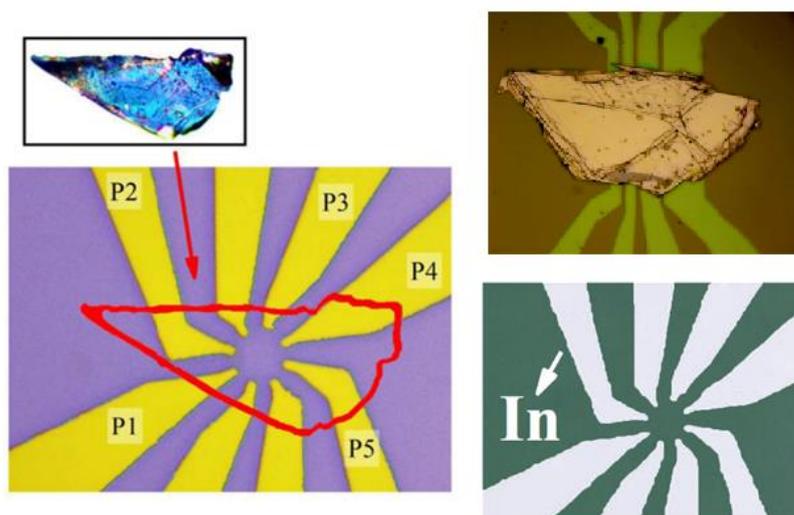


Рис. 23. Оптические изображения подложек с нанесёнными металлическими плёнками.

**3. Прижим и распайка кристаллика.** В последнее время возник значительный интерес к гибридным структурам на основе тонких чешуек слоистых кристаллов (например, графит, черный фосфор, ди- и монокалькогениды переходных металлов). Стандартно, омические контакты между металлической (нормальной, сверхпроводящей, ферромагнитной) пленкой и тонкой чешуйкой слоистого кристалла создаются методами электронной- или фотолитографии – монослой кристалла удерживается на поверхности оксидированного кремния посредством ван-дер-ваальсовых сил, в то время как металлические контакты формируются поверх кристалла методами литографии (покрытие всей структуры фоторезистом, локальная засветка электронным или оптическим пучком и удаление фоторезиста из засвеченных областей), последующим напылением металлической пленки на всю структуру и взрывной литографии для удаления пленки с поверхности фоторезиста.

Однако, необходимы методы изготовления прозрачных контактов к чешуйкам слоистых кристаллов толщиной более  $100 \text{ nm}$ . Например, слоистый диоксид вольфрама в случае монокристаллической реализации представляет собой двумерный топологический изолятор, в то время как трехмерная пленка  $100 \text{ nm}$  является одной из реализаций Вейлевского топологического полуметалла. Для трехмерных чешуек монокристаллов с объемной проводимостью (например, ди- и монокалькогенидов переходных металлов) невозможно прямое использование стандартных методов фото- и

электронной литографии. При формировании контактных площадок прямо на поверхности чешуйки монокристалла распределение тока в образце становится неопределенным. Вывод контактных площадок за пределы чешуйки невозможен из-за большого перепада высот для чешуек с толщиной от  $100 \text{ nm}$ . Кроме того, силы Ван-дер-Ваальса слишком слабы, чтобы удержать такую чешуйку на поверхности оксидированного кремния в процессе литографии.

В настоящей работе используется новая, запатентованная методика изготовления контактов к тонким трехмерным чешуйкам слоистых кристаллов [72], заключающаяся в прижиге кристалла к контактам, предварительно сформированным на поверхности оксидированного кремния.

Матрица металлических контактных дорожек необходимой геометрии формируется стандартными методами литографии на поверхности оксидированного кремния. Исходный монокристалл механически расслаивается на тонкие (толщина от  $100 \text{ nm}$  до  $1 \text{ }\mu\text{m}$ ) чешуйки. Отдельная чешуйка помещается на поверхность уже сформированных контактов и однократно прижимается при помощи второй пластины оксидированного кремния. Усилие прижима подбирается экспериментально для каждого материала так, чтобы быть заведомо меньше усилия, приводящего к механическому повреждению чешуйки. В силу разной структуры поверхности пластин (гладкая полированная поверхность оксидированного кремния для прижимающей пластины, и рельефная поверхность матрицы контактных дорожек), чешуйка прочно удерживается на пластине со сформированными контактами.

Достоинством данного метода является устойчивость полученной структуры к процессам окисления и иным видам загрязнения, в силу того, что рабочая (нижняя) поверхность чешуйки прижата к поверхности оксидированного кремния. Подобная методика изготовления позволяет получить омические контакты, демонстрирующие стабильность и выживаемость в последующих циклах охлаждения [73,74,75].

## 2.3 Эксперимент в условиях низких и сверхнизких температур

Современные исследования в области физики твёрдого тела, чаще всего, связаны с работой с криогенными жидкостями: жидким азотом и жидким гелием  ${}^4\text{He}$ . Температура кипения, при атмосферном давлении, жидкого азота –  $77.4\text{ K}$ , жидкого гелия –  $4.2\text{ K}$ . В более простых случаях, когда достаточно температуры жидкого гелия, экспериментальная работа осуществляется в криостате жидкого гелия  ${}^4\text{He}$ . Вакуумная полость с азотной рубашкой, а также откачка паров гелия  ${}^4\text{He}$  позволяют стабильно поддерживать температуру в диапазоне  $1.4 - 4.2\text{ K}$ .

Для генерации внешнего магнитного поля, криостат оснащён сверхпроводящим соленоидом, подключённый к внешнему источнику тока и способный генерировать поле до  $\sim 14\text{ T}$ . Соленоид состоит из двух концентрических секций, намотанных на отдельные каркасы и установленные на общем основании. Внешняя секция состоит из  $\text{NbTi}$ , а внутренняя – из  $\text{Nb}_3\text{Sn}$ .

В криостате гелия  $4.2\text{ K}$ , экспериментальный образец находится в специальной металлической трубке с запаянным дном – вставка. Перед опусканием образца в криостат, вставка откачивается роторным насосом – в противном случае, атмосферный воздух, находящийся внутри вставки, при криогенных температурах, может сконденсироваться на образце. Однако, полное отсутствие теплопроводящей среды не позволит образцу охладиться до низких температур. Поэтому, после удаления воздуха, во вставку напускается газообразный гелий, как теплопроводящая среда. В криостате растворения, исследуемый образец погружается, непосредственно, в смесь  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ .

При решении некоторых задач, температуры кипения жидкого гелия может оказаться недостаточно. Для достижения более низких температур, используется криостат растворения непрерывного действия, работа которого основана на циркуляции изотопов гелия  ${}^3\text{He}$  в смеси  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ .

Как только температура гелиевой ванны  ${}^4\text{He}$  в криостате опустится до  $\sim 1\text{ K}$ , начинается конденсация газовой смеси  ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ . Дальнейшее охлаждение ( $\sim 0.7\text{ K}$ ) приводит к разделению смеси на две фазы. Первая, верхняя, состоит из изотопов  ${}^3\text{He}$ , вторая, нижняя, из изотопов  ${}^4\text{He}$  и малого количества  ${}^3\text{He}$  ( $\sim 6\%$ ). Обусловленная этим постоянством, дальнейшая откачка  ${}^3\text{He}$  из нижней фазы приводит к переходу изотопов  ${}^3\text{He}$  через границу фаз, что приводит к растворению изотопов  ${}^3\text{He}$  в  ${}^4\text{He}$ , что приводит к общему понижению температуры системы (см. рис. 24).

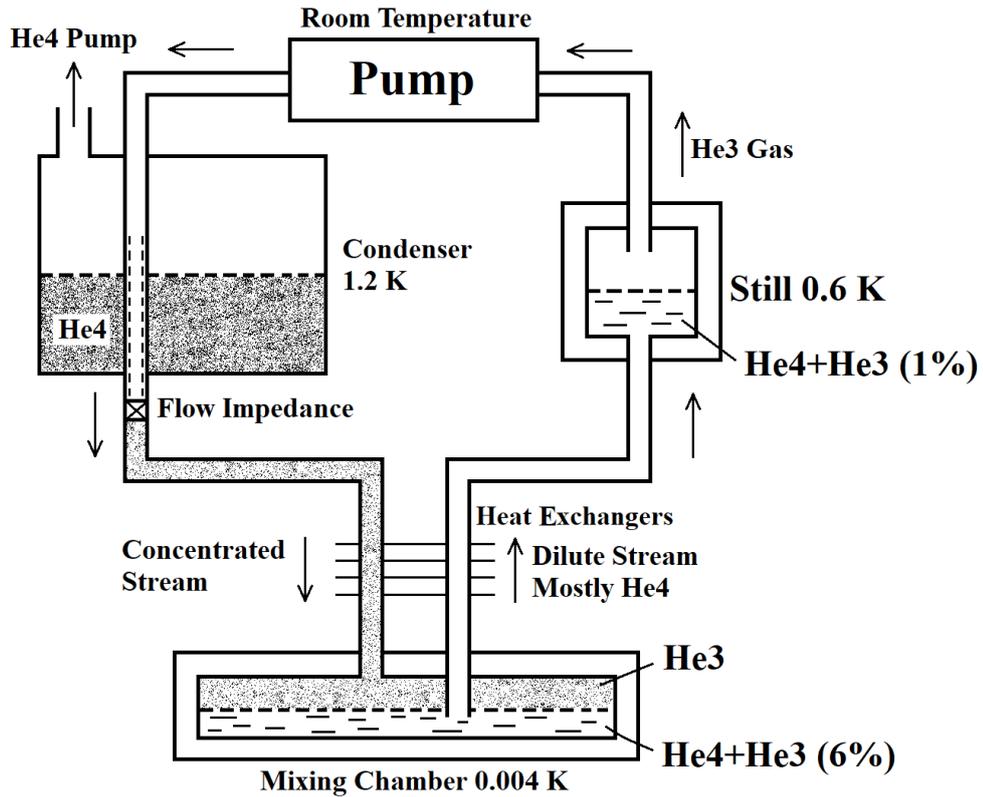


Рис. 24. Принципиальная схема циркуляции смеси  $\frac{3}{2}\text{He} + \frac{4}{2}\text{He}$  для криостата растворения.

Таким образом, путём циркуляции, в криостате растворения непрерывного действия, можно стабильно поддерживать температуру в интервале  $30\text{ mK} - 1.2\text{ K}$ . Сама циркуляция осуществляется при помощи ряда криогенных насосов – форвакуумного и диффузного. Криостат растворения непрерывного действия также оснащён сверхпроводящим соленоидом, способным создавать магнитное поле  $\sim 14\text{ T}$ .

## 2.4 Электрическая схема.

Так как сопротивление изготавливаемых образцов не превышало  $\sim 100 - 300 \Omega$  (причём большая часть сопротивления приходилась на интерфейс образца), то целесообразнее использовать электрическую схему измерения с задачей тока.

### а) Интерфейсные эффекты – трёхточечная схема измерений

Предсказанный Д. Слончевским механизм спиновой прецессии в магнитных материалах [10] ожидается и для магнитных вейлевских полуметаллов [12,13]. Известно, что поверхность вейлевских полуметаллов характеризуется спин-поляризованными ферми арками [31,32,33], что позволяет ожидать сложную, индуцированную током динамику намагниченности и для поверхностных магнитных текстур в топологических полуметаллах [12,35].

Для исследования эффектов, возникающих на интерфейсе между топологическим материалом и контактом, стандартно, используется трёхточечная схема измерений (см. рис. 25), в котором два контакта применяются в качестве токового и земляного, а оставшийся, третий контакт, как потенциальный. В исследуемый сигнал такой конфигурации входит сопротивление интерфейса земляного контакта ( $R \sim 100 \Omega$ ) и часть кристалла ( $R \sim 0.1 \Omega$ ). Дополнительно, можно использовать второй потенциальный контакт, установленный вместе с земляным. Таким образом, можно исключить сопротивление проводов из схемы (см. рис. 25).

Для возможности измерения дифференциального сопротивления, постоянный ток  $I_{dc}$  ( $I_{dc} \sim 1 \text{ mA} - 3 \text{ mA}$ ), дополнительно, модулируется слабой переменной компонентой  $I_{ac}$  ( $I_{ac} \sim 1 \mu\text{A} - 5 \mu\text{A}$ ). Генератором переменного сигнала выступает фазочувствительный синхронный детектор (Lock-In), а задающий резистор определяется сопротивлением образца.

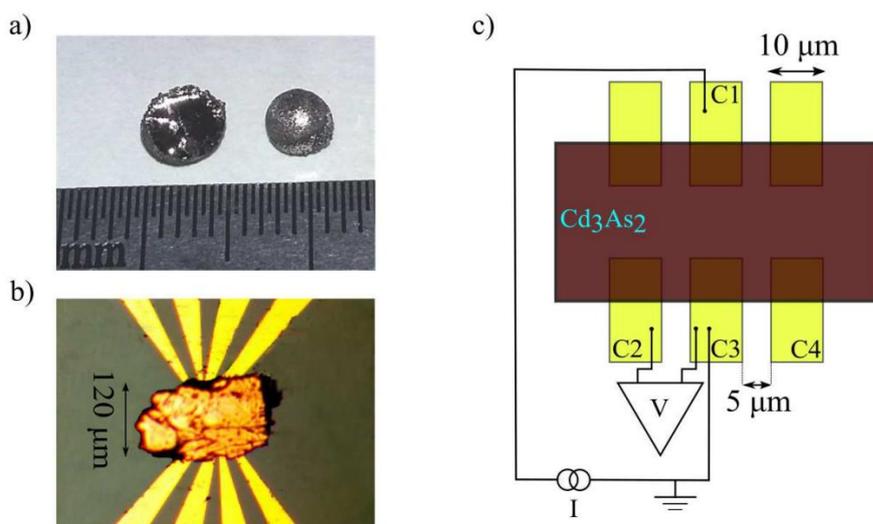


Рис. 25. Принципиальная схема с задачей тока для трёхточечных измерений [73].

### б) Вторая гармоника – четырёхточечная схема измерений

Исследование нелинейного эффекта Холла осуществлялось с помощью стандартной, четырёхточечной методики, в которой два контакта использовались для задачи продольно текущего тока, а два других – для измерения поперечного сигнала. Так как измерения сигнала второй гармоники проводятся на переменном токе, то, как и в предыдущем случае, генератором переменного сигнала выступает фазочувствительный синхронный детектор (Lock-In), а задающий резистор  $R_1$  определяется сопротивлением образца (см. рис. 26).

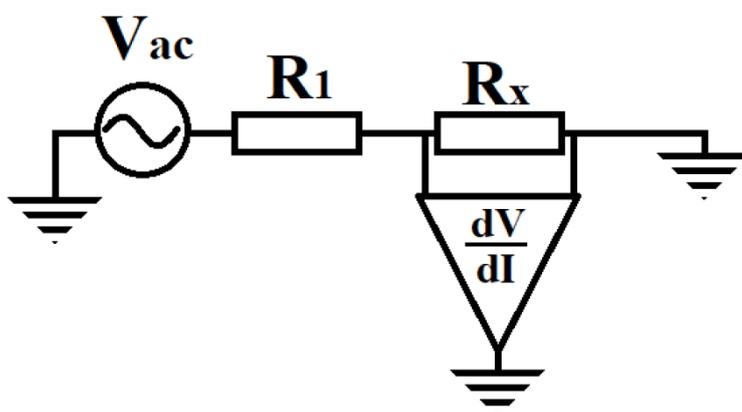


Рис. 26. Четырёхточечная схема измерения для исследования сигнала нелинейного эффекта Холла.

Однако, не только сигнал нелинейного эффекта Холла квадратичен относительно тока, но и сигнал термоэдс. Исходя из этого, на геометрию эксперимента следует наложить дополнительные ограничения.

Возможны две комбинации контактов, при которых можно измерить поперечную составляющую: *симметричная*, при которой ток будет протекать через образец, а потенциальные контакты расположены равноудалённо от линии протекания тока., и *несимметричная*, при которой ток будет протекать, преимущественно, вдоль одной поверхности образца, в то время как потенциальные контакты будут расположены на его противоположных гранях (см. рис. 27).

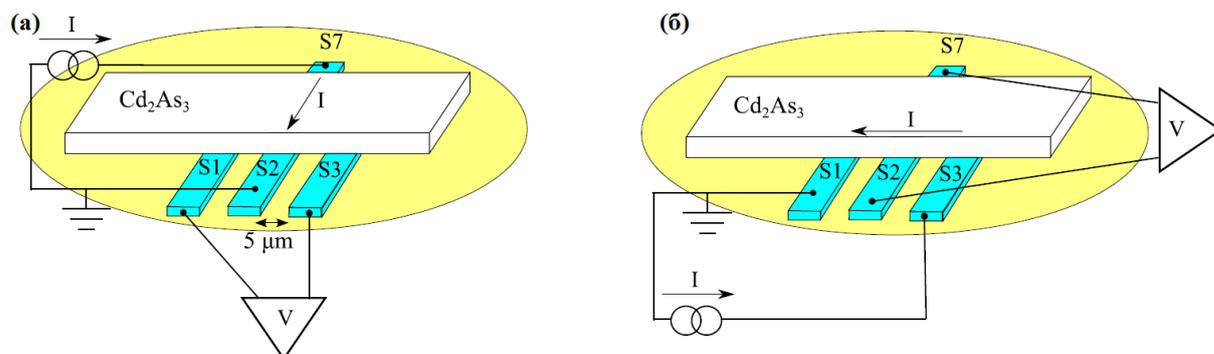


Рис. 27. Схема для измерения нелинейного эффекта Холла в случае симметричной (а) и несимметричной (б) конфигурации контактов соответственно [76].

В случае симметричной конфигурации, поток тепла, выделяемый на образце, должен равномерно распределиться относительно линии тока. Как следствие, между потенциальными контактами должен отсутствовать градиент тепла и измеренный поперечный отклик должен содержать, в основном, сигнал нелинейного эффекта Холла. В несимметричной конфигурации контактов ситуация обратная – поток тепла от одной границы образца к другой создаёт выраженный градиент тепла, который и должен быть зафиксирован потенциальными датчиками.

### 3. Экспериментальные результаты

#### 3.1 Множественные магنونные моды в вейлевском полуметалле

##### $Co_3Sn_2S_2$

Хорошо известно, что в магнитоупорядоченных материалах возможны спин-волновые возбуждения. Например, индуцированное током возбуждения спиновых волн, или магнонов, было продемонстрировано в ферромагнитных многослойках при больших плотностях электрического тока [11,24,25,26]. Спин-волновые возбуждения наблюдаются только для одной полярности тока и проявляются в виде острого пика дифференциального сопротивления [11,24,25,26].

Динамика намагниченности с помощью электрического поля также была предсказана [13,12] для вейлевских полуметаллов, что требует экспериментальных исследований. В частности, предсказаны [13] новые магنونные ветви в магнитных полуметаллах Вейля, которые можно понимать, как результат связи между двумя магнитными моментами, опосредованной фермионами Вейля.

В многослойках, асимметрия пиков  $dV/dI$  отражает внутреннюю асимметрию спинового диода. Кристаллы  $Co_3Sn_2S_2$  также несимметричны (см. рис. 18), что создает более высокую плотность тока для одной области образца и отвечает за асимметрию пиков. Поэтому, для исследования спиновой прецессии в ферромагнитном полуметалле Вейля  $Co_3Sn_2S_2$ , следует использовать трёхточечную схему подключения для проведения транспортных измерений.

Для получения дифференциальной характеристики  $dV/dI$ , постоянная компонента тока ( $\sim 3$  mA), дополнительно, модулировалась слабой переменной компонентой ( $\sim 5$   $\mu$ A). С помощью потенциальных зондов, мы измеряем как постоянную  $V$ , так и дифференциальную компоненту  $dV/dI$  с помощью вольтметра и фазочувствительного усилителя (Lock-In) соответственно (см. рис. 28). Полученные кривые  $dV/dI$  качественно не зависят от конкретного выбора датчиков тока и напряжения. Также мы проверили, путём сравнения четырёх- и трёхточечных кривых  $dV/dI$ , что контактное сопротивление на интерфейсе пренебрежимо мало.

Измерения проводились в криостате жидкого гелия  $^4He$ , оснащённым сверхпроводящий соленоид. Заметной температурной зависимости в интервале 1.4 – 4.2 К не наблюдалось, поэтому все приведенные ниже результаты получены при 4.2 К.

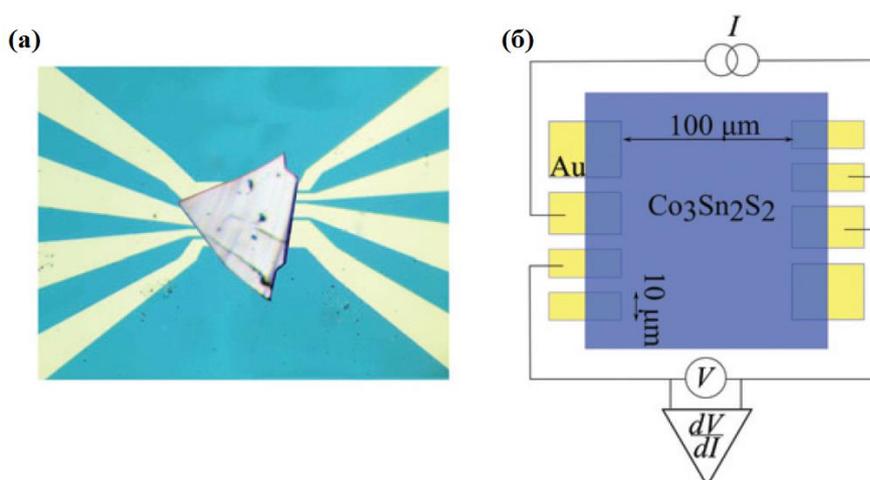


Рис. 28. (а). Оптическое изображение Плоская (размером  $\sim 100 \mu m$  и толщиной  $\sim 1 \mu m$ ) монокристаллическая чешуйка  $Co_3Sn_2S_2$  слабо прижата к изолирующей подложке  $SiO_2$  с проводящими золотыми дорожками толщиной  $100 nm$ , разделенными между собой промежутками  $5 \mu m$ . Дорожки имеют различную ширину от  $10 \mu m$  до  $40 \mu m$ . (б) Эскиз образца с электрическими схемой.

Примеры  $dV/dI$  характеристик представлены на рис.29. Кривые демонстрируют неомическое поведение:  $dV/dI$  растет при обеих полярностях тока смещения без какого-либо насыщения даже при высоких значениях тока. Такое поведение несовместимо с тривиальными причинами, к примеру, туннелированием через различные дефекты образца, что, обычно, приводит к уменьшению  $dV/dI$ . Более того, экспериментальные кривые  $dV/dI$  хорошо воспроизводятся для разных образцов с сильно разнящимся сопротивлением в нуле тока (для сравнения, панели (а) и (б) рис. 29). С другой стороны, симметричное увеличение  $dV/dI$ , обычно, связывают с рассеянием электронов в магнитоупорядоченных материалах [11,77].

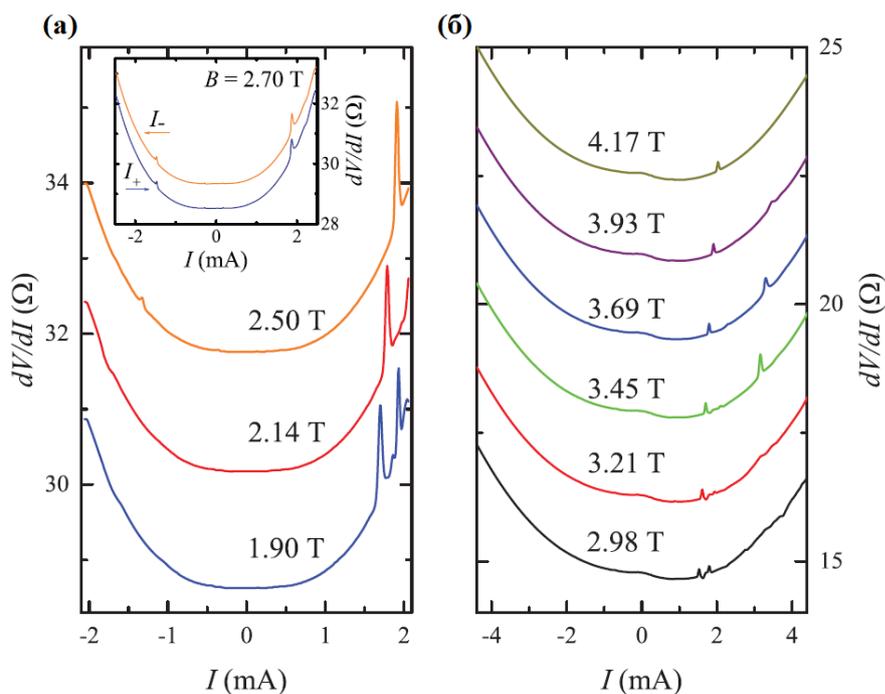


Рис. 29. Примеры  $dV/dI$  характеристик для двух различных образцов (а) и (б) соответственно. Для наглядности, каждая кривая смещена вверх. Величина  $dV/dI$  растет при обеих полярностях тока без какого-либо насыщения. Имеются ярко выраженные пики  $dV/dI$  для определенной (положительной) полярности тока, положение которых чувствительно к магнитному полю. На вставке к панели (а) показан слабый гистерезис для различных направлений развертки тока. Магнитное поле перпендикулярно плоскости кристалла. Измерения выполнены при 4.2 К.

Для кривых на рис. 29 наблюдаются ярко выраженные пики  $dV/dI$  для определенной (положительной) полярности тока, которые хорошо воспроизводятся в различных циклах охлаждения. Положение пика чувствительно к магнитному полю, как показано на рис. 29 – с увеличением магнитного поля, пик смещается в область более высоких токов. При этом, заметного гистерезиса с направлением развертки не наблюдается, как показано во вставке к рис. 29 (а). Это поведение очень похоже на то, о котором сообщалось для ферромагнитных многослоек [11,24,25,26], где пики  $dV/dI$  ассоциировались со спин-волновыми модами. Кроме того, при отрицательной полярности тока, иногда, тоже присутствуют небольшие пики, как показано на рис. 19 (а) для  $B = 2,5$  T и для  $B = 2,7$  T на вставке. Эти второстепенные пики имеют, качественно, одинаковую зависимость от магнитного поля,

поэтому, ниже мы рассмотрим только основные, более выраженные пики при положительных токах.

На рис. 30, в виде колормепа (colormap) изображена эволюция пиков  $dV/dI$  с магнитным полем, приложенным перпендикулярно к кристаллу  $Co_3Sn_2S_2$ . Так как форма кривой  $dV/dI$ , практически, не зависит от величины магнитного поля (см. рис. 29), то она вычитается из данных. Таким образом, цвет на рис. 30 соответствует только амплитудам пиков.

Очевидно, что положения пиков  $dV/dI$  линейно зависят от магнитного поля, как это было продемонстрировано ранее [11,24,25,26] для магнонов [26] в многослойках. В отличие от многослоек, мы наблюдаем несколько ветвей, которые выделены на колормепе белыми пунктирными линиями. Наклоны линий совпадают в пределах экспериментальной точности, а также не зависят от направления поля. Пики лучше видны при самых высоких значениях тока, где их можно продемонстрировать даже при нулевом магнитном поле. С другой стороны, относительные амплитуды пиков различны для разных ветвей – в некоторых областях колормепа пики то появляются, то исчезают. Также мы наблюдаем расщепление отдельной ветви в сильных магнитных полях (см. рис. 30 (б)): при увеличении магнитного поля амплитуда пика уменьшается и, одновременно с этим, появляется дополнительный пик при другом значении тока. В более высоких полях могут сосуществовать два пика (см. рис. 30 (б)). Такое взаимодействие обычно отражает реконструкцию основного состояния [78,79,80].

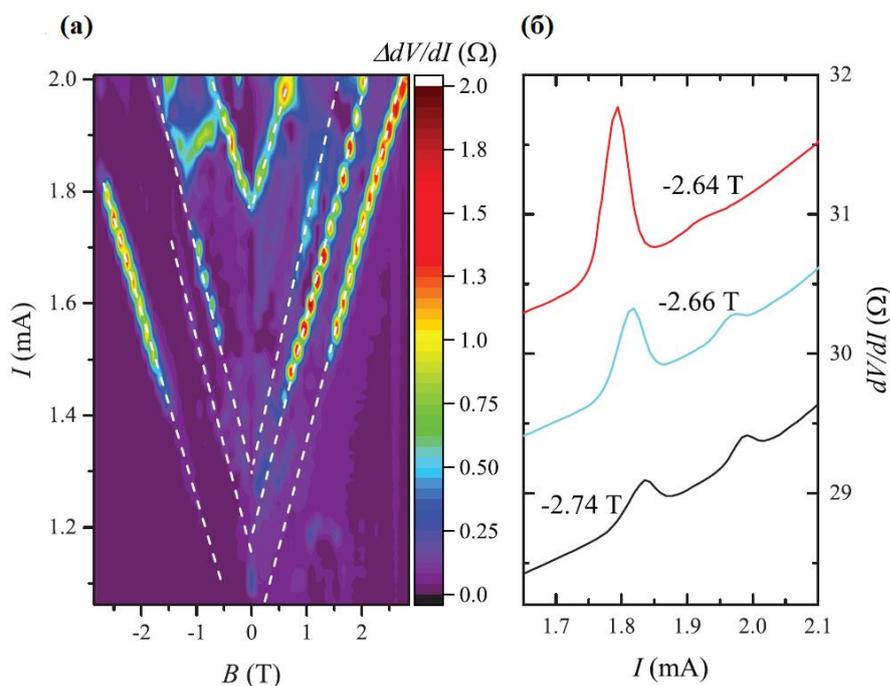


Рис. 30. (а). Колормеп – эволюция положения пиков  $dV/dI$  с магнитным полем. Из данных вычтена монотонная часть кривой  $dV/dI$ , поэтому цвета соответствуют только амplitудам пиков. Имеется несколько ветвей с линейной зависимостью от магнитного поля, выделенных белыми пунктирными линиями. Наклоны совпадают в пределах экспериментальной точности. В некоторых областях колормепа пики исчезают и снова появляются. (б) Пример расщепления отдельной ветви в сильных магнитных полях (для наглядности, кривые сдвинуты вниз). В то время как амплитуда одного пика уменьшается, другой пик возникает при более высоком токе.

**Обсуждение.** Кривые  $dV/dI$  с симметричным увеличением сигнала и асимметричными пиками  $dV/dI$  были описаны ранее для спиновых клапанов [11,24,25,26]. Спиновые клапаны представляют собой структуры типа сэндвич, в которых спин-зависимое рассеяние влияет на магнитные моменты двух спин-поляризованных слоев, а их взаимная ориентация определяет дифференциальное сопротивление. Качественно, подобные эффекты мы наблюдаем в монокристаллическом топологическом  $Co_3Sn_2S_2$ . Поскольку  $Co_3Sn_2S_2$  является квазидвумерным ферромагнетиком, его можно рассматривать как слоистую структуру, состоящую из множества монослоев  $Co$ . Таким образом, следует обсудить возможные эффекты переноса спина в одиночном слое  $Co$ .

Для спиновых клапанов гистерезис на кривых  $dV/dI$  в слабых магнитных полях свидетельствует об индуцированном током переключении ориентации магнитных моментов слоев между параллельной и антипараллельной ориентациями. В сильных полях, пики  $dV/dI$ , обнаруженные при больших токах, соответствуют состоянию прецессии спиновой волны с возрастающими отклонениями от параллельности, что приводит к увеличению сигнала  $dV/dI$ . В экспериментах с многослойками [11,24,25,26], спиновые волны возбуждаются инжекцией чрезвычайно высокой ( $10^9 A/cm^2$ ) плотности тока для тонких ( $\sim 2-4 nm$ ) слоев  $Co$ . В нашем эксперименте, мы оцениваем максимальную плотность тока как  $\sim 10^4 A/cm^2$  для  $I = 1 mA$  через площадь контакта  $S \sim 10 \mu m^2$ , так как вблизи контакта плотность тока максимальна. Ниже мы опираемся на модель Слончевского [10], которая была успешно адаптирована для количественного анализа эффектов переноса спина в структурах  $Co/Cu/Co$  [25]. Все параметры модели хорошо известны для случая с  $Co$  [26].

В используемой модели, положение пика  $I_{sw}$  описывается уравнением:

$$I_{sw}(H) = \alpha\gamma e\sigma (H + H_{an} - H_{ex} + 2\pi M)/g(0)$$

где  $\alpha$  — параметр затухания,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\sigma$  — полный спин свободного слоя,  $M$  — намагниченность,  $H_{ex}$  и  $H_{an}$  — обменное и анизотропное поля соответственно. Полный спин равен  $\sigma = MV/\gamma\hbar$ , где  $V = Sd$  — объем свободного слоя.  $g(0) \leq 0,25$  — скалярная функция, зависящая от взаимной ориентации намагниченности свободного и статического слоев [10]. Наклон  $dI_{sw}/dH$  определяется соотношением  $\alpha\gamma e\sigma/g(0)$ .

В многослойках, полный спин является постоянным из-за моноклонового режима структур, поэтому  $I_{sw}$  линейно возрастает [11,26,58] с магнитным полем. Одиночный монослой  $Co$  играет роль свободного слоя, а остальная часть образца представляет собой статический слой. Тогда можно оценить толщину свободного слоя как  $d \sim \left(\frac{dI_{sw}}{dH}\right) \cdot \left(\frac{\hbar g(0)}{\alpha eMS}\right)$ . Для известных параметров  $Co$  [26]:  $\alpha = 0.005, g(0) = 0.14$ . Намагниченность  $M$  можно оценить как  $\sim 100 \text{ emu}/\text{cm}^3$  для  $Co_3Sn_2S_2$ . Это дает недопустимо малое значение  $d \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$ . Параметр затухания  $\alpha$  может быть больше только в ферромагнетике [24,25,81], что приводит к еще меньшему значению  $d$ . Для получения реалистичного  $d \sim 4 \text{ \AA}$ , примерно равного расстоянию между слоями  $Co$  в  $Co_3Sn_2S_2$ , необходимо использовать очень малые  $S \approx 100 \times 100 \text{ nm}^2$ , что невозможно даже для неоднородных больших планарных контактов размером  $1 \times 10 \text{ \mu m}^2$ .

Таким образом, возможные эффекты переноса спина между слоями  $Co$  не могут объяснить экспериментальные результаты. При этом, основная часть образца полностью спин-поляризована [53] при  $\sim 0,5 \text{ T}$  (см. рис. 20), поэтому мы не можем приписать пики  $dV/dI$  каким-либо объемным спиновым структурам, таким как домены. В принципе, есть две особенности, которые относятся к поверхностным или объемным свойствам вейлевских полуметаллов соответственно:

а) Полуметаллы Вейля с нарушенной симметрией по обращению времени характеризуются топологически защищенными поверхностными состояниями, которые сохраняются даже в сильных магнитных полях [4]. Низкая плотность тока  $\sim 10^4 \text{ A}/\text{cm}^2$  может отражать малый полный спин  $\sigma$  в поверхностном состоянии, недостижимый в традиционных ферромагнетиках.

б) Для магнитных вейлевских полуметаллов предсказывается дополнительная ветвь объемных магнонов [13]. Физически, это магнонное возбуждение можно понимать, как прямой результат связи между двумя магнитными моментами, опосредованными фермионами Вейля. Ветвь также описывается модифицированным уравнением Ландау-

Лифшица [13], так что  $I_{sw}(H)$  остается линейным [10,26]. Однако, бесщелевая природа фермионов Вейля приводит к дальнедействующей корреляции этого магнного возбуждения, что приводит к резкому уменьшению [12] параметра затухания  $\alpha$ . Таким образом, наблюдение низкой плотности тока  $\sim 10^4 \text{ A/cm}^2$  хорошо соответствует предсказанной новой магнной моде в магнитных вейлевских полуметаллах [13].

В обоих случаях, спин-неполяризованный ток от золотых дорожек инжектируется в магнитоупорядоченный вейлевский полуметалл  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ , что создает спиновую прецессию, или, другими словами, спин-волновое возбуждение. Процесс чем-то похож на эксперименты с многослойками [24,25,81], но плотность тока в нашем случае намного меньше. Кроме того, в магнитном поле было предсказано раздвоение зон [13], что может быть причиной взаимодействия  $dV/dI$  всплесков на рис. 30.

Более того, известно, что ферромагнетик  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  становится монокристаллическим после первого ввода магнитного поля, что было показано в другой нашей работе с помощью прямых магнитометрических измерений [152]. В ферромагнитных многослойках, магнные возбуждения возникают в результате спин-зависимого рассеяния между фиксированным и свободным ферромагнитными слоями. По аналогии с многослойками, для магнитного вейлевских полуметалла  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ , спин-поляризованные поверхностные состояния представляет собой свободный слой, а ферромагнитный, монокристаллический объем служит источником спин-поляризованных носителей (фиксированный слой).

### 3.2 Спин зависимый транспорт через поверхность вейлевского полуметалла

Помимо объёмных магнонов, которые были продемонстрированы для магнитных вейлевских полуметаллов при низких плотностях тока, в гетероструктуре, состоящей из магнитного вейлевского полуметалла и нормального металла, может индуцироваться зарядовый ток за счет инжекции спинового тока на границе раздела [82]. С другой стороны, на поверхности вейлевских полуметаллов существуют спин-поляризованные поверхностные Ферми арки [31,33,83]. Как и в случае топологических изоляторов [34], можно ожидать индуцированную током спиновую динамику [84] для поверхностных магнитных текстур [12,35] в вейлевских полуметаллах.

Для проведения эксперимента, мы изготовили два типа интерфейсных структур с помощью методики, описанной ранее. Одним из них является контакт между нормальным слоем золота и магнитным полуметаллом Вейля  $Ti_2MnAl$ . Другой — это контакт [85] между ферромагнитным слоем никеля и немагнитным вейлевским полуметаллом  $WTe_2$ . Данная методика позволила получить прозрачные интерфейсы  $Ni - WTe_2$  и  $Au - Ti_2MnAl$ , стабильные в различных циклах охлаждения, что также было продемонстрировано ранее [73,74,85] (см. рис. 31).

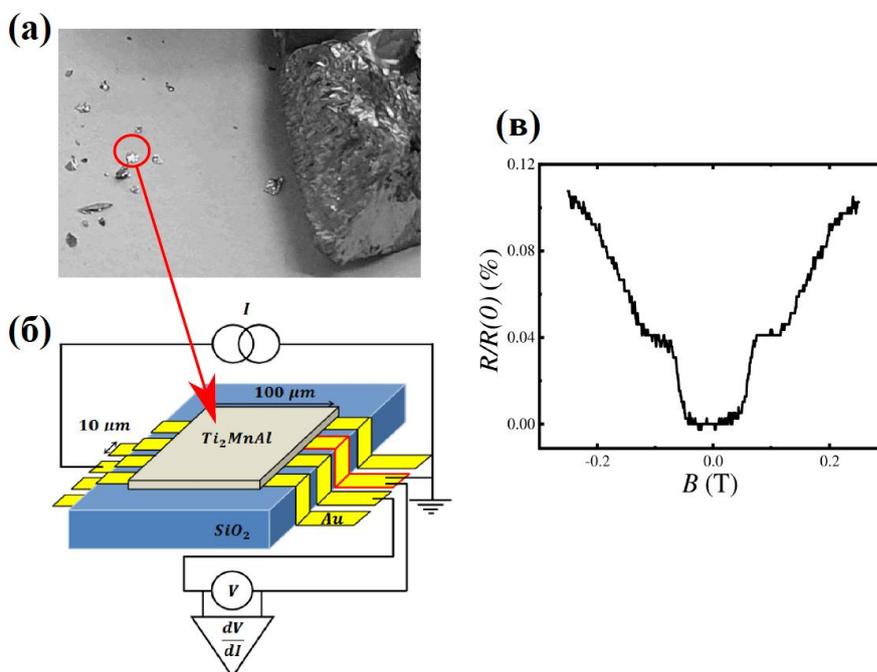


Рис. 31. (а) Оптическая фотография кристалла  $Ti_2MnAl$  (справа) и отколовшиеся чешуйки (слева). (б) Эскиз образца с электрическими соединениями. Контакты  $Au$  толщиной  $\sim 100$  nm и шириной  $\sim 10$   $\mu m$  сформированы на подложке  $SiO_2$ . Перенос заряда исследуется по стандартной трехточечной методике: исследуемый контакт (обозначен

красной рамкой) заземлен, а два других контакта используются для подачи тока и измерения потенциала. (в) Объем  $Ti_2MnAl$  демонстрирует низкое положительное магнитосопротивление, которое количественно совпадает с известным для этого материала.

Мы исследуем транспортные свойства интерфейса  $Ni - WTe_2$  или  $Au - Ti_2MnAl$  стандартной трехточечной методикой (см. рис. 31 (б)): исследуемый контакт заземлен, два других контакта используются для подачи тока  $I$  и измерения напряжения  $V$  соответственно. Для получения  $dV/dI$  характеристик, постоянный ток  $I$ , дополнительно, модулируется малой переменной компонентой ( $2 \mu A, f \sim 2 kHz$ ). Мы измеряем как постоянную ( $V$ ), так и переменную (пропорциональную  $dV/dI$ ) составляющие напряжения с помощью вольтметра постоянного тока и фазочувствительного усилителя (Lock-In) соответственно. Измерения проведены в криостате растворения в интервале температур  $30 mK - 1,2 K$  для двух различных ориентаций магнитного поля к интерфейсу. Для обеспечения однородного магнитного состояния контактов проводится процедура намагничивания: внешнее магнитное поле медленно разворачивается до 5 Т, после чего уменьшается до нуля.

На рис. 32 приведены типичные примеры низкотемпературных  $dV/dI$  характеристик для интерфейсов  $Au - Ti_2MnAl$  (на основной панели) и  $Ni - WTe_2$  (на вставке справа). Несмотря на различие материалов, мы наблюдаем, качественно, одинаковое поведение для обоих типов интерфейсов: кривые  $dV/dI$  нелинейны, имеются выраженные пики  $dV/dI$  при больших токах и резкие симметричные переключения дифференциального сопротивления при малых ( $\pm 25 \mu A$ ). Положение пиков не зависит от направления развертки тока, а переключение  $dV/dI$  при  $\pm 25 \mu A$  демонстрирует хорошо выраженный гистерезис. Следует связать наблюдаемые  $dV/dI$  характеристики с интерфейсными эффектами. В трехточечной методике измеряемый потенциал  $V$  отражает последовательно соединенные сопротивления интерфейса  $Ni - WTe_2$  или  $Au - Ti_2MnAl$  и части самого кристалла. По независимости кривых  $dV/dI$  от выбора положения датчиков тока и напряжения на рис. 31 (б), можно убедиться, что сопротивление интерфейса преобладает в полученных кривых  $dV/dI$ . Также мы не наблюдаем каких-либо особенностей  $dV/dI$  в объемных свойствах  $Ti_2MnAl$ , что демонстрируют четырехточечные измерения на левой вставке к рис. 32.

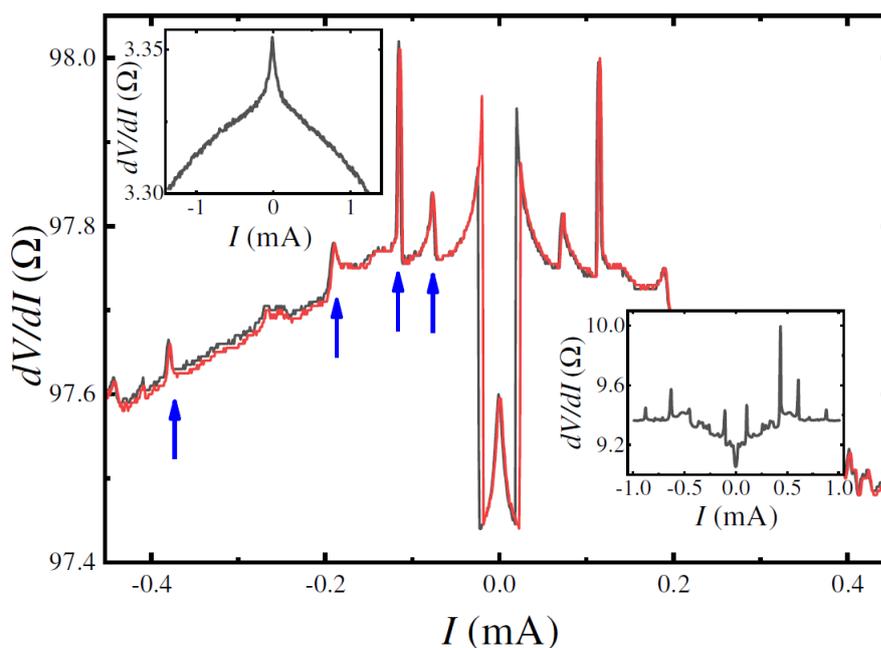


Рис. 32. Типичные примеры кривых  $dV/dI$  для транспорта через интерфейс  $Au - Ti_2MnAl$  для двух противоположных направлений развертки тока. Переключения  $dV/dI$  при малых токах ( $\pm 25 \mu A$ ) демонстрируют хорошо выраженный гистерезис. Также, наблюдаются резкие пики  $dV/dI$  при больших токах, положение которых не зависит от направления развертки. Особенности  $dV/dI$  возникают из-за интерфейса  $Au - Ti_2MnAl$ , поскольку никаких особенностей  $dV/dI$  не наблюдается при четырехточечных измерениях для объемного  $Ti_2MnAl$ , как показано на вставке слева. На правой вставке показано аналогичное поведение  $dV/dI$  для интерфейса  $Ni - WTe_2$ . Кривые получены при  $30 mK$  в нулевом магнитном поле.

Полученные  $dV/dI$  характеристики могут быть подавлены температурой или магнитным полем выше  $1 K$  или  $0.5 T$  соответственно. Положения как пиков, так и переключений смещаются в область малых токов с повышением температуры до полного исчезновения при  $1.2 K$ . Эволюция кривых  $dV/dI$  с магнитным полем отличается: ширина области малых токов ( $50 \mu A$ ), практически, не зависит от магнитного поля, а амплитуда переключения  $dV/dI$ , постепенно, уменьшается с полем. Положение пиков  $dV/dI$  смещается к нулю сложным образом (см. рис. 33).

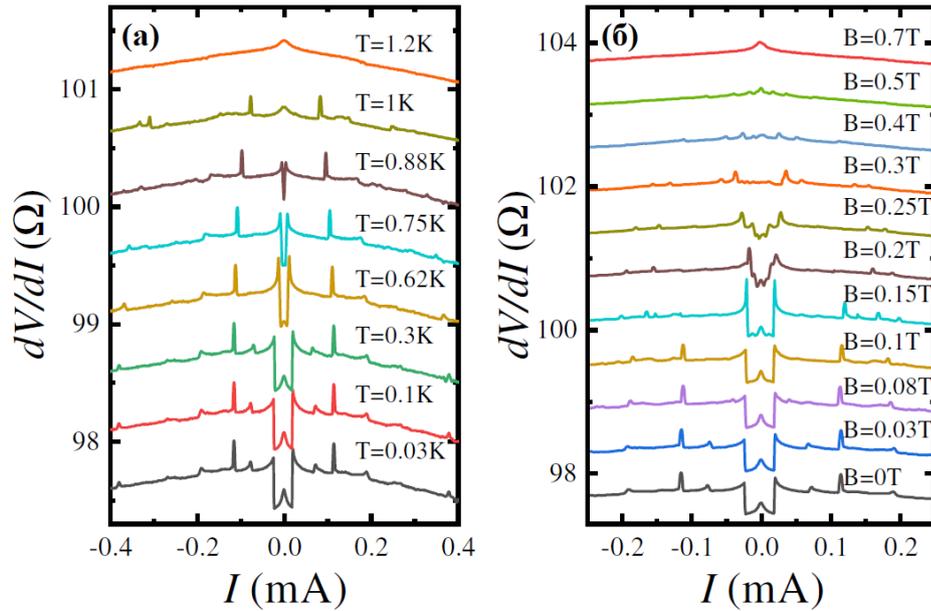


Рис. 33. Эволюция  $dV/dI$  характеристик интерфейса  $Au - Ti_2MnAl$  в зависимости от температуры (а) и параллельного интерфейсу магнитного поля (б). Для ясности, кривые смещены вертикально. Все особенности  $dV/dI$  подавляются выше  $1\text{K}$  или  $0.5\text{T}$  соответственно. Кривые (а) получены в нулевом магнитном поле, кривые (б) – при  $30\text{mK}$ .

Эволюция положения пиков  $dV/dI$  показано на рис. 34 для интерфейса  $Au - Ti_2MnAl$  для параллельного (а) и перпендикулярного (б) магнитных полей. Для обеих ориентаций поля положение пиков немонотонно смещается в сторону меньших токов, вплоть до полного исчезновения выше некоторого значения, различного для разных направлений – для нормальной ориентации поля  $0.2\text{T}$ , для параллельной  $0.6\text{T}$ .

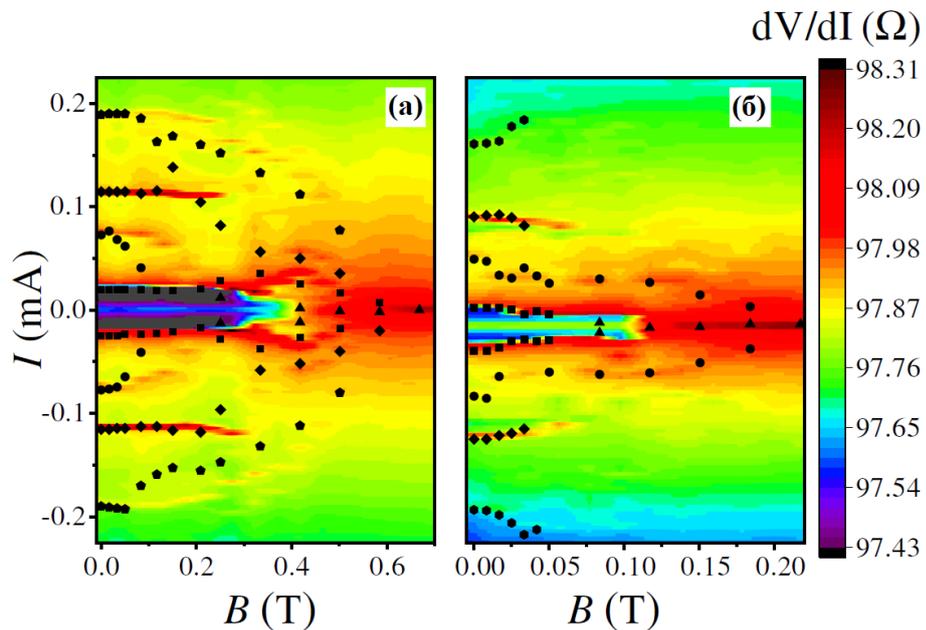


Рис. 34. Эволюция положения пиков  $dV/dI$  для интерфейса  $Au - Ti_2MnAl$  при параллельной (а) и нормальной (б) ориентации магнитного поля. Пики  $dV/dI$  смещаются в сторону меньших токов с увеличением поля. Полное подавление пиков можно увидеть при  $0.6 T$  для параллельной ориентации поля и при  $0.2 T$  для нормальной. Данные получены при температуре  $30 mK$ .

Удивительно, что не только вид кривых  $dV/dI$  похожи для интерфейсов  $Ni - WTe_2$  и  $Au - Ti_2MnAl$ , но и особенности  $dV/dI$  показывают аналогичное поведение. Для  $Ni - WTe_2$  положения пиков  $dV/dI$ , также, смещаются к нулевому току с магнитным полем, подавление пиков происходит вдвое быстрее в нормальном поле (см. рис. 35).

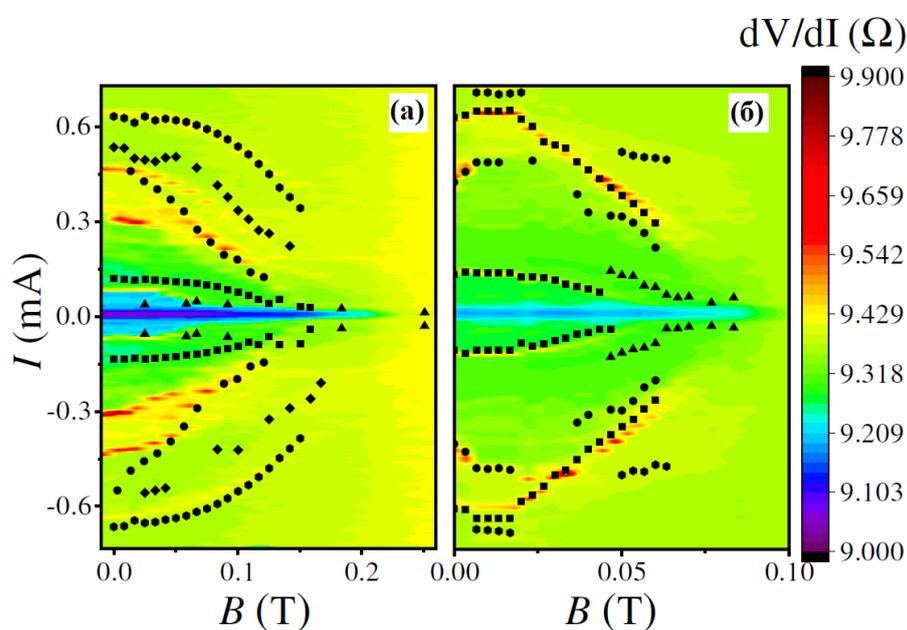


Рис. 35. Эволюция положения пиков  $dV/dI$  для интерфейса  $Ni - WTe_2$  для параллельной (а) и нормальной (б) ориентации магнитного поля. Поведение, качественно, аналогично случаю  $Au - Ti_2MnAl$  на рис. 24. Данные получены для температуры  $30 mK$ .

**Обсуждение.** Интерфейсы  $Ni - WTe_2$  и  $Au - Ti_2MnAl$  демонстрируют схожее поведение характеристик  $dV/dI$ . Более того, мы наблюдаем, качественно, одинаковую эволюцию положения пиков с изменением магнитного поля для обеих структур на рис. 34 и 35. По этой причине, происхождение полученных результатов должны иметь единую. С экспериментальной точки зрения, полученные кривые  $dV/dI$  аналогичны кривым для ферромагнитных многослоек [11,24,25,26].

Поверхностное состояние в полуметалле Вейля является единственной общей характеристикой [4,31,83] интерфейсов  $Ni - WTe_2$  и  $Au - Ti_2MnAl$ , так как материалы металлических контактов и самих полуметаллов совершенно разные: для интерфейса  $Au - Ti_2MnAl$  мы изучаем транспорт между магнитоупорядоченным вейлевским полуметаллом и нормальным металлом, а контакт  $Ni - WTe_2$  представляет собой соединение между немагнитным полуметаллом Вейля и ферромагнетиком (см. рис. 36). Кроме того, сильная температурная зависимость в диапазоне  $30\text{ mK} - 1,2\text{ K}$  происходит с поверхности, так как транспортные свойства слоев  $Ni, Au$  или объемной части вейлевского полуметалла [14,67] не изменяются в этом диапазоне температур.

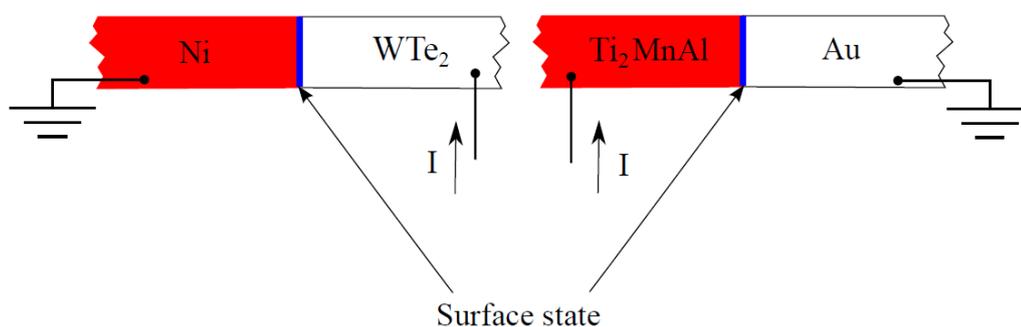


Рис. 36. Схематическое изображение интерфейсов  $Ni - WTe_2$  и  $Au - Ti_2MnAl$ , которые характеризуются поверхностными состояниями Вейля на интерфейсе (синий цвет). В каждом случае, одна сторона интерфейса имеет значительную спиновую поляризацию носителей ( $Ni$  или  $Ti_2MnAl$  соответственно, обозначено красным цветом). Таким образом, для этих контактов исследуется спин-зависимый перенос через топологически защищенные поверхностные состояния в вейлевском полуметалле.

Для образцов  $Ni - WTe_2$  и  $Au - Ti_2MnAl$  одна сторона интерфейса имеет значительную спиновую поляризацию носителей ( $Ni$  или  $Ti_2MnAl$  соответственно). Подобно ферромагнитным многослойкам, сильная спин-орбитальная связь может служить источником поляризованных спинов, вместо фиксированного слоя [102]. Тогда, подобные кривые  $dV/dI$  возникают при спин-поляризованном переносе в полуметалле Вейля на интерфейсе. В некотором смысле, эксперимент напоминает тот, что был произведен с ферромагнитными многослойками, где спин-зависимое рассеяние влияет на магнитные моменты спин-поляризованных слоев, а их взаимная ориентация определяет дифференциальное сопротивление [11,24,25,26]. Вполне естественно [34,84], что мы наблюдаем сходные характеристики  $dV/dI$ .

Начнем с переключений  $dV/dI$  при малых токах на рис. 32. При нулевом токе можно ожидать, что спиновая поляризация некоторых носителей на поверхности вейлевского полуметалла ориентирована параллельно таковой в ферромагнетике из-за сложной спиновой текстуры [12,35] на поверхности полуметалла Вейля [31,32,33,83]. По этой причине даже спин-поляризованные носители имеют направленный транспортный канал, что отражается в низком сопротивлении интерфейса при нулевом токе. При увеличении тока через контакт, фиксация спина носителя под определённым углом к его импульсу (spin-momentum locking) приводит [12,84] к предпочтительной спиновой поляризации поверхностных состояний, что выражается в резком увеличении  $dV/dI$  для обоих знаков тока. Индуцированные током переключения сопровождаются гистерезисом на рис. 32 [11]. Выравнивание спинов исчезает при нулевом токе, когда сильное магнитное поле или температура разрушают спиновые текстуры топологических поверхностных состояний, (см. рис. 33 (а) и (б)).

Подобно ферромагнитным многослойкам [24,25], пики  $dV/dI$  на рис. 32 следует идентифицировать как магنونные возбуждения, управляемые током. Однако эволюция положения пиков с магнитным полем необычна: пики смещаются в сторону меньших токов на рис. 34 и 35, что противоположно известному поведению объемных магнонов, что является основным отличием наших результатов от стандартных экспериментов с магнонами [24,25,26,58].

Поскольку пики исчезают одновременно с  $dV/dI$  переключениями на рис. 33 (а) и (б), мы связываем [34] магنونные возбуждения со спиновыми текстурами [12,35] в топологических поверхностных состояниях. В целом положение пика  $I_{sw}$  описывается моделью Слончевского [10,26]. В упрощённом виде:

$$I_{sw} \sim \alpha \gamma \sigma H,$$

где  $\alpha$  – параметр затухания,  $\gamma$  – гиромангнитное отношение,  $\sigma$  – полный спин свободного слоя. В многослойках, полный спин является постоянным из-за монодоменного режима структур малого размера, поэтому  $I_{sw}$  линейно возрастает [11,26,58] с магнитным полем. Напротив, в отличие от многослоев, полный спин не является константой в данном случае. Он уменьшается до нуля, когда сильное магнитное поле или температура разрушают спиновые текстуры в топологических поверхностных состояниях.

Увеличение магнитного поля разрушает доменные границы, поэтому, в области более высоких полей, доменные границы сводятся к нулю. Отсюда и необычная эволюция магنونных мод с магнитным полем, наблюдаемая на рис. 34,35. Сильная температурная

зависимость на рис. 33 (а) не согласуется с известным объемным поведением [11,24,25,26], что также может указывать на происхождение наблюдаемых пиков из поверхностного состояния.

### 3.3 Магнонные моды как эффект поверхностного ферромагнетизма и спин-орбитальной связи в киральном топологическом полуметалле $CoSi$

Естественным обобщением полуметаллов Вейля являются киральные топологические полуметаллы, которые характеризуются, одновременно, нарушенной зеркальной и инверсионной симметриями [89,90]. Несмотря на диамагнитный объем, небольшие монокристаллы  $CoSi$  демонстрируют поверхностный ферромагнетизм в дополнение к индуцированной симметрией спин-орбитальной связи [91,92]. Населённость орбиты  $d$  переходного металла  $Co$  со спином вверх и вниз становится асимметричной из-за обменных взаимодействий вблизи поверхности  $CoSi$ , обеспечивая механизм наблюдаемой поверхностной намагниченности [93,94]. Объемная зонная структура и длинные поверхностные Ферми арки были подтверждены экспериментально для семейства кристаллов  $CoSi$  [95,96,97].

Значительный интерес к проводникам с магнитными свойствами с нарушенной инверсионной симметрией [98,99,100] связан с исследованием спиновой динамики в данных материалах, берущим своё начало с ферромагнитных многослоек [11,24,25,26]. В многослойках, спин-поляризованный ток передает часть своего углового момента от закрепленных к свободным ферромагнитным слоям – так называемые, спиновые торки (spin torque) – которые определяют сопротивление всей структуры. В системе, лишенной инверсионной симметрии, обратный спиновой гальванический эффект (эффект Эдельштейна [101]) представляет собой электрическую генерацию спиновой плотности при протекании тока [99,100]. Таким образом, спин-орбитальная связь служит источником поляризации спинов [102] вместо фиксированного опорного слоя в многослойках.

Экспериментально, спин-орбитальные торки продемонстрированы в легированном магнитными примесями, инверсионно-асимметричном полупроводнике  $(Ga,Mn)As$  [103,104,105]. С другой стороны, сосуществование поверхностного ферромагнетизма и спин-орбитальной связи стимулирует искать эффекты индуцированной током намагниченности, также, в киральном топологическом полуметалле  $CoSi$ .

Эффекты неравновесной спин-орбитальной индуцированной спиновой поляризации определяются плотностью электрического тока, которая максимальна вблизи созданных контактов между золотом  $Au$  и полуметаллом  $CoSi$ . По этой причине, мы исследуем дифференциальное сопротивление одиночного интерфейса  $Au - CoSi$  по стандартной трехточечной методике (см. рис. 37): исследуемый контакт заземлен, два других контакта используются для подачи тока  $I$  и измерения напряжения  $V$ , соответственно. В

трехточечном методе измеренный потенциал  $V$  отражает последовательно соединенные сопротивления заземляющего контакта и некоторой части кристалла  $CoSi$  (см. рис. 27).

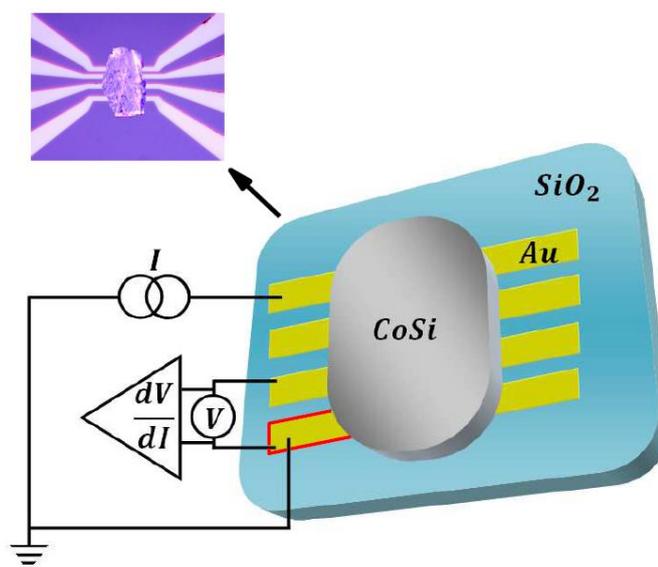


Рис. 37. Эскиз образца с электрической схемой. Небольшая (размером около  $100 \mu m$  и толщиной  $0.5 \mu m$ ) монокристаллическая чешуйка  $CoSi$  слабо прижата к изолирующей подложке  $SiO_2$  с контактами из золота  $Au$  толщиной  $100 nm$  и шириной  $10 \mu m$ . Дифференциальное сопротивление одиночного интерфейса  $Au - CoSi$  измеряется по трехточечной методике. Вставка слева показывает оптическое изображение типичного образца.

Для получения  $dV/dI$  характеристик, постоянный ток (в пределах  $\pm 3 mA$ , плотность тока соответствует диапазону  $\pm 10^5 A/cm^2$ ), дополнительно, модулируется малой переменной составляющей ( $5 mA$ ,  $f = 7.7 kHz$ ). Мы измеряем как постоянную ( $V$ ), так и переменную (пропорциональную  $dV/dI$ ) составляющие напряжения с помощью вольтметра постоянного тока и фазочувствительного усилителя (Lock-In) соответственно. Измерения проводились в стандартном гелиевом криостате для двух различных ориентаций магнитного поля. Аналогичные результаты получаются для разных образцов каждого типа в нескольких циклах охлаждения.

На рис. 38 представлены примеры низкотемпературных  $dV/dI$  характеристик двух интерфейсов  $Au - CoSi$  с разным сопротивлением в нулевом магнитном поле. Кривые получены для двух разных образцов, однако качественно ведут себя одинаково: помимо общего симметричного роста, присутствуют пики  $dV/dI$  для обеих полярностей тока. Пики

имеют разный размер, однако, они симметричны относительно знака тока. Все  $dV/dI$  характеристики хорошо воспроизводятся в различных циклах охлаждения, см. также рис. 40 ниже, где данные для двух ориентаций поля получены в разных циклах охлаждения. Заметного гистерезиса с направлением развертки тока для экспериментальных кривых  $dV/dI$  не наблюдается. Кроме того, на рис. 38 показана плоская омическая кривая  $dV/dI$  для кристалликов  $CoSi$  толщиной  $\sim 2 \mu m$ , поэтому особенности  $dV/dI$  действительно связаны с поверхностными эффектами.

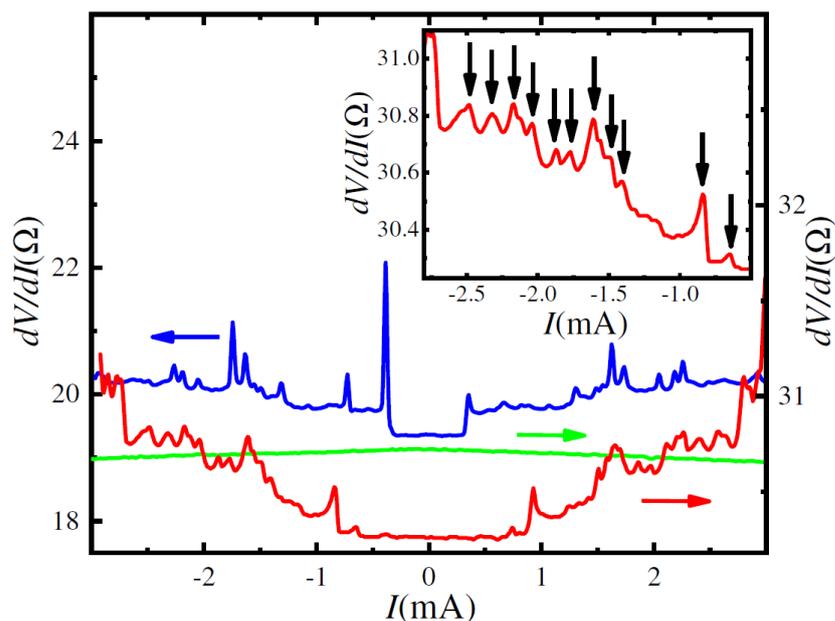


Рис. 38. Примеры низкотемпературных (4.2 K)  $dV/dI$  характеристик для двух разных чешуек кристалла  $CoSi$  в нулевом магнитном поле (красная и синяя кривые). Кривые имеют качественно сходное поведение: помимо общего симметричного роста, присутствуют выраженные пики  $dV/dI$  для обеих полярностей тока. Пики симметричны относительно знака тока, имеют разный размер – на вставке показан увеличенный вид (стрелками указано положение пиков). Кроме того, зеленая кривая показывает плоскую омическую кривую  $dV/dI$  для эталонной чешуйки  $CoSi$  толщиной  $\sim 2 \mu m$ .

Кривые  $dV/dI$  аналогичны продемонстрированным ранее для ферромагнитных многослоек [11,24,25,26]. Общее симметричное увеличение  $dV/dI$  несовместимо с тривиальным рассеянием на примесях или шероховатостях на интерфейсе. Обычно, подобное поведение связывают со спин-зависимым рассеянием в магнитоупорядоченных материалах, а острые пики  $dV/dI$  связывают со спин-волновыми модами (магнонами)

[11,24,25,26]: если эффект переноса спина не приведёт к полному перемагничиванию, то возникнет прецессирующее спин-волновое возбуждение, что проявляется в виде резких пиков дифференциального сопротивления.

Ниже мы анализируем зависимость положения пиков  $dV/dI$  от температуры и магнитного поля.

На рис. 39 (а) представлена температурная зависимость кривых  $dV/dI$ . Заметной температурной зависимости ниже 4.2 K не наблюдается, а выше 8 K пики полностью подавляются. При промежуточных температурах сопротивление интерфейса растёт с температурой, пики  $dV/dI$  смещаются в область меньших токов. Детальную эволюцию положения пиков можно увидеть на рис. 39 (б). Как ярко выраженные, так и малые пики стабильны, поэтому можно проследить положение всех пиков с температурой. Любой пик демонстрирует постепенное смещение в сторону меньших токов – пики в малых токах подавляются при более низких температурах. Непрерывная температурная зависимость конкретного пика  $dV/dI$  указывает на то, что любой пик  $dV/dI$  представляет собой специфическую магнитную ветвь [58,61].

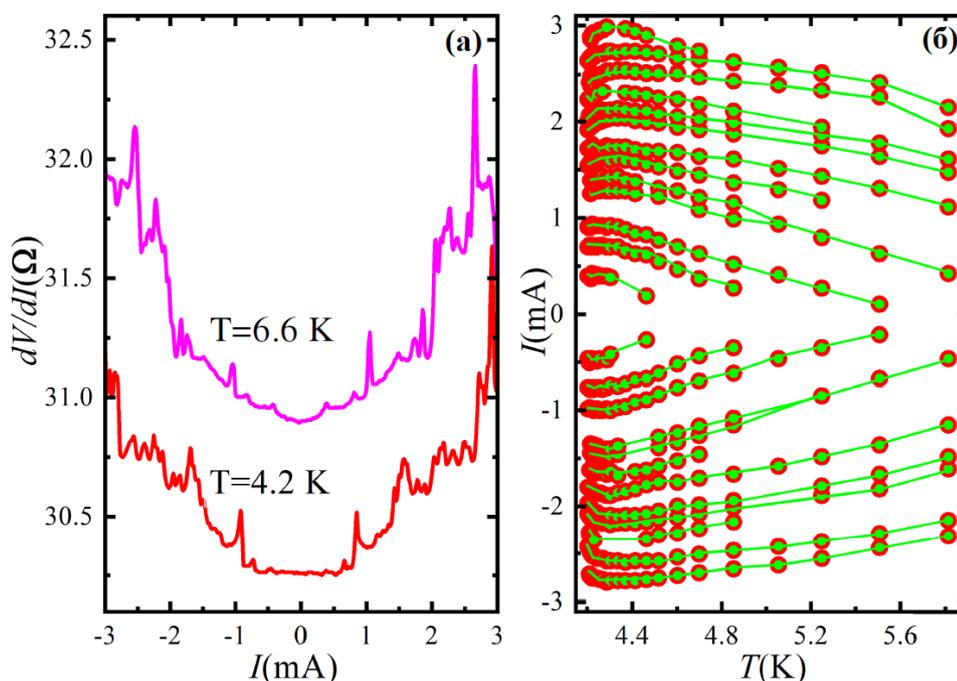


Рис. 39. (а) Температурная зависимость кривых  $dV/dI$ . Сопротивление интерфейса увеличивается с температурой, наиболее выраженные пики смещаются в сторону меньших токов. (б) Эволюция положений пиков в зависимости от температуры. Любой пик демонстрирует постепенное смещение в сторону меньших токов – пики в малых токах подавляются при более низких температурах. Ниже 4.2 K какой-либо заметной

температурной зависимости нет, а выше 8 К пики полностью подавлены. Данные получены в нулевом магнитном поле.

Эволюция пиков  $dV/dI$  с магнитным полем показана на рис. 40 для двух различных ориентаций магнитного поля. Поведение в сильном поле, примерно, одинаково как для нормального, так и для параллельного магнитного поля на интерфейсе  $Au - CoSi$ . Поэтому, соответствующие ветви магнонов не связаны с двумерными поверхностными состояниями  $CoSi$ . Однако, мы все еще наблюдаем эффект ориентации поля для пиков в малых токах (менее 1  $mA$ ) ветвей, что может указывать на их двумерное происхождение [61].

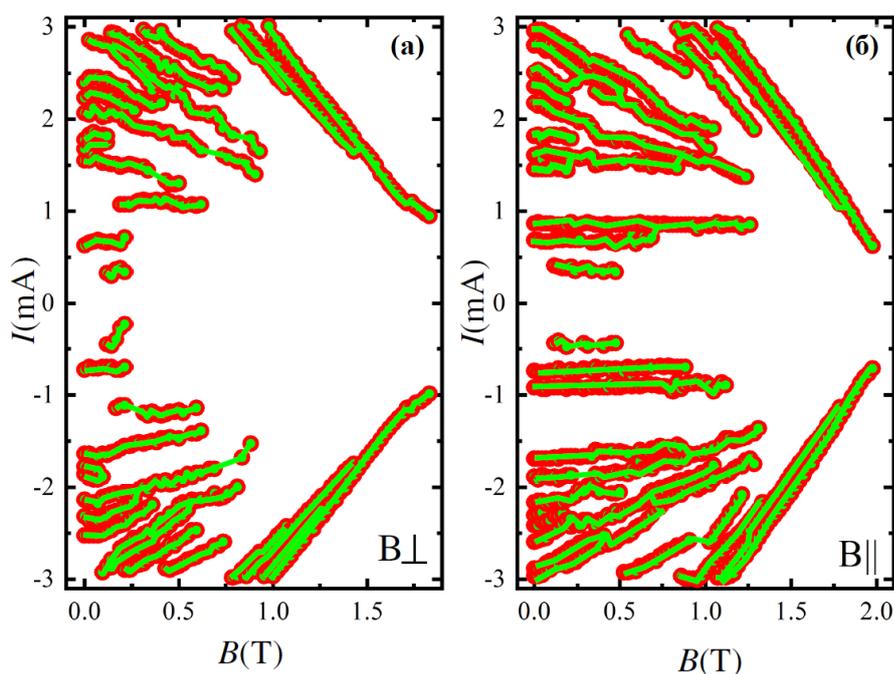


Рис. 40. Эволюция положения пиков  $dV/dI$  для двух различных ориентаций магнитного поля. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости чешуек  $CoSi$  (а) или параллельно интерфейсу  $Au - CoSi$  (б). Поведение в сильных полях для этих двух конфигураций, практически, одинаковое, но необычное, по сравнению с ферромагнитными многослойками [11,24,25,26]. Также, наблюдается некоторый эффект ориентации поля для магнонных ветвей при слабых токах (ниже 1  $mA$ ), что может указывать на их двумерное происхождение [61]. Для промежуточных токов, можно увидеть объединение некоторых ветвей. Представленные данные соответствуют температуре 4.2 К.

Важно, что на рис. 40 показана необычная зависимость магнонов в ферромагнетике от магнитного поля. Пики  $dV/dI$  при малых токах не зависят от магнитного поля. Эволюция пиков демонстрируют сложное поведение для промежуточных токов и в слабых магнитных

полях – можно увидеть объединение некоторых ветвей. Ветви магновов при сильных токах демонстрируют монотонное убывание с магнитным полем. Такое поведение существенно отличается от известного поведения в ферромагнитных многослойках [11,24,25,26].

**Обсуждение.** Мы получили ряд  $dV/dI$  кривых с множественными ярко выраженными пиками, которые аналогичны спин-волновым возбуждениям в магнитоупорядоченных структурах типа ферромагнитных многослоев [11,24,25,26], но эволюция пиков в магнитном поле необычна. Для многослоев, магنونные возбуждения возникают в результате спин-зависимого рассеяния спин-поляризованного тока между фиксированным и свободным ферромагнитными слоями [11]. Для магнитных вейлевских полуметаллов [61], спин-поляризованные топологические поверхностные состояния представляет собой свободный слой, а ферромагнитный объем служит источником спин-поляризованных носителей (фиксированный слой).

Аналогичную физику можно ожидать и для кирального полуметалла  $CoSi$ , несмотря на то, что в структуре  $Au - CoSi$  нет магнитных слоев.

С одной стороны, поверхностный ферромагнетизм [91,92] играет роль опорного слоя, где спин-волновые возбуждения могут индуцироваться спин-поляризованным током. Упорядоченные вакансии [93] и искаженные связи вблизи поверхности [94] обеспечивают механизм поверхностного ферромагнетизма.

С другой стороны, спин-орбитальная связь служит источником поляризованных спинов вместо фиксированного слоя [102]. Это может быть объемный обратный спин-гальванический эффект [98,99,100,101] или спиновая поляризация в топологических поверхностных состояниях [61]. В последнем случае можно было ожидать ярко выраженной зависимости от направления магнитного поля [61]. В нашем эксперименте эволюция в сильных полях, практически, одинакова как для нормальной, так и для параллельной ориентации магнитного поля на интерфейсе  $Au - CoSi$ . Таким образом, спиновая поляризация из-за объемного эффекта Эдельштейна, по-видимому, доминирует в сильных магнитных полях, где разрушаются топологические поверхностные состояния. Поведение в слабом магнитном поле более сложно для магنونных ветвей при малых токах, поэтому мы не можем исключить комбинированное происхождение спиновой поляризации в слабых полях.

Несмотря на то, что наблюдаемые пики  $dV/dI$  подобны тем, что были получены в ферромагнитных многослойках, их эволюция с температурой и магнитным полем на рис.

29 и рис. 30 необычна. Положение пика  $I_{sw}$  описывается моделью Слончевского [10,26]. В упрощённом виде:

$$I_{sw} \sim \alpha \gamma e \sigma H,$$

где  $\alpha$  – параметр затухания,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\sigma$  – полный спин свободного слоя. В многослойках, полный спин является постоянным из-за монокломенного режима структур малого размера, поэтому  $I_{sw}$  линейно возрастает [11,26,58] с магнитным полем. Напротив, размер ферромагнитных доменов, обычно, значительно меньше, чем расстояние между золотыми контактками в наших образцах ( $5 \mu m$ ). Таким образом, области доменных стенок должны быть важны для спин-зависимого рассеяния внутри проводящего кристалла  $CoSi$ , поэтому, в нашем случае, доменные стенки определяют полный спин. Увеличение магнитного поля удаляет доменные границы между золотыми контактами, поэтому, в более высоких полях, они сводятся к нулю. Отсюда и необычная эволюция магнетонных мод с магнитным полем на рис. 40. Из-за различной ориентации спинов в областях доменных стенок, эффект нечувствителен к ориентации магнитного поля, тока и кристаллографические оси образца, как мы и наблюдаем на рис. 40.

Относительная сила спин-орбитальной связи в  $CoSi$  порядка миллиэлектронвольт [107]. Это объясняет монотонную зависимость  $I_{sw}(T)$  на рис. 39(б): спин-орбитальная поляризация уменьшается с температурой, поэтому пики  $dV/dI$  исчезают из-за размытия температуры выше 8 K.

### 3.4 Нелинейный эффект Холла в трёхмерных вейлевском и дираковском полуметаллах

Нелинейный эффект Холла был предсказан в широком классе материалов, инвариантных к обращению времени [17,37,38,39]. В соответствии с этим, было предложено три класса материалов-кандидатов [17]: топологические кристаллические изоляторы, двумерные дихалькогениды переходных металлов и трехмерные полуметаллы Вейля и Дирака.

Для слоистых дихалькогенидов, недавно, сообщалось об обнаружении нелинейного эффекта Холла [15,41]. Это стимулирует начать поиск нелинейного эффекта Холла, индуцированного диполем кривизны Берри, в трехмерных кристаллах, в частности, в полуметаллах Дирака и Вейля [4], в объемном спектре которых существует защищенная симметрией коническая дисперсия [66,108]. Этот спектр был экспериментально подтвержден с помощью методики ARPES, например, для дираковского материала  $Cd_3As_2$  [109,110] и для полуметалла Вейля  $WTe_2$  [4,111,112], которые мы использовали в наших экспериментах.

На двумерном  $WTe_2$ , напряжение Холла на второй гармонике квадратично зависит от продольного тока [15,41]. В упрощенном виде, переменный ток создает фиктивную намагниченность образца, которая приводит к аномальному эффекту Холла [52] в отсутствие внешнего магнитного поля. Последний проявляется как холловский сигнал второй гармоники, амплитуда которого пропорциональна квадрату тока. Важно помнить, что топологические материалы характеризуются сильным термоэлектрическим эффектом [42,43], который также будет проявляться как квадратичный сигнал второй гармоники [44,45]. По этой причине, при поиске нелинейного эффекта Холла в немагнитных материалах, важно экспериментально различать эти два эффекта.

Поэтому, в наших экспериментах, мы использовали две конфигурации контактов, при которых можно измерить сигнал нелинейного эффекта Холла: *симметричная*, при которой ток будет протекать через образец, а потенциальные зоны расположены равноудаленно от линии протекания тока, и *несимметричная*, при которой ток будет протекать, преимущественно, вдоль одной поверхности образца, в то время как потенциальные зонды будут расположены на его противоположных гранях (см. рис. 41).

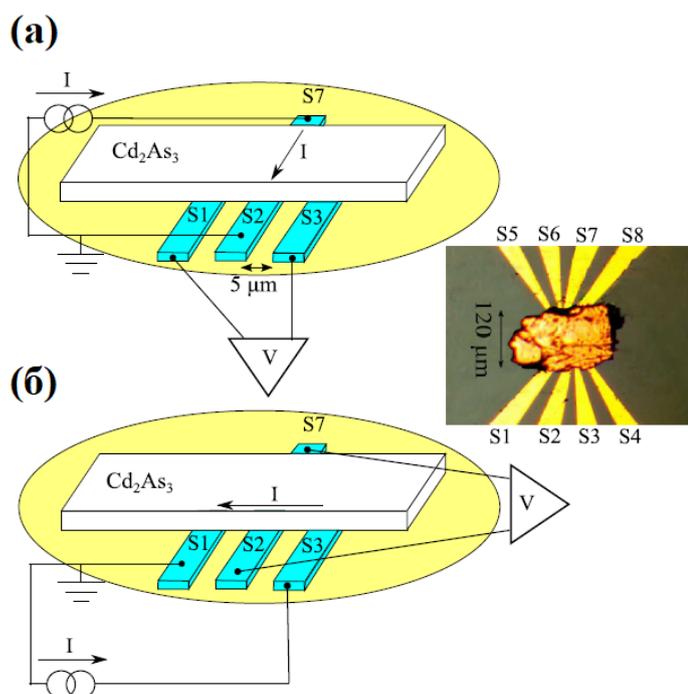


Рис. 41. Оптическое изображение образца с небольшим монокристаллом  $Cd_2As_3$  и эскиз электрических соединений. Монокристалл  $Cd_2As_3$  находится поверх золотых контактов, образуя контакты  $S1 - S8$  в областях перекрытия между кристаллом и контактами. Компонента второй гармоники ( $V^{2\omega}$ ) исследуется при симметричной (а) и несимметричной (б) конфигурации включения датчиков Холла относительно линии тока (обозначается стрелками).

В случае симметричной конфигурации, поток тепла, выделяемый на образце, должен равномерно распределиться относительно линии тока. Как следствие, между потенциальными контактами должен отсутствовать градиент тепла и измеренный поперечный отклик должен содержать, в основном, сигнал нелинейного эффекта Холла. В несимметричной конфигурации контактов ситуация обратная – поток тепла от одной границы образца к другой создаёт выраженный градиент тепла, который и должен быть зафиксирован потенциальными датчиками.

Мы измеряем компоненту второй гармоники  $V^{2\omega}$  с помощью фазочувствительного усилителя (Lock-In). Для изучения нелинейного эффекта Холла, особое внимание уделено тому, чтобы датчики Холла были симметрично расположены относительно линии тока, как показано на рис. 41 (а): переменный ток течет между контактами  $S2$  и  $S7$ , а холловское напряжение измеряется между двумя соседними контактами  $S1$  и  $S3$ . В такой симметричной конфигурации отсутствуют температурный градиент между потенциальными контактами, что позволяет исключить термоэлектрические эффекты.

Последний должен преобладать в несимметричной конфигурации (см. рис. 41(б)), где ток течет между контактами  $S1$  и  $S3$  вдоль края образца, а потенциал измеряется между контактами  $S2$  и  $S7$ .

Измерения проводятся в криостате жидкого гелия  ${}^4\text{He}$  (диапазон температур  $1.4 - 4.2\text{ K}$ ), оснащенный сверхпроводящим соленоидом.

Примеры вольтамперных характеристик (ВАХ) показаны на рис. 42 для симметричной (а) и несимметричной (б) конфигураций. В случае симметричной конфигурации, кривые демонстрируют отличное от нуля напряжение Холла  $V^{2\omega}$  на второй гармонике. Измеренное значение  $V^{2\omega}$  меньше  $0.1\ \mu\text{V}$ , оно слабо (изменения  $\sim 10\%$ ) зависит от температуры в интервале  $1.4 - 4.2\text{ K}$ . Кривая ВАХ, явно, нелинейна,  $V^{2\omega} \sim I^2$ , как это видно на вставке к рис. 32 (а). Такое поведение хорошо соответствует [15,41] ожидаемому [17,38,39] для нелинейного эффекта Холла. Однако, такая интерпретация не может быть принята без дополнительных аргументов. Например, если потенциальные контакты несимметричны относительно линии тока (см. рис. 41 (б)), мы, также, получаем нелинейный сигнал,  $V^{2\omega} \sim I^2$ , ВАХ которой представлена на рис. 42 (б). При этом уровень сигнала на порядок выше, около  $1\ \mu\text{V}$ , что соответствует типичным значениям термоэлектрического тока [18].

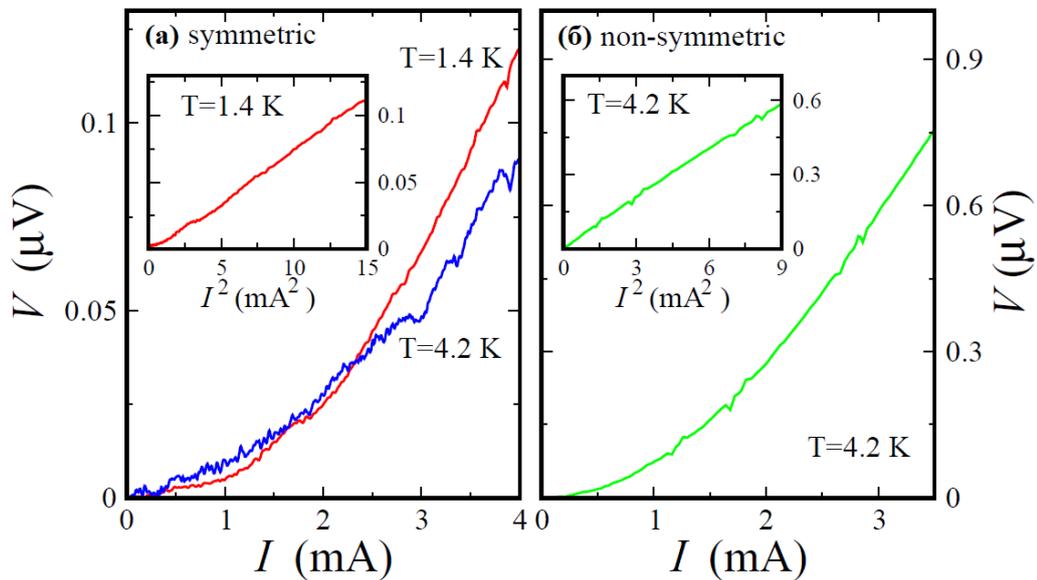


Рис. 42. Примеры ВАХ для трехмерного кристалла  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . Здесь  $V$  — вторая гармоника ( $2\omega$ )ху составляющая напряжения,  $I$  — переменный ток возбуждения на частоте  $\omega$ . (а) В случае симметричной конфигурации (см. рис. 41 (а)), измеренное напряжение Холла  $V$ , явно, нелинейно,  $V^{2\omega} \sim I^2$ , как видно на вставке. Кривая  $V(I)$  слабо (изменения  $\sim 10\%$ ) зависит от температуры в интервале  $1.4 - 4.2\text{ K}$ . (б) В несимметричной конфигурации,

изображенной на рис. 41 (б), уровень сигнала на порядок выше, но кривая  $V^{2\omega} \sim I^2$  остается нелинейной (см. вставку). Кривые получены в нулевом магнитном поле.

Для экспериментального определения происхождения эффекта для каждого из этих двух случаев применяется внешнее магнитное поле. На рис. 43 показана зависимость напряжения второй гармоники от магнитного поля  $V^{2\omega}(B)$  при фиксированных значениях переменного тока. В случае симметричной конфигурации (см. рис. 43 (а)),  $\Delta V^{2\omega}(B) = V^{2\omega}(B) - V^{2\omega}(0)$ , почти, нечетная функция, т. е.  $V^{2\omega}(B)$  зависит от направления магнитного поля:  $V^{2\omega}(B)$  убывает для положительных полей, а возрастает для отрицательных. Напротив,  $V^{2\omega}(B)$  возрастает для обоих направлений поля для несимметричной схемы подключения (см. рис. 43 (б)). В этом случае  $V^{2\omega}(B)$  даже количественно напоминает магнитосопротивление для  $Cd_3As_2$  [73], изображенное на вставке к рис. 43 (б).

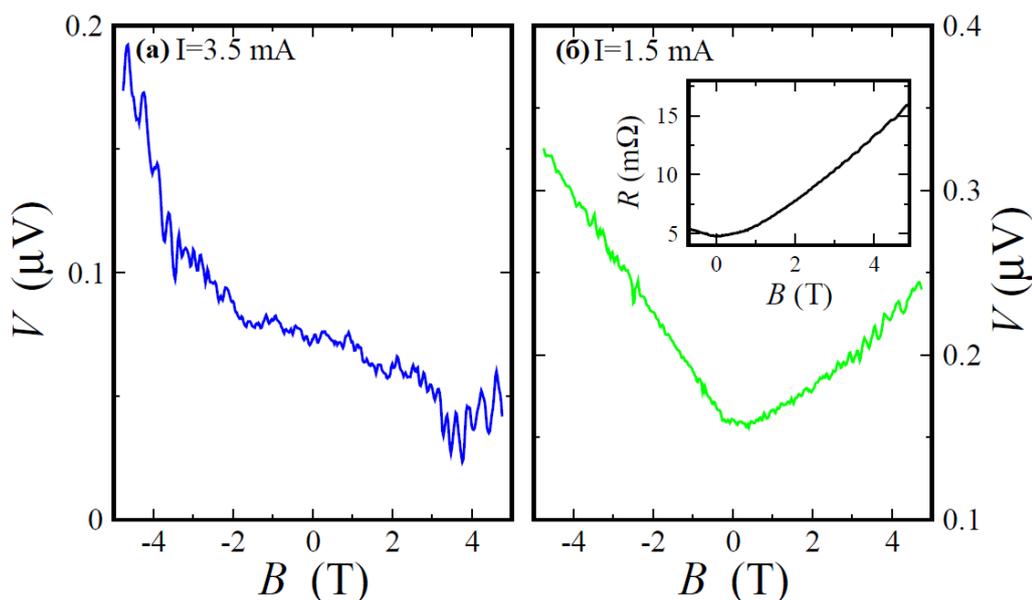


Рис. 43. Зависимость сигнала второй гармоники от магнитного поля  $V^{2\omega}(B)$  при фиксированном переменном токе  $I$  для трехмерного  $Cd_3As_2$ . (а) В случае симметричной конфигурации,  $\Delta V^{2\omega}(B) = V^{2\omega}(B) - V^{2\omega}(0)$  является почти нечетной функцией, что является сильным аргументом в пользу эффектов намагничивания током. (б)  $V^{2\omega}(B)$  увеличивается для обоих направлений поля для несимметричной схемы подключения, что позволяет связать это с термоэлектрическим откликом. На вставке показано обычное (на первой гармонике) магнитосопротивление  $Cd_3As_2$ . Все кривые получены при температуре 4.2 K. В случае (б), величина тока уменьшается для избегания эффекта перегрева.

Наблюдаемое поведение можно воспроизвести не только для разных образцов в разных циклах охлаждения, но и продемонстрировать для другого трехмерного материала, такого как полуметалл Вейля  $WTe_2$  (см. рис. 44 и 45). Измеренное нелинейное напряжение Холла на второй гармонике  $V^{2\omega}$ , также, ниже  $0.1 \mu V$  для симметричной схемы подключения. Наоборот, для несимметричной схемы, сигнал на порядок выше, как и в случае  $Cd_3As_2$  (см. рис. 44 (б)). Дополнительно, мы проверили отсутствие значимого сигнала на второй гармонике для  $V_{xx}$  составляющей напряжения (см. вставку к рис. 44(б)).

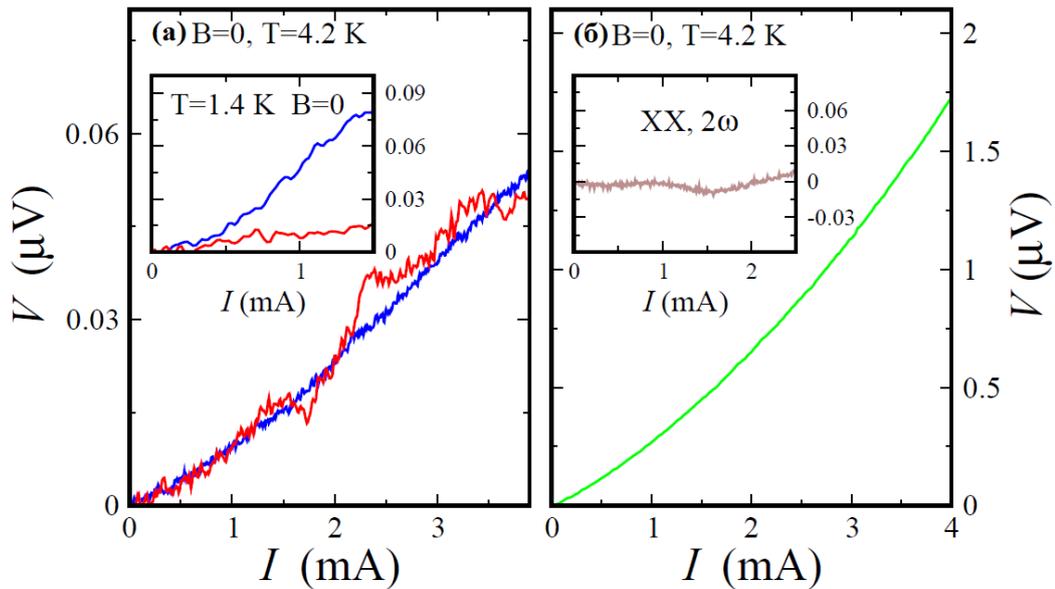


Рис. 44. Примеры ВАХ трехмерного кристалла  $WTe_2$ . Здесь  $V$  — вторая гармоника  $V^{2\omega}$ ,  $I$  — переменный ток возбуждения на частоте  $\omega$ . (а) В случае симметричной конфигурации  $V^{2\omega}$  нелинейна и одинакова для тока возбуждения  $I$  вдоль обоих кристаллографических направлений  $a$  и  $b$  при  $4.2 K$ . При более низких температурах ( $1.4 K$ ) напряжение Холла стремится к нулю для тока вдоль направления  $a$ , как показано на вставке. (б) Несимметричное соединение приводит к высокому (около  $1 \mu V$ ) нелинейному напряжению Холла  $V^{2\omega}$ . На вставке к (б) показан очень слабый (менее  $10 nV$ ) сигнал второй гармоники  $V_{xx}$ , т. е. для переменного тока, протекающего между контактами  $S1$  и  $S4$ , в то время как напряжение  $V^{2\omega}$  измеряется между  $S2$  и  $S3$  на рис. 31. Кривые получены в нулевом магнитном поле.

Особенностью нелинейного эффекта Холла для слоистых  $WTe_2$  является сильная зависимость сигнала от направления тока [15,41]. В нашем случае, для трехмерного  $WTe_2$ , мы получили почти такую же зависимость  $V^{2\omega}$  для токов вдоль обоих кристаллографических направлений направлений  $a$  и  $b$  при температуре  $4.2 K$  (см. рис. 44 (а)). Для более низких ( $1.4 K$ ) температур, напряжение Холла  $V^{2\omega}$  стремится к нулю для

тока вдоль направления  $a$ , как показано на вставке к рис. 44 (а). В этом отличие наших ВАХ от слоистого двумерного  $WTe_2$ , где не было сильной температурной зависимости [15,41].

Сходство между кристаллами  $Cd_3As_2$  и  $WTe_2$  можно увидеть и в поведении магнитного поля (см. рис. 45). Для симметричной схемы соединения  $V^{2\omega}(B)$  демонстрирует поведение нечетного типа по отношению к направлению магнитного поля, как показано на панели (а). Напротив,  $V^{2\omega}(B)$ , явно, четного типа на рис. 45 (б) для несимметричной конфигурации, что хорошо соответствует объемному ненасыщающемуся  $xx$  магнитосопротивлению  $WTe_2$  [115], см. вставку к рис. Отметим, что заметной полевой зависимости для второй гармоники  $V_{xx}^{2\omega}$  не наблюдается (см. вставку к рис. 45).

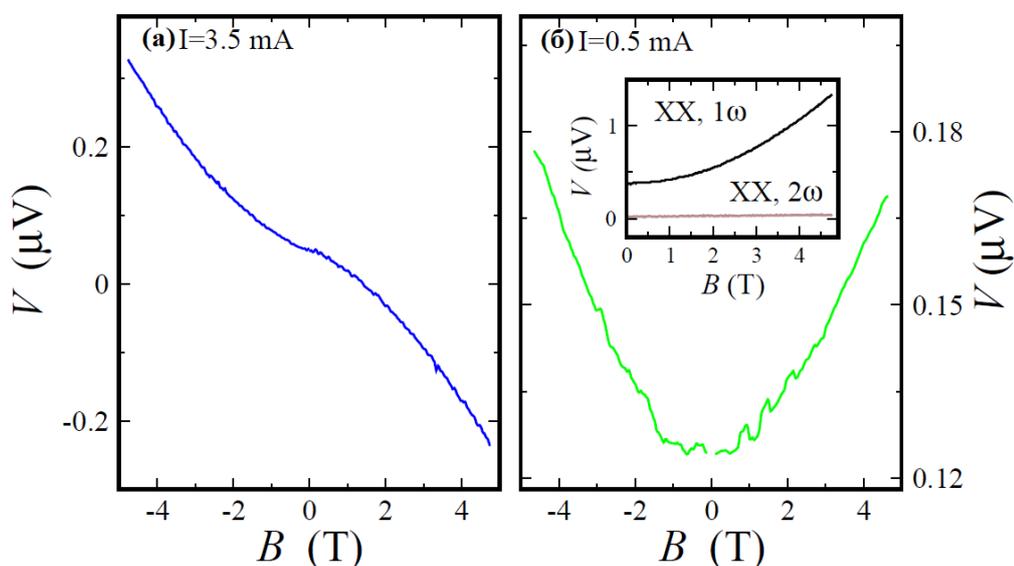


Рис. 45. Зависимость напряжения второй гармоники от магнитного поля  $V^{2\omega}(B)$  при фиксированном переменном токе  $I$  для трехмерного  $WTe_2$ . (а) В случае симметричной конфигурации, сигнал  $\Delta V^{2\omega}(B) = V^{2\omega}(B) - V^{2\omega}(0)$  является нечетной функцией, аналогично случаю  $Cd_3As_2$ . (б)  $V^{2\omega}(B)$  – почти, четная функция для несимметричной схемы соединения. На вставке (б) показано обычное (на первой гармонике)  $xx$  магнитосопротивление  $WTe_2$  для наших образцов и, почти, нулевая компонента второй гармоники  $V_{xx}$ . Кривые получены при температуре 4.2 K.

**Обсуждение.** Мы получили нелинейный сигнал второй гармоники  $V_{xy}^{2\omega} \sim I^2$ , который демонстрирует различное поведение в магнитном поле – четного или нечетного типа, в зависимости от симметричной или несимметричной конфигурации потенциальных датчиков соответственно. Нечетная зависимость  $V^{2\omega}(B)$  является хорошим аргументом в пользу нелинейного происхождения ненулевого холловского напряжения на второй гармонике: если переменный ток создает фиктивную намагниченность образца, то

последняя должна быть чувствительна к направлению внешнего магнитного поля. Точнее, можно показать из кинетического уравнения [17], что в классическом эффекте Холла отклик на второй гармонике отсутствует, а для спектра с кривизной Берри (полуметаллы Вейля) должна являться нечетной функцией магнитного поля. Более того, можно теоретически показать, что нелинейный отклик на второй гармонике, в вейлевских полуметаллах, будет линейно пропорционален внешнему магнитному полю [113,114].

Напротив, термоэлектрические эффекты определяются нагревом образца  $Q \sim RI^2$ , т.е. они также дают отклик на второй гармонике. Зависимость от магнитного поля должна в основном определяться магнитосопротивлением  $R(B)$ , так как оно чрезвычайно сильно в полуметаллах Вейля и Дирака. Таким образом, термоэлектрический отклик не может быть чувствительным к направлению магнитного поля. В эксперименте  $V^{2\omega}(B)$  даже количественно напоминает магнитосопротивление  $R(B)$  (см. рис. 43 и 45). Важно отметить, что эффект Нернста не может дать вклад в измеренное напряжение  $V_{xy}$ , поскольку в геометрии эксперимента градиент температуры направлен вдоль оси  $y$ . С другой стороны, эффект Зеебека также характеризуется [116] четной,  $R(B)$ -подобной зависимостью от магнитного поля.

Таким образом, высокий сигнал на второй гармонике можно идентифицировать как термоэлектрическое напряжение для несимметричных конфигураций, а низкий  $V^{2\omega}$  отражает нелинейный эффект Холла для строго симметричных. Полностью избежать асимметрии потенциальных контактов не удастся, поэтому примесь  $R(B)$  приводит к искажениям в сильных полях на рис. 43 (а). С другой стороны, нелинейный эффект Холла должен присутствовать и в несимметричной схеме подключения, где доминирует термоэлектрический отклик, что может быть причиной наблюдаемой асимметрии сигнала  $V^{2\omega}$  на рис. 43 (б) и 45 (б).

Первоначально, нелинейный эффект Холла предсказывался для полуметаллов Вейля и Дирака и его можно было наблюдать только для нецентросимметричных кристаллов [17]. Данное требование выполняется для  $WTe_2$ , но в случае  $Cd_3As_2$  ситуация неоднозначна. Ссылка [117] настаивает на, практически, центросимметричной структуре  $Cd_3As_2$  с пространственной группой  $I4_1/acd$ . С другой стороны, установленная ранее [118] нецентросимметричная группа  $I4_1cd$  также подтверждается в недавних исследованиях [119], и эта кристаллическая симметрия находится в разумном соответствии с данными ARPES об электронной структуре  $Cd_3As_2$  [119]. Это различие должно происходить из-за метода выращивания  $Cd_3As_2$ , т.е. рентгенограмма подтверждает нецентросимметричную группу  $I4_1cd$  для наших образцов. Также в нашем случае на границе  $SiO_2-Cd_3As_2$  может

возникать деформация из-за несоответствия материалов, что влияет на исходную симметрию [120].

### 3.5 Отклик второй гармоники в магнитном вейлевском полуметалле $Co_3Sn_2S_2$

Недавний интерес к нелинейному эффекту Холла [17,39] в материалах, инвариантных к обращению времени, является частью широкой области исследований топологических систем. В нулевом магнитном поле из-за кривизны Берри возникает нелинейный холловский ток, который можно рассматривать как магнитное поле в импульсном пространстве. Это приводит к квадратичному отклику на переменный ток, поэтому нелинейный эффект Холла должен проявляться как отличный от нуля поперечный сигнал на второй гармонике в нулевом магнитном поле. Поскольку кривизна Берри концентрируется в областях, где две или более зоны пересекаются [4], то топологические системы являются очевидными кандидатами для поиска нелинейного эффекта Холла [4]. Это было экспериментально продемонстрировано для монослоёв дихалькогенидов переходных металлов [15,41] и для трёхмерных немагнитных полуметаллов Вейля и Дирака [18].

Недавно сообщалось о гигантском аномальном эффекте Холла [53,54] для ферромагнетика  $Co_3Sn_2S_2$ , что является признаком существования магнитной фазы Вейля. Тогда, отклик на второй гармонике следует ожидать и в полуметаллах Вейля с нарушенной симметрией по обращению времени. Помимо ожидаемого вклада кривизны Берри в холловский ток, вклад киральной аномалии в генерацию второй гармоники низшего порядка линейно пропорционален приложенному магнитному полю [114]. Более того, в магнитных материалах может генерироваться аномальный эффект Нернста – перпендикулярно к градиенту температуры сигнал в отсутствие внешнего магнитного поля, известный для различных термоэлектрических структур на основе  $Co_3Sn_2S_2$  [55,56,57].

Отсюда возникает стимул исследовать нелинейного эффекта Холла в магнитном вейлевском полуметалле  $Co_3Sn_2S_2$ .

Аналогично исследованиям нелинейного Холла в полуметаллах Вейля и Дирака, здесь мы измеряем как продольную компоненту на второй гармонике  $V_{xx}^{2\omega}$ , так и поперечную  $V_{xy}^{2\omega}$  стандартным четырехточечным методом с помощью фазочувствительного усилителя (Lock-In). Переменный ток, при этом, протекает либо вдоль границы образца, либо, перпендикулярно, через образец (см. рис. 46).

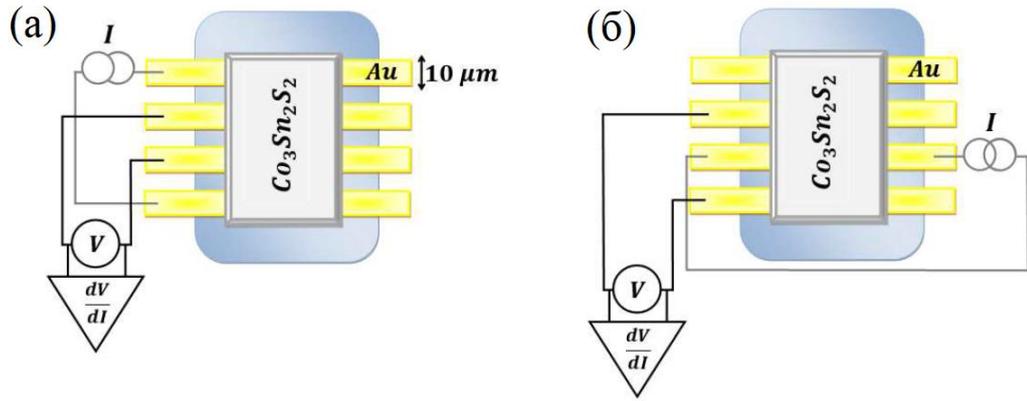


Рис. 46. Эскиз образца с электрической схемой. Контактны из золота  $Au$  формируются на подложке  $SiO_2$  с интервалом  $5 \mu m$  между ними. Ток течет вдоль края образца в (а) для измерения продольной компоненты  $V_{xx}^{2\omega}$ , и через образец в (б) для поперечной компоненты  $V_{xy}^{2\omega}$ . Вторая гармоника ( $2\omega$ ) составляющая продольного напряжения  $V_{xx}^{2\omega}$  измеряется стандартным четырехточечным методом.

Мы убедились, что измеренная компонента  $V^{2\omega}$  напряжение не зависит от положения земляного контакта, а также не чувствителен к частоте переменного тока в диапазоне  $110 \text{ Hz} - 1 \text{ kHz}$ , которая определяется применяемыми фильтрами. В кристалле  $Co_3Sn_2S_2$  магнитные моменты упорядочиваются ниже  $175 \text{ K}$  [122]. В связи с этим, измерения проводятся в криостате с жидким гелием  $^4He$ , снабженном сверхпроводящим соленоидом. Заметной температурной зависимости в интервале  $1.4 - 4.2 \text{ K}$  нет, поэтому, все приведенные ниже результаты получены при  $4.2 \text{ K}$  и нормальной (к плоскости кристалла) ориентации магнитного поля.

Примеры вольтамперных характеристик (ВАХ) для продольной компоненты напряжения на первой гармонике  $V_{xx}^{1\omega}$  показаны на рис. 47 (а) для двух разных образцов в нулевом магнитном поле. Кривые строго линейны, они соответствуют сопротивлению образцов  $6 \text{ Ом}$  и  $2 \text{ Ом}$  соответственно. Вопреки ожиданиям, компонента второй гармоники  $V_{xx}^{2\omega}$  демонстрирует значительный сигнал для этих двух образцов (см. рис. 47 (б)).  $V_{xx}^{2\omega}$  сильно нелинейна, пропорциональна квадрату приложенного тока, что показано на вставке к рис. 47 (б). Полученный значения  $V_{xx}^{2\omega}$  в четыре раза выше для резистивного ( $6 \text{ Ом}$ ) образца по сравнению с другим ( $2 \text{ Ом}$ ).

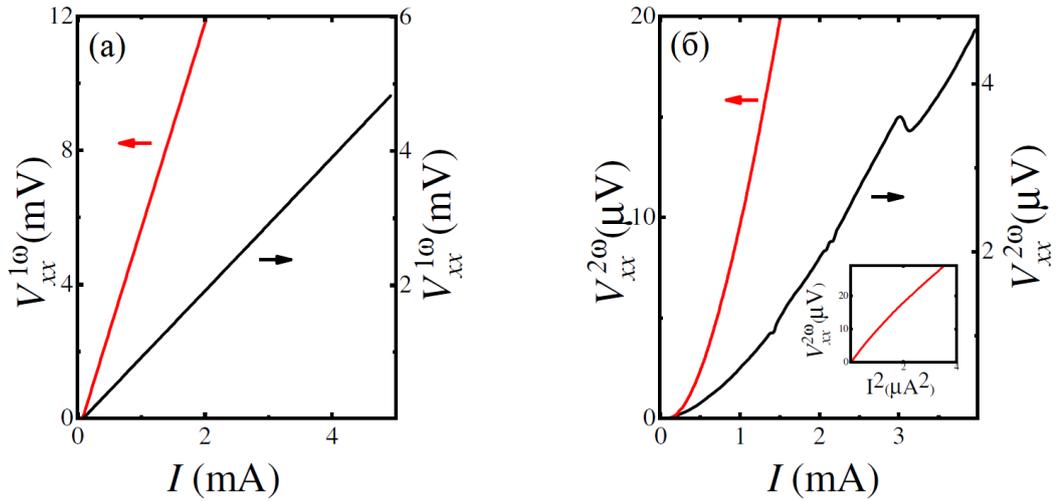


Рис. 47. Примеры ВАХ первой  $V_{xx}^{1\omega}$  (а) и второй  $V_{xx}^{2\omega}$  (б) гармоники для двух различных образцов магнитного вейлевского полуметалла  $Co_3Sn_2S_2$ . Для линейной первой гармоники  $V_{xx}^{1\omega}$  в (а) нельзя ожидать [15,42,76] ненулевой второй гармоники  $V_{xx}^{2\omega}$  в (б). Высокий сигнал  $V_{xx}^{2\omega}$  следует связать с аномальным эффектом Нернста [30–32], так как он перпендикулярен градиенту температуры и намагниченности  $Co_3Sn_2S_2$  на рис. 46. Вставка подтверждает квадратичную зависимость  $V_{xx}^{2\omega} \sim I^2$ , что хорошо соответствует закону Джоуля-Ленца. Кривые получены при температуре 4.2 K в нулевом магнитном поле.

Такое поведение сильно противоречит нулевому сигналу  $V_{xx}^{2\omega}$  для немагнитных монослойных дихалькогенидов переходных металлов [15,41] и для трехмерных полуметаллов Вейля и Дирака [76]. Собственная намагниченность кристаллов  $Co_3Sn_2S_2$  перпендикулярна плоскости чешуек [122], поэтому, отличный от нуля сигнал  $V_{xx}^{2\omega}$  следует связать с аномальным эффектом Нернста [55,56,57] для магнитного полуметалла Вейля  $Co_3Sn_2S_2$  на рис. 47 (б). В кристалле  $Co_3Sn_2S_2$ , за счет нагрева переменным током  $I$  создается градиент температуры, перпендикулярный линии тока на рис. 46 (а). Сигнал Нернста проявляется как продольная компонента  $V_{xx}^{2\omega}$ , так как она перпендикулярна к градиенту температуры и намагниченности. Экспериментальное наблюдение  $V_{xx}^{2\omega} \sim I^2$  также хорошо соответствует закону Джоуля-Ленца.

Для немагнитных трехмерных полуметаллов Вейля и Дирака было продемонстрировано [76], что измерения магнитного поля важны для установления источника сигнала на второй гармонике. Зависимости первой и второй гармоник  $V_{xx}(B)$  представлены на рис. 48 (а) и (б) соответственно. Составляющая первой гармоники  $V_{xx}^{1\omega}(B)$  является четной функцией  $B$ , она демонстрирует обычное ненасыщающее продольное магнитосопротивление [54,58,122] в нормальном магнитном поле. В случае второй

гармоники  $V_{xx}^{2\omega}$  – функция, близкая к нечетной, также имеется значительный скачок в нулевом магнитном поле, как и ожидается для аномального эффекта Нернста [55,56,57].

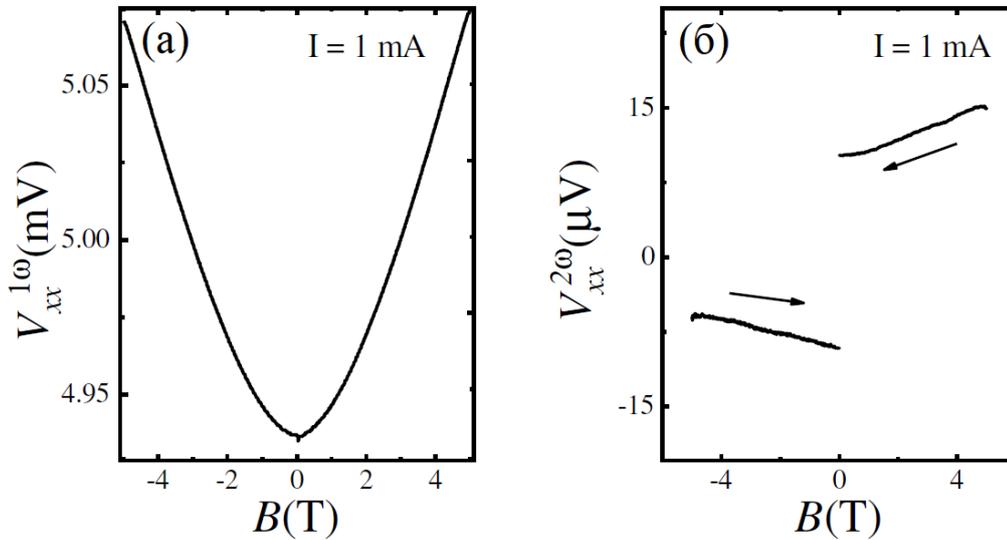


Рис. 48. Зависимость от магнитного поля для продольного сигнала первой (а) и второй (б) гармоники  $V_{xx}(B)$  при фиксированном переменном токе  $I = 1 \text{ mA}$ . Чтобы избежать переключения намагниченности [54,58,122] в слабых полях, кривые получены путем развертки от самых высоких значений поля для обоих направлений (показано стрелками на панели (б)). Для панели (а),  $V_{xx}^{1\omega}(B)$  является четной функцией поля, демонстрирует обычное ненасыщающее продольное магнитосопротивление [54,58,122] в  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ . В случае (б) две ветви  $V_{xx}^{2\omega}(B)$  отражают аномальный эффект Нернста разного знака из-за противоположных направлений намагниченности этих ветвей. Все кривые получены при температуре 4.2 K.

Скачок в нулевом поле является результатом переключения намагниченности образца. Для работы с определенным магнитным состоянием  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ , кривые, на рис. 48, получены путем развертки от наибольших значений магнитного поля для обоих полярностей. Поскольку  $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$  демонстрирует гигантский аномальный эффект Холла [54,58,122], то направления намагниченности противоположны в нулевом поле для этих двух кривых на рис. 48 (б). Таким образом, кривые соответствуют сигналам аномального эффекта Холла разного знака, которые проявляются как скачок сигнала  $V_{xx}^{2\omega}$  в нулевом магнитном поле. С другой стороны, любые мнимые эффекты нелинейности для ВАХ должны быть симметричными в магнитном поле, так как сигнал  $V_{xx}^{2\omega}(B)$  является четной функцией (см. рис. 48 (а)), поэтому поведение магнитного поля подтверждает термоэлектрическую природу конечной продольной второй гармоники  $V_{xx}^{2\omega}$  напряжение.

Аналогичное поведение можно продемонстрировать для поперечной составляющей  $V_{xx}$  в нулевом магнитном поле (см. рис. 49 (а)). Линейный сигнал Холла  $V_{xy}^{1\omega} \sim I$  обусловлен конечной намагниченностью  $Co_3Sn_2S_2$  при нулевом внешнем магнитном поле. Мы также получили нелинейный сигнал на второй гармонике  $V_{xy}^{2\omega} \sim I^2$ , который меньше на порядок, чем для конфигурации  $xx$  на рис. 47 (б), несмотря на близкие значения для первой гармоники на рис. 47 (а) и 49 (а). В принципе конечный сигнал  $V_{xy}^{2\omega} \sim I^2$  может быть получен как за счет нелинейного эффекта Холла [76], так и за счет термоэлектрических эффектов. В последнем случае, сигнал на второй гармонике отражает Эффект Зеебека [76], так как потенциальные контакты параллельны градиенту температуры на рис. 46 (б).

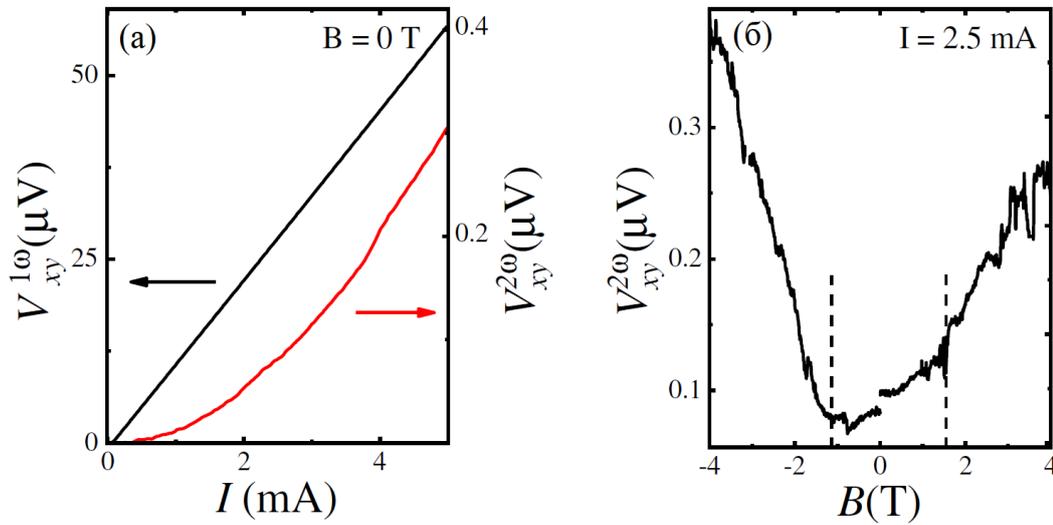


Рис. 49. (а) Поперечный сигнал для первой  $V_{xy}^{1\omega}$  и второй гармоники  $V_{xy}^{2\omega}$  в нулевом магнитном поле. Линейная компонента Холла  $V_{xy}^{1\omega} \sim I$  отражает конечную [33] намагниченность  $Co_3Sn_2S_2$ . Нелинейная вторая гармоника  $V_{xy}^{2\omega}$  на порядок меньше, чем для конфигурации  $xx$  на рис. 47 (б).  $V_{xy}^{2\omega}(B)$ , всегда, положительна для обоих направлений магнитного поля, она демонстрирует нелинейное возрастание в сильных магнитных полях. Однако, сигнал  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  несимметричен, имеется линейная область между  $-1.1$  Тл и  $+1.7$  Тл с небольшим скачком в нулевом поле. Обе ветви  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  получаются путём развёртки от самых высоких полей. Все кривые приведены для температуры  $4.2$  К.

Для немагнитных полуметаллов Вейля и Дирака сигнал  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  ведет себя как нечетная функция магнитного поля из-за нелинейного эффекта Холла, который был продемонстрирован для точно такой же экспериментальной геометрии [76]. Напротив, на рис. 49 (б), мы наблюдаем сложное поведение от магнитного поля, несмотря на то, что образцы изготовлены по той же технологии и конфигурация контактов одинакова [76].

Зависимость  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  всегда положительна для обоих направлений поля, она демонстрирует нелинейное возрастание в сильных магнитных полях. Однако,  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  несимметрична, также имеется линейная область между  $-1.1$  Тл и  $+1.7$  Тл с небольшим скачком в нулевом поле.

**Обсуждение.** Измеренный сигнал на второй гармонике  $V_{xx}^{2\omega}$  хорошо соответствует ожидаемому для аномального эффекта Нернста. Напротив, поведение  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  в магнитном поле является достаточно сложным, оно сильно противоречит известному как для нелинейного эффекта Холла, так и для эффектов Зеебека в немагнитных материалах [76].

Начнем с термоэлектрических эффектов в полуметаллах Вейля и Дирака. Когда магнитное поле перпендикулярно градиенту температуры, ожидается, что продольная теплопроводность (эффект Зеебека) [123,124] будет давать отрицательный вклад, пропорциональный квадрату магнитного поля. В нашем эксперименте, продольная теплопроводность соответствует обратной величине  $V_{xy}^{2\omega}(B)$ , как описано выше, поэтому поведение в сильном поле на рис. 49 (б) согласуется с теоретическими предсказаниями [123,124].

Линейное поведение в слабом поле со скачком в нулевом поле требует иного объяснения. С одной стороны, нелинейный эффект Холла [17,39] должен наблюдаться и в магнитоупорядоченных вейлевских полуметаллах. Кривизна Берри действует аналогично магнитному полю в импульсном пространстве, поэтому сигнал нелинейного эффекта Холла будет прямо пропорционален внешнему магнитному полю [76], а также учитывать намагниченность  $Co_3Sn_2S_2$ . Последнее должно привести к скачку в нулевом поле, так как ветви  $V^{2\omega}(B)$  соответствуют разным направлениям намагниченности на рис. 49 (б). С другой стороны, можно ожидать некоторого вклада Ферми арок в магнитотермический перенос в полуметаллах Вейля. Известно, что для топологических изоляторов последний эффект вызывает большой и аномальный эффект Зеебека с противоположным эффекту Холла знаком [125]. Ферми арки были непосредственно продемонстрированы для  $Co_3Sn_2S_2$  с помощью сканирующей туннельной спектроскопии [126].

Эти два вклада можно было бы различить по зависимости  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  от ориентации магнитного поля [123,124]. Однако, магнитные свойства  $Co_3Sn_2S_2$  возникают из-за плоскостей кобальта, магнитные моменты которых упорядочиваются ниже 175 К [122]. Мы проверили, что даже небольшая параллельная компонента магнитного поля приводит к силе, которая достаточно велика, чтобы кристалл  $Co_3Sn_2S_2$  отслаивался от подложки.

### 3.6 Отклик второй гармоники в магнитном полуметалле с узловой линией $Fe_3GeTe_2$

В полуметаллах Вейля и Дирака, энергетические зоны соприкасаются в некоторых, отдельных точках зоны Бриллюэна. Если касание происходит вдоль некоторой линии в трехмерной зоне Бриллюэна, то такой материал известен как топологический полуметалл с узловой линией [4,89,127], особенность которого заключена в топологически защищенных поверхностных состояниях, способных создавать сложные спиновые текстуры на [32,33,128] на поверхности благодаря фиксации спина под определённым углом к импульсу (spin-momentum locking) [48].

Перспективным кандидатом в качестве магнитного полуметалла с узловой линией является ферромагнетик Ван-Дер-Ваальса  $Fe_3GeTe_2$  ( $FGT$ ) [129,130,131]. Экспериментально,  $FGT$  продемонстрировал аномальные эффекты Холла [132,133] и Нернста [134], топологический эффект Холла [135] и гигантское туннельное магнитосопротивление [136]. Кроме того, нетривиальные топологические спиновые текстуры – магнитные скирмионы – были продемонстрированы в  $FGT$  [137,138] в дополнении к обычной лабиринтной доменной структуре [139,143].

Не все методики подходят для исследования намагниченности  $FGT$ , особенно, в случае малого числа спинов на поверхности. Например, гистерезис аномального эффекта Холла отражает, в основном, намагниченность объёма [47], а характерную форму кривой «bow-tie» (галстук-бабочка) в петле гистерезиса, обычно, связывают с магнитными скирмионами [140,141,142]. В свою очередь, нелинейность такого сигнала должна проявлять себя на более высоких гармониках.

Известно, что гармонический анализ Холла является известным методом для изучения спиновых текстур в различных материалах [144,145,146]. Важным примером гармонического отклика Холла в топологических материалах является нелинейный эффект Холла [17], который был экспериментально продемонстрирован для монослойных дихалькогенидов переходных металлов [15,41] и для трехмерных полуметаллов Вейля и Дирака [76,149] в виде холловского сигнала на второй гармонике в нулевом магнитном поле. Для магнитных полуметаллов с узловой линией, также, можно ожидать, что гармонический анализ Холла может стать инструментом для исследования спиновых текстур.

Для кристаллов  $FGT$ , мы исследовали поперечный ( $V_{xy}$ ) сигнал на первой и второй гармонике с помощью стандартной четырехточечной методики с использованием

фазочувствительного усилителя (Lock-In). Изображение исследуемого кристалла и электрическая схема представлена на рис. 50. Переменный ток подается между контактами P1 и P4 (см. рис. 50 (б)), а поперечное (холловское) напряжение  $V_{xy}$  измеряется между потенциальными контактами P3 и P5. Кроме того, мы измеряем продольную составляющую  $V_{xx}$  между контактами P2 и P3. Температура Кюри для объемных кристаллов FGT [135] составляет около 220 К, поэтому измерения проводятся при температурах жидкого гелия. Аналогичные результаты получены для нескольких образцов в разных циклах охлаждения.

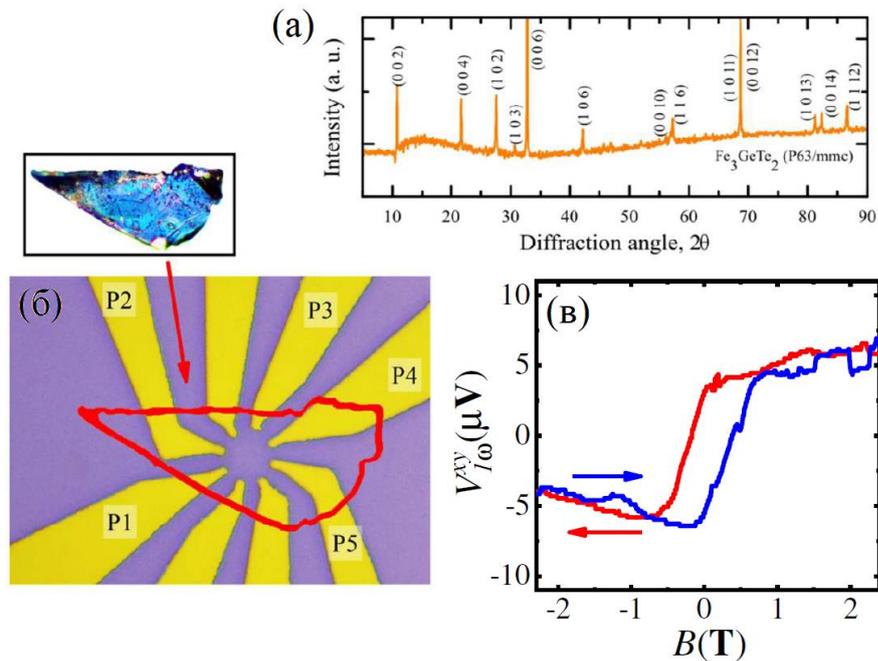


Рис. 50. (а) Рентгенограмма (излучение  $\text{Cu K}\alpha 1$ ,  $\lambda = 1,540598 \text{ \AA}$ ), подтверждающая однофазность наших кристаллов FGT с пространственной группой  $P63/mmc$  (194) ( $a = b = 3.991(1) \text{ \AA}$ ,  $c = 16.33(3) \text{ \AA}$ ). (б) Оптическое изображение золотых  $\text{Au}$  контактов на изолирующей подложке  $\text{SiO}_2$ . Переменный ток подается между контактами P1 и P4, а поперечное (холловское) напряжение  $V_{xy}$  измеряется между контактами P3 и P5. (в) Большой аномальный эффект Холла в виде петли гистерезиса на первой гармонике  $V_{xy}^{1\omega}$  в перпендикулярном магнитном поле, что подтверждает известные магнитные свойства FGT [135,150]. Стрелками указаны направления развертки магнитного поля.

Правильность экспериментальной геометрии подтверждается демонстрацией петли гистерезиса Аномального эффекта Холла на первой гармонике  $V_{xy}^{1\omega}$  (см. рис. 50 (в)). Большой аномальный эффект Холла проявляется как отличное от нуля напряжение Холла в нулевом магнитном поле, которое определяется направлением намагниченности в объёме.

Наблюдаемая петля гистерезиса на первой гармонике хорошо соответствует известному аномальному эффекту Холла в FGT [135,150].

В нулевом внешнем магнитном поле, на рис. 51, показано типичное поведение нелинейного эффекта Холла [15,41,76,149] в виде квадратичного поперечного холловского сигнала  $V_{xy}^{2\omega}$  для двух различных образцов. Зависимость  $V_{xy}^{2\omega} \sim I^2$  продемонстрирована на нижней вставке к рис. 51. Продольный сигнал на второй гармонике  $V_{xx}^{2\omega}$  на порядок меньше, что подтверждает правильно определённую геометрию контактов Au и однородность кристаллов FGT. Заметной температурной зависимости в диапазоне 1.4 – 4.2 K нет, что продемонстрировано на верхней вставке на рис. 51. Таким образом, мы наблюдаем нелинейный эффект Холла для полуметалла с узловой линией FGT.

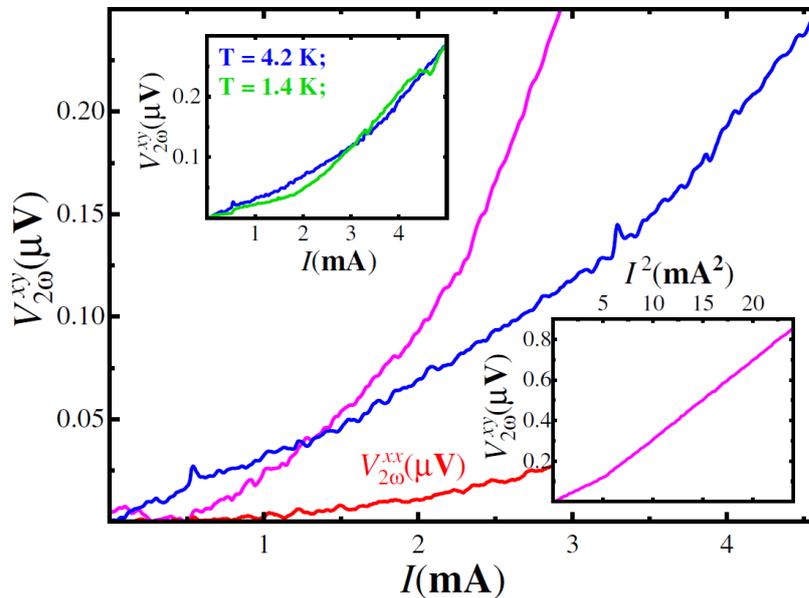


Рис. 51. Типичные кривые  $V_{xy}^{2\omega}$  для нелинейного эффекта Холла [15,41,76,149] в нулевом внешнем магнитном поле. Продольное напряжение на второй гармонике  $V_{xx}^{2\omega}$  на порядок меньше. Данные представлены для двух разных образцов (синяя и пурпурная кривые соответственно) при 4.2 K. Для наглядности  $V_{xx}^{2\omega}$  (красная кривая) показан только для образца с самым высоким значением  $V_{xy}^{2\omega}$  значений (пурпурная кривая). Нижняя вставка демонстрирует квадратичную зависимость  $V_{xy}^{2\omega} \sim I^2$  для этого образца. На верхней вставке показано  $V_{xy}^{2\omega}$  кривых для двух разных температур 4.2 и 1.4 K, в этом интервале температур разницы практически нет.

В магнитном поле на рис. 52 представлена асимметричная зависимость  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  для двух противоположных направлений развертки поля. Линейный вклад поля  $B$  можно ожидать [114,113] для нелинейного эффекта Холла, который является источником

асимметрии сигнала  $V_{xy}^{2\omega}(B)$ , как это было экспериментально подтверждено для немагнитных топологических полуметаллов [76]. Однако, на рис. 52 показано гораздо более сложное поведение ферромагнитных кристаллов FGT. Линейная зависимость, действительно, наблюдается, но в сильных магнитных полях с выраженным гистерезисом. Дополнительно, имеется плоская (независящая от магнитного поля) область с касанием кривых в малых полях в пределах  $\pm 0.5$  Т. Такое поведение  $V_{xy}^{2\omega}(B)$ , качественно, одинаково для двух разных образцов с сильно различающимися значениями  $V_{xy}^{2\omega}$  на рис. 52 (а) и (б).

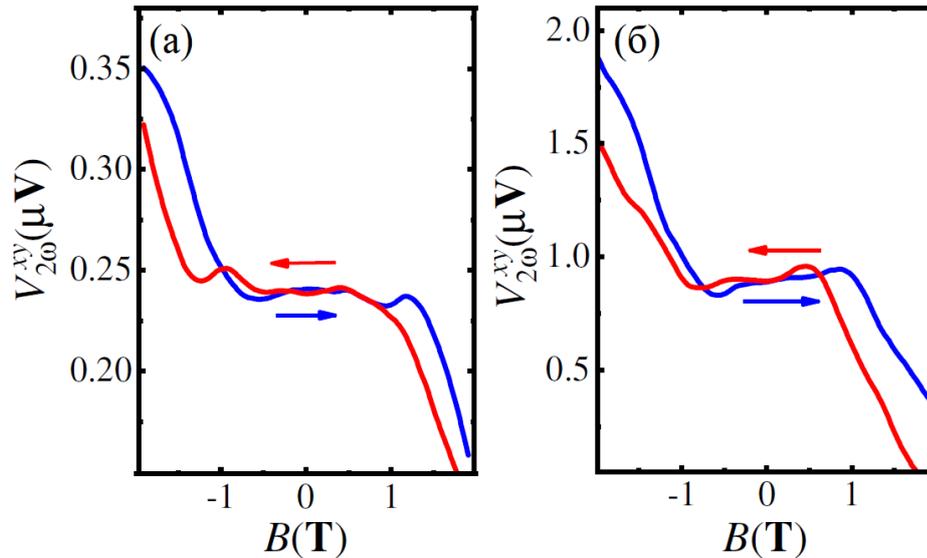


Рис. 52. Асимметричная зависимость  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  от магнитного поля, качественно, подобная для двух разных образцов (панели (а) и (б)) для фиксированного переменного тока  $I = 4.5$  мА). Ожидаемый линейный вклад от поля  $B$  достигается в сильном поле с выраженным гистерезисом и плоской (независящей от поля) областью в слабом поле ( $\pm 0.5$  Т), с касанием кривых. Гистерезис определяется направлением развертки магнитного поля, как показано стрелками того же цвета. Кривые показаны для высокой скорости развертки  $\sim 8$  мТ/с для перпендикулярного магнитного поля при температуре 4.2 К.

Амплитуда гистерезиса зависит от скорости развертки магнитного поля, а сам гистерезис присутствует даже при самых низких скоростях развёртки (см. рис. 53). Мы наблюдаем ярко выраженный гистерезис сигнала  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  для высокой скорости развертки магнитного поля ( $\sim 8$  мТ/с) на рис. 52, в то время как на рис. 53 он намного меньше для скорости развёртки  $\sim 1$  мТ/с, т.е. гистерезис в сильных полях отражает некоторый медленный процесс релаксации. При самых низких скоростях развертки наблюдаются множественные точки пересечения кривых, отличающиеся для двух разных образцов (см. рис. 53 (а) и (б)). Множественные точки пересечения, обычно, отражают неоднородный

процесс намагничивания спиновых текстур в образце, что было показано ранее [50,51,148]. На вставке к рис. 53 показан нелинейный планарный эффект Холла [151] в виде асимметричного сигнала  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  для плоского магнитного поля. Несмотря на качественное сходство результатов для двух ориентаций поля, гистерезис более выражен в параллельном поле даже при самой низкой ( $\sim 1 \text{ mT/s}$ ) скорости развертки, а сама зависимость от магнитного поля для параллельного поля слабее.

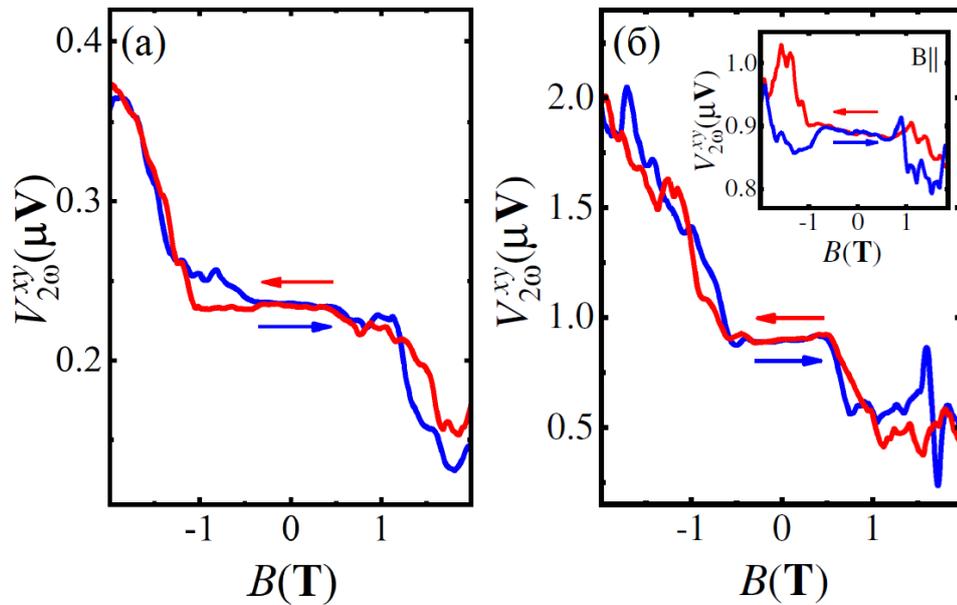


Рис. 53. Кривые  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  для самой низкой скорости развертки  $\sim 1 \text{ mT/s}$ . Панели (а) и (б) соответствуют двум различным образцам с рис. 52 соответственно. Амплитуда гистерезиса в этом случае существенно меньше, кривые имеют множественные точки пересечения, что обычно отражает неоднородный процесс намагничивания [50,51,148], поэтому детали петель гистерезиса различаются для двух образцов. Кривые получены при  $4.2 \text{ K}$  при перпендикулярном магнитном поле и фиксированном переменном токе  $I = 4.5 \text{ mA}$ . На вставке показан более выраженный гистерезис для ориентации магнитного поля в плоскости при той же скорости развертки ( $\sim 1 \text{ mT/s}$ ), а сама зависимость от магнитного поля в этом случае слабее. Стрелки указывают направление развертки магнитного поля.

**Обсуждение.** Несмотря на ожидаемый для FGT нелинейный эффект Холла, сложное поведение сигнала  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  требует последовательного объяснения. Строго говоря, гистерезис второй гармоники мог возникнуть и при джоулевом нагреве  $RI^2$  образца с низкой теплопроводностью [146]. Однако, магнитосопротивление образца  $R(B)$  не чувствительно к знаку магнитного поля, поэтому любые термоэлектрические эффекты должны быть симметричными по магнитному полю [145,146,76], в отличие от

экспериментальных асимметричных зависимостей на рис. 52. Гистерезис также не может быть связан с экспериментальной установкой, так как мы никогда не наблюдали  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  гистерезис для немагнитных образцов в аналогичных экспериментах [76].

Гистерезис холловского сигнала  $V_{xy}^{1\omega}$  для кристаллов FGT во внешнем магнитном поле [135,150] известен как аномальный эффект Холла [4]. Для топологических материалов это, обычно, указывает на магнитную топологическую фазу. Независимо от конкретного механизма, аномальный эффект Холла отражает объемную намагниченность ферромагнитного FGT [135,150]: сигнал Холла  $V_{xy}^{1\omega}$  меняет знак, если намагниченность в объеме меняет направление внешним магнитным полем. Экспериментально, гистерезис холловского сигнала хорошо соответствует петлям гистерезиса  $M(H)$  [47].

К холловской составляющей на второй гармонике подобные рассуждения нельзя применить, поскольку нелинейный эффект Холла возникает из-за кривизны Берри в импульсном пространстве [17] – сигнал Холла пропорционален квадрату тока, поэтому его можно обнаружить как поперечную составляющую на второй гармонике  $V_{xy}^{2\omega}$ .

Теоретически предсказано, что сигнал  $V_{xy}^{2\omega}$  чувствителен к внешнему магнитному полю [114,113], следовательно,  $V_{xy}^{2\omega}$  также должен быть чувствителен к внутренней объемной намагниченности FGT. Из сравнения рис. 50 (в) и рис. 52 видно, что внутренняя намагниченность преобладает в пределах  $\pm 0.5 T$ , где сигнал  $V_{xy}^{2\omega}$  как раз не зависит от внешнего поля, а за пределами  $\pm 0.5 T$ , сигнал  $V_{xy}^{2\omega}$  линейно зависит от внешнего магнитного поля. Это хорошо описывает плоскую область на экспериментальных кривых  $V_{xy}^{2\omega}$ , но гистерезис в сильных полях, по-видимому, имеет другое происхождение, поскольку внутренняя намагниченность не чувствительна к магнитному полю за пределами  $\pm 0.5 T$ . С другой стороны, подобные петли гистерезиса, как известно, отражают процесс неоднородной намагниченности, что является характерным признаком спиновых текстур, в частности, магнитных скирмионов [50,51,148].

Для полуметалла FGT решетка из гексагонально упакованных скирмионов может быть индуцирована простым процессом охлаждения [137,138]. Также, мы визуализировали как лабиринтообразную структуру доменов [139,143], так и гексагонально упакованные скирмионы [138] для наших образцов FGT с помощью техники биттеровского декорирования [153,154]. Дополнительно, для наших образцов FGT [152] показаны характерные петли магнитного гистерезиса в виде галстука-бабочки, которые, обычно, приписывают скирмионам. Деформация решетки скирмиона может быть причиной наблюдаемого гистерезиса с направлением развертки магнитного поля. Действительно, скирмионы появляются в магнетиках благодаря взаимодействию Дзялошинского-Мория

[155]. Конкуренция между перпендикулярной магнитной анизотропией и магнитным диполь-дипольным взаимодействием является определяющей для скирмионов, поэтому спиновые текстуры должны быть чувствительны к внешнему магнитному полю.

Этот вывод убедительно подтверждается зависимостью  $V_{xy}^{2\omega}$  от скорости развертки поля на рис. 52 и 53. Множественные точки пересечения кривых на рис. 53 отражают неоднородную намагниченность в присутствии скирмионных структур, что хорошо соответствует известному поведению [50,51,148]. Конкретное распределение скирмионов, очевидно, различно для разных образцов, поэтому детали формы петли гистерезиса различаются на рис. 53 (а) и (б). Для высокой скорости развёртки, кривые очень похожи, так как гистерезис отражает только деформацию скирмионной решетки.

Поверхностные спиновые текстуры должны быть чувствительны и к направлению внешнего магнитного поля, поэтому, на вставке к рис. 53, гистерезис более выражен. Это различие согласуется с известной магнитной анизотропией для FGT [150] для наших образцов.

## Заключение

1. Для ферромагнетика  $Co_3Sn_2S_2$ , мы экспериментально исследовали электронный транспорт. Мы продемонстрировали кривые  $dV/dI$  с ярко выраженными асимметричными пиками, подобными тем, которые приписываются индуцированным током спин-волновым возбуждениям в ферромагнитных многослойках. В отличие от многослоек, для толстого монокристаллического кристалла  $Co_3Sn_2S_2$ , в режиме полностью спин-поляризованного объема, наблюдается несколько последовательностей пиков  $dV/dI$  при низкой,  $\sim 10^4$  A/cm<sup>2</sup>, плотности тока. Мы приписываем пики  $dV/dI$  новым ветвям магнов в магнитных полуметаллах Вейля, которые можно понимать как прямой результат связи между двумя магнитными моментами, опосредованными фермионами Вейля. В этом случае наблюдаемое расщепление магнонных ветвей в магнитном поле может отражать предсказанное разделение зон для магнитного полуметалла Вейля. Наличие в  $Co_3Sn_2S_2$  эффектов переноса спина при низких плотностях тока делает этот материал привлекательным для применения в спинтронике.

2. Мы экспериментально сравнили два типа интерфейсных структур с магнитными и немагнитными полуметаллами Вейля. Они представляют собой соединения между нормальным слоем золота с магнитным вейлевским полуметаллом  $Ti_2MnAl$  и слоем ферромагнитного никеля с немагнитным полуметаллом Вейля  $WTe_2$  соответственно. Благодаря ферромагнитной части контакта, мы исследуем спин-поляризованный транспорт через поверхность вейлевского полуметалла. Для обеих структур мы демонстрируем, качественно, похожие вольтамперные характеристики с гистерезисом при малых токах и резкими пиками дифференциального сопротивления при больших. Несмотря на то, что такое поведение напоминает известную индуцированную током динамику намагниченности в ферромагнитных структурах, эволюция пиков сопротивления с магнитным полем необычна. Мы связываем наблюдаемые эффекты с индуцированной током спиновой прецессией в топологических поверхностных состояниях вейлевского полуметалла.

3. В случае монокристалла  $CoSi$ , мы экспериментально исследовали транспорт электронов при высокой плотности тока. Демонстрируемые кривые  $dV/dI$ , качественно, аналогичны кривым для ферромагнитных многослоек с характерными магнонными пиками

и нетривиальной их эволюцией в магнитном поле. Мы интерпретируем эти наблюдения как результат индуцированной током спиновой поляризации из-за сильной спин-орбитальной связи в  $CoSi$ . Рассеяние неравновесных спин-поляризованных носителей в поверхностном ферромагнитном слое ответственно за прецессирующие спин-волновые возбуждения, поэтому, наблюдаемые магнитные моды являются совместным эффектом поверхностного ферромагнетизма и спин-орбитальной связи в киральном топологическом полуметалле  $CoSi$ .

4. Для трёхмерных монокристаллов  $WTe_2$  и  $Cd_3As_2$ , представляющих из себя полуметаллы Вейля и Дирака соответственно, мы экспериментально исследовали нелинейный эффект Холла. Мы демонстрируем отличный от нуля сигнал Холла на второй гармонике, которое квадратично зависит от продольного тока в нулевом магнитном поле. Если потенциальный контакт симметричен относительно линии тока, наблюдаемый сигнал находится в диапазоне  $\sim nV$ . Он показывает нечётную зависимость от направления магнитного поля, что является сильным аргументом в пользу эффектов намагничивания током. Если потенциальный контакт несимметричен, градиент температуры даёт на порядок больший сигнал термоэдс с чётной зависимостью от магнитного поля.

5. Для магнитного полуметалла Вейля  $Co_3Sn_2S_2$ , мы экспериментально исследовали продольный и поперечный сигнал напряжения на второй гармонике. Мы обнаружили, что продольная составляющая  $V_{xx}^{2\omega}$  квадратично зависит от переменного тока в нулевом магнитном поле, что отражает сильный аномальный эффект Нернста, хорошо известный для материала  $Co_3Sn_2S_2$ . В отличие от наблюдаемого ранее нелинейного эффекта Холла, вызванного кривизной Берри, для немагнитных полуметаллов Вейля и Дирака, поперечное напряжение на второй гармонике демонстрирует сложное взаимодействие различных эффектов для  $Co_3Sn_2S_2$ . В сильных магнитных полях это соответствует квадратичному закону Зеебека, в то время как поведение в слабом поле оказывается линейным и чувствительным к направлению намагниченности образца. Последнее можно ожидать как для нелинейного эффекта Холла, так и для вклада поверхностного состояния в эффект Зеебека в полуметаллах Вейля. Таким образом, в  $Co_3Sn_2S_2$  существенны термоэлектрические эффекты, в отличие от немагнитных материалов Вейля и Дирака.

6. Для ферромагнетика Ван-Дер-Ваальса  $Fe_3GeTe_2$ , мы экспериментально исследовали сложное, зависящее от магнитного поля поведение сигнала нелинейного эффекта Холла на второй гармонике: в то время как сигнал на первой гармонике показывает известный гистерезис сигнала аномального эффекта Холла, сигнал Холла на второй гармонике характеризуется ярко выраженным гистерезисом в сильных полях и плоской (не зависящей от магнитного поля) областью  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  с касанием кривых в малых полях. Гистерезис в сильных полях отражает медленный процесс релаксации, поэтому он сильно зависит от скорости развертки магнитного поля. Для самой низкой скорости развертки, гистерезис сопровождается множественными точками пересечения кривых. Касание кривых в слабых полях и форма гистерезиса на второй гармонике с множественными точками пересечения известны для скирмионных спиновых текстур. Поскольку скирмионы были продемонстрированы для FGT методами прямой визуализации, мы можем связать наблюдаемую релаксацию в сильных полях с деформацией решетки скирмионов. Этот вывод подтверждается чувствительностью сигнала  $V_{xy}^{2\omega}(B)$  к направлению внешнего магнитного поля, как и следует ожидать для поверхностных спиновых текстур. Таким образом, гистерезис холловского отклика второй гармонике можно рассматривать как проявление скирмионных структур  $Fe_3GeTe_2$  в транспортных экспериментах.

## Список используемой литературы

1. Volkov, B.A. Massless two-dimensional electrons in inverse contact / B. A. Volkov, O. A. Pankratov // JETP Lett. – 1985. – vol. 42. – pp. 178.
2. Quantum Charged Particle in a Flat Box under Static Electromagnetic Field with Landau's Gauge and Special Case with Symmetric Gauge / M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune et all. // Science. – 2007. – vol. 318. – pp. 766.
3. Kane, C.L. Z2 Topological Order and the Quantum Spin Hall Effect / C. L. Kane, E. J. Mele // Phys. Rev. Lett. – 2005. – vol. 95. – pp. 146802.
4. Armitage, N.P. Weyl and Dirac Semimetals in Three Dimensional Solids / N. P. Armitage, E. J. Mele, A. Vishwanath // Phys. Rev. Mod. – 2018. – vol. 90. – pp. 015001.
5. Yan, B. Topological Materials: Weyl Semimetals / B. Yan, C. Fesler // Annu. Phys. Rev. Condens. Matter. – 2017. – vol. 8. – pp. 337.
6. Discovery of a Weyl Fermion semimetal and topological Fermi arcs / S. Y. Xu, I. Belopolski, N. Alidoust et all. // Science. – 2015. – vol. 349. – pp. 613.
7. Magnetoresistance in quasi-one dimensional Weyl semimetal (TaSe<sub>4</sub>)<sub>2</sub>I / I. A. Cohn, S.G. Zybtssev, A. P. Orlov, S. V. Zaitsev-Zotov // JETP Lett. – 2020. – vol. 112., № 2. – pp. 88.
8. Sukhachov, P.O. Superconductivity in Weyl semimetals in a strong pseudomagnetic field / P. O. Sukhachov, E. V. Gorbar // Phys. Rev. B. – 2020. – vol. 102. – pp. 014513.
9. Optical evidence of the type-II Weyl semimetals MoTe<sub>2</sub> and WTe<sub>2</sub> / S. Kimura, Y. Nakajima et all. // Phys. Rev. B. – 2019. – vol. 99. – 195203.
10. Slonczewski, J. Current-Driven Domain Wall Motion: Velocity, Current and Phase Transition / J. Slonczewski // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – vol. 159. – L1.
11. Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices / E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine et all. // Science. – 1999. – vol. 285, № 5429. – pp. 867.
12. Yasufumi, A. Spin textures and spin-wave excitations in doped Dirac-Weyl semimetals / A. Yasufumi, N. Kentaro // Phys. Rev. B. – 2016. – vol. 93. – pp. 094438.
13. Weyl fermions induced magnon electrodynamics in a Weyl semimetal / J. A. Hutasoit, J. Zang, R. Roiban, C. X. Liu // Phys. Rev. B. – 2014. – vol. 90. – pp. 134409.
14. Yang, K. Y. Quantum Hall effects in a Weyl semimetal: Possible application in pyrochlore iridates / K. Y. Yang, Y. M. Lu, Y. Ran // Phys. Rev. B. – 2011. – vol. 84. – pp. 075129.
15. Observation of the nonlinear Hall effect under time-reversal-symmetric conditions / Q. Ma, S. Y. Xu, H. Shen et all. // Nature. – 2019. – vol. 565. – pp. 337.
16. Fu, L. Time reversal polarization and a Z2 adiabatic spin pump / L. Fu, C. L. Kane // Phys. Rev. B. – 2006. – vol. 74. – pp. 195312.

17. Sodemann, I. Quantum Nonlinear Hall Effect Induced by Berry Curvature Dipole in Time-Reversal Invariant Materials / I. Sodemann, L. Fu // *Phys. Rev. Lett.* – 2015. – vol. 115. – pp. 216806.
18. Room-temperature nonlinear Hall effect and wireless radiofrequency rectification in Weyl semimetal TaIrTe<sub>4</sub> / D. Kumar, C.H. Hsu, R. Sharma, et al. // *Nat. Nanotechnol.* – 2021. – vol. 16. – pp. 421.
19. Burkov, A. Topological nodal semimetals / A. Burkov, M. Hook, L. Balents // *Phys. Rev. B.* – 2021. – vol. 84. – pp. 235126.
20. Nodal-line semimetals from Weyl superlattices / J. Behrends, J.W. Rhim, S. Liu et al. // *Phys. Rev. B.* – 2017. – vol. 96. – pp. 245101.
21. Kordyuk, A.A ARPES experiment in fermiology of quasi-2D metals (Review Article) / A. A. Kordyuk // *Low Temp. Phys.* – 2014. – vol. 40. – pp. 286.
22. Evolution of the Fermi surface of Weyl semimetals in the transition metal pnictide family / Z. K. Liu, L. X. Yang, Y. Sun et al. // *Nat. Mater.* – 2016. – vol. 15. – pp. 27.
23. Antisymmetric magnetoresistance in van der Waals Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub>/graphite/Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub> tri-layer heterostructures / S. Albarakati, C. Tan, Z.J. Chen et al. // *Science Advances.* – 2019. – vol. 5 № 7. – eaaw0409.
24. Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current / M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – vol. 80. – pp. 4281.
25. Generation and detection of phase-coherent current-driven magnons in magnetic multilayers / M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass et al. // *Nature.* – 2000. – vol. 406. – pp. 46.
26. Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co / Cu / Co Pillars / J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – vol. 84. – pp. 3149.
27. Topological semimetal and Fermi-arc surface states in the electronic structure of pyrochlore iridates / X. Wan, A. M. Turner, A. Vishwanath, S. Y. Savrasov // *Phys. Rev. B.* – 2011. – vol. 83. – pp. 205101.
28. The chiral anomaly and thermopower of Weyl fermions in the half-Heusler GdPtBi / M. Hirschberger, S. Kushwaha, Z. Wang et al. // *Nat. Mater.* – 2016. – vol. 15. – pp. 1161.
29. Chern Semimetal and the Quantized Anomalous Hall Effect in HgCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> / G. Xu, H. Weng, Z. Wang et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2011. – vol. 107. – pp. 186806.
30. Magnetic and electronic properties of the Cu-substituted Weyl semimetal candidate ZrCo<sub>2</sub>Sn / S. K. Kushwaha, Z. Wang, T. Kong, R. J. Cava // *J. Phys. Condens. Matter.* – 2018. – vol. 30. – pp. 075701.

31. Spin texture in type-II Weyl semimetal WTe<sub>2</sub> / B. Feng, Y. H. Chan, Y. Feng et al. // *Phys. Rev. B.* – 2016. – vol. 94. – pp. 195134.
32. Role of spin-orbit coupling and evolution of the electronic structure of WTe<sub>2</sub> under an external magnetic field / D. Rhodes, S. Das, Q. R. Zhang et al. // *Phys. Rev. B.* – 2015. – vol. 92. – pp. 125152.
33. Signature of Strong Spin-Orbital Coupling in the Large Nonsaturating Magnetoresistance Material WTe<sub>2</sub> / J. Jiang, F. Tang, X. C. Pan et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2015. – vol. 115. – pp. 166601.
34. Kurebayashi, D. Theory of current-driven dynamics of spin textures on the surface of a topological insulator / D. Kurebayashi, N. Nagaosa // *Phys. Rev. B.* – 2019. – vol. 100. – pp. 134407.
35. Araki, Y. Magnetic textures and dynamics in magnetic Weyl semimetals / Y. Araki // *Ann. Phys.* – 2019. – pp. 1900287.
36. Yang, K. Y. Quantum Hall effects in a Weyl semimetal: Possible application in pyrochlore iridates / K. Y. Yang, Y. M. Lu, Y. Ran // *Phys. Rev. B.* – 2011. – vol. 84. – pp. 075129.
37. Golub, L. E. Photocurrents in gyrotropic Weyl semimetals / L.E. Golub, E.L. Ivchenko, B.Z. Spivak // *JETP Letters.* – 2017. – vol. 105. – pp. 782.
38. Moore, J. E. Confinement-Induced Berry Phase and Helicity-Dependent Photocurrents / J. E. Moore, J. Orenstein // *Phys. Rev. Lett.* – 2010. – vol. 105. – pp. 026805.
39. Low, T. Topological currents in black phosphorus with broken inversion symmetry / T. Low, Y. Jiang, F. Guinea // *Physical Review B.* – 2015. – vol. 92. – pp. 235447.
40. Isobe, H. High-frequency rectification via chiral Bloch electrons / H. Isobe, S. Y. Xu, L. Fu // *Sci. Adv.* – 2020. – vol. 6. – eaay2497.
41. Nonlinear anomalous Hall effect in few-layer WTe<sub>2</sub> / K. Kang, T. Li, E. Sohn et al. // *Nature Mat.* – 2019. – vol. 18. – pp. 324.
42. Enhanced Thermoelectric Properties of Dirac Semimetal Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> / T. Zhou, C. Zhang, H. Zhang et al. // *Inorg. Chem. Front.* – 2016. – vol. 3. – pp. 1637.
43. Thermoelectric signatures of the electron-phonon fluid in PtSn<sub>4</sub> / C. Fu, Th. Scaffidi, J. Waissman et al. // *arXiv.* – 2018. – arXiv:1802.09468.
44. Critical Behavior of a Strongly Interacting 2D Electron System / A. Mokashi, S. Li, B. Wen et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – vol. 109. – pp. 096405.
45. Thermoelectric transport in two-dimensional topological insulator state based on HgTe quantum well / G.M. Gusev, O.E. Raichev, E.B. Olshanetsky et al. // *2D Mater.* – 2019. – vol. 6. – pp. 014001.

46. Thermopower of a Two-Dimensional Semimetal in a HgTe Quantum Well / E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, M. V. Entin et al. // JETP Lett. – 2018. – vol. 107. – pp. 789.
47. Exchange biased anomalous Hall effect driven by frustration in a magnetic kagome lattice / E. Lachman, R. A. Murphy, N. Maksimovic et al. // Nature Comm. – 2020. – vol. 11. – pp. 560.
48. Observation of a bulk 3D Dirac multiplet, Lifshitz transition, and nestled spin states in Na<sub>3</sub>Bi / S. Y. Xu, C. Liu, S. K. Kushwaha et al. // Science. – 2015. – pp. 347.
49. Antisymmetric magnetoresistance in van der Waals Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub>/graphite/Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub> tri-layer heterostructures / S. Albarakati, C. Tan, Z. J. Chen et al. // Science Advances. – 2019. – vol. 5, № 7. – eaaw0409.
50. Second harmonic generation in magnetic nanoparticles with vortex magnetic state / V. L. Krutyanskiy, I. A. Kolmychek, B. A. Gribkov et al. // Phys. Rev. B. – 2013. – vol. 88. – pp. 094424.
51. Skyrmions in synthetic antiferromagnets and their nucleation via electrical current and ultrafast laser illumination / R. Juge, N. Sisodia, J. U. Larranaga et al. // Nature Communications. – 2022. – vol. 13. – pp. 4807.
52. Anomalous Hall effect / N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda et al. // Phys. Rev. Mod. – 2010. – vol. 82. – pp. 1539.
53. Giant anomalous Hall effect in a ferromagnetic kagome-lattice semimetal / E. Liu, Y. Sun, N. Kumar et al. // Nat. Phys. – 2018. – vol. 14. – pp. 1125.
54. Spin excitations and spin wave gap in the ferromagnetic Weyl semimetal Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub> / Q. Wang, Y. Xu, R. Lou et al. // Nature Communications. – 2018. – vol. 9. – pp. 3681.
55. Zero-Field Nernst Effect in a Ferromagnetic Kagome-Lattice Weyl-Semimetal Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub> S<sub>2</sub> / S. N. Guin, P. Vir, Y. Zhang et al. // Adv. Mat. – 2019. – vol. 31. – pp. 1806622.
56. Intrinsic Anomalous Nernst Effect Amplified by Disorder in a Half-Metallic Semimetal / L. Ding, J. Koo, L. Xu et al. // Phys. Rev. X. – 2019. – vol. 9. – pp. 041061.
57. Giant anomalous Nernst effect in the magnetic Weyl semimetal Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub> / H. Yang, W. You, J. Wang et al. // Phys. Rev. Mat. – 2020. – vol. 4. – pp. 024202.
58. Multiple magnon modes in the Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub> Weyl semimetal candidate / O. O. Shvetsov, V. D. Esin, A. V. Timonina et al. // EPL. – 2019. – vol. 127. – pp. 57002.
59. Spin gapless semiconductor like Ti<sub>2</sub>MnAl film as a new candidate for spintronics application / W. Feng, X. Fu, C. Wan et al. // RRL. – 2015. – vol. 9, № 11. – pp. 641645.
60. Effective Tight-Binding Model of Compensated Ferrimagnetic Weyl Semimetal with Spontaneous Orbital Magnetization / M. Tomonari, O. Akihiro, K. Koji, K. Nomura // arXiv. – 2023. – arXiv:2304.14009.

61. Spin-dependent transport through a Weyl semimetal surface / V.D. Esin, D.N. Borisenko, N.N. Kolesnikov, E.V. Deviatov. // *Phys. Rev. B.* – 2020. – vol. 101. – pp. 155309.
62. Structural and magnetic ordering of CrNb<sub>3</sub>S<sub>6</sub> single crystals grown by gas transport method / E. B. Borisenko, V. A. Berezin, N. N. Kolesnikov et al. // *Physics of the Solid State.* – 2017. – vol. 59. – pp. 1310.
63. Physical properties and phase diagram of the magnetic compound Cr<sub>0.26</sub>NbS<sub>1.74</sub> at high pressures / A. Sidorov, A.E. Petrova, A.N. Pinyagin et al. // *JETP.* – 2016. – vol. 122. – pp. 1047.
64. Large, non-saturating magnetoresistance in WTe<sub>2</sub> / M.N. Ali, J. Xiong, S. Flynn et al. // *Nature.* – 2014. – vol. 514. – pp. 205.
65. Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> is Centrosymmetric / M. N. Ali, Q. Gibson, S. Jeon et al. // *Inorganic Chemistry.* – 2014. – vol. 53, № 8. – pp. 4062.
66. Three-dimensional Dirac semimetal and quantum transport in Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> / Z. Wang, H. Weng, Q. Wu et al. // *Phys. Rev. B.* – 2013. – vol. 88. – pp. 125427.
67. Perfect charge compensation in WTe<sub>2</sub> for the extraordinary magnetoresistance: From bulk to monolayer / H.Y. Lv, W.J. Lu, D.F. Shao et al. // *Europhys. Lett.* – 2015. – vol. 110. – pp. 37004.
68. 3D Dirac semimetal Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub>: A review of material properties / I. Crassee, R. Sankar, W. L. Lee et al. // *Phys. Rev. Materials.* – 2018. – vol. 2. – pp. 120302.
69. Kolesnikov, N.N. Some properties of melts of A<sub>2</sub>B<sub>6</sub> compounds / N. N. Kolesnikov, M. P. Kulakov, Yu. N. Ivanov // *J. Cryst. Growth.* – 1992. – vol. 125. – pp. 576.
70. Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub> and Ni<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub> – Two New Layered Transition-Metal Compounds: Crystal Structures, HRTEM Investigations, and Magnetic and Electrical Properties / H.J. Deiseroth, K. Aleksandrov, C. Reiner et al. // *Eur. J. Inorg. Chem.* – 2006. – pp. 1561.
71. Second-Harmonic Response in Magnetic Nodal-Line Semimetal Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub> / V.D. Esin, A.A. Avakyants, A.V. Timonina et al. // *Chin. Phys. Lett.* – 2022. – vol. 39. – pp. 097303.
72. Esin В.Д., Девятков Э.В., Орлова Н.Н., Швецов О.О. «Способ изготовления контактов к тонким трёхмерным чешуйкам слоистых кристаллов», Патент РФ на изобретение №2758577, приоритет: 17.03.21 зарегистрирован в гос. реестре РФ 29.10.2021  
Опубликовано: 29.10.2021 Бюл. No 31
73. Surface superconductivity in a three-dimensional Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> semimetal at the interface with a gold contact / Shvetsov O. O., Esin V. D., Timonina A. V et al. // *Phys. Rev. B.* – 2019. – vol. 99. – pp. 125305.
74. Signature of Fermi arc surface states in Andreev reflection at the WTe<sub>2</sub> Weyl semimetal surface / A. Kononov, O.O. Shvetsov, S. V. Egorov et al. // *EPL.* – 2018. – vol. 122. – pp. 27004.

75. Realization of a double-slit SQUID geometry by Fermi arc surface states in a WTe<sub>2</sub> Weyl semimetal / O. O. Shvetsov, A. Kononov, A. V. Timonina et al. // JETP Lett. – 2018. – vol. 107. – pp. 774.
76. Non-linear Hall effect in three-dimensional Weyl and Dirac semimetals / O.O. Shvetsov, V.D. Esin, A.V. Timonina et al. // JETP Letters. – 2019. – vol. 109. – pp. 715.
77. Jasen A.G.M Point-contact spectroscopy in metals / A. G. M. Jasen, A. P. Gelder, P. Wyder // J. Phys. C. – 1980. – vol. 13. – pp. 6073.
78. Evidence for a spin transition in the  $\nu=2/3$  fractional quantum Hall effect / J. P. Eisenstein, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. West // Phys. Rev. B. – 1990. – vol. 41. – R7910.
79. Canted Antiferromagnetic Phase in a Double Quantum Well in a Tilted Quantizing Magnetic Field / V. S. Khrapai, E. V. Deviatov, A. A. Shashkin et al. // Phys. Rev. Lett. – 2000. – vol. 84. – pp. 725.
80. Ising Ferromagnetism and Domain Morphology in the Fractional Quantum Hall Regime / J. H. Smet, R. A. Deutschmann, W. Wegscheider et al. // Phys. Rev. Lett. – 2001. – vol. 86. – pp. 2412.
81. Ji, Y. Current-Induced Spin-Wave Excitations in a Single Ferromagnetic Layer / Y. Ji, C. L. Chien, M. D. Stiles // Phys. Rev. Lett. – 2003. – vol. 90. – pp. 106601.
82. Spin-to-Charge Conversion in Magnetic Weyl Semimetals / S. S. L. Zhang, A. A. Burkov, I. Martin, O. G. Heinonen // Phys. Rev. Lett. – 2019. – vol. 123. – pp. 187201.
83. Layer-dependent quantum cooperation of electron and hole states in the anomalous semimetal WTe<sub>2</sub> / P.K. Das, D.D. Sante, I. Vobornik et al. // Nature Comm. – 2016. – vol. 7. – pp. 10847.
84. Fermi arcs and DC transport in nanowires of Dirac and Weyl semimetals / P. O. Sukhachov, M. V. Rakov, O. M. Teslyk, E. V. Gorbar // Annalen der Physik. – 2020. – vol. 532. – pp. 1900449.
85. Spin wave effects in transport between a ferromagnet and a Weyl semimetal surface / A. Kononov, O. O. Shvetsov, A. V. Timonina et al. // JETP Let. – 2019. – vol. 109. – pp. 180.
86. Equilibration length of electrons in spin-polarized edge channels / G. Muller, D. Weiss, A. V. Khaetskii et al. // Phys. Rev. B. – 1992. – vol. 45. – pp. 3932(R).
87. Separately contacted edge states: A spectroscopic tool for the investigation of the quantum Hall effect / A. Wurtz, R. Wildfeuer, A. Lorke et al. // Phys. Rev. B. – 2002. – vol. 65. – pp. 075303.
88. Quantum Hall Mach-Zehnder interferometer far beyond equilibrium / E.V. Deviatov, A. Ganczarczyk, A. Lorke et al. // Phys. Rev. B. – 2011. – vol. 84. – pp. 235313.

89. Beyond Dirac and Weyl fermions: Unconventional quasiparticles in conventional crystals / B. Bradlyn, J. Cano, Z. Wang et al. // *Science*. – 2016. – vol. 353. – aaf5037.
90. Tang, P. Multiple Types of Topological Fermions in Transition Metal Silicides / P. Tang, Q. Zhou, S. C. Zhang // *Phys. Rev. Lett.* – 2017. – vol. 119. – pp. 206402.
91. First-principles analyses of unusual ferromagnetism observed in CrSi<sub>2</sub>(core)/SiO<sub>2</sub>(shell) nanocables / C. T. Lee, T. Y. Li, S. H. Chiou et al. // *J. Appl. Phys.* – 2013. – vol. 113. – 17E140.
92. Room-temperature ferromagnetism in CrSi<sub>2</sub>(core)/SiO<sub>2</sub>(shell) semiconducting nanocables / T. C. Hou, Y. H. Han, S. C. Lo et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – vol. 98. – pp. 193104.
93. Magnetic properties of single-crystalline CoSi nanowires / K. Seo, K. S. K. Varadwaj, P. Mohanty et al. // *Nano Lett.* – 2007. – vol. 7. – pp. 1240.
94. Unusual ferromagnetism in CoSi nanowires from internal and interfacial defects / T. K. Liu, C. T. Lee, S. H. Chiou et al // *Nanotechnology*. – 2015. – vol. 26. – pp. 065707.
95. Chiral topological semimetal with multifold band crossings and long Fermi arcs / N. B. Schroter, D. Pei, M. G. Vergniory et al. // *Nature Physics*. – 2019. – vol. 15. – pp. 759.
96. Observation of unconventional chiral fermions with long Fermi arcs in CoSi / Z. Rao, H. Li, T. Zhang et al. // *Nature*. – 2019. – vol. 567. – pp. 496.
97. Observation of Chiral Fermions with a Large Topological Charge and Associated Fermi-Arc Surface States in CoSi / D. Takane, Z. Wang, S. Souma et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2019. – vol. 122. – pp. 076402.
98. Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems / A. Manchon, J. Zelezny, I. M. Miron et al. // *Reviews of Modern Physics*. – 2019. – vol. 91. – pp. 035004.
99. Current-induced spin polarization at a single heterojunction / A. Y. Silov, P. A. Blajnov, J. H. Wolter et al. // *Applied Physics Letters*. – 2004. – vol. 85. – pp. 5929.
100. Current-Induced Spin Polarization in Strained Semiconductors / Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, D. D. Awschalom // *Physical Review Letters*. – 2004. – vol. 93. – pp. 176601.
101. Edelstein, V. M. Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems / V. M. Edelstein // *Solid State Commun.* – 1990. – vol. 73. – pp. 233.
102. Unidirectional magnetoresistance and spin-orbit torque in NiMnSb / J. J. Zelezny, Z. Fang, K. Olejnik et al. // *Phys. Rev. B*. – 2021. – vol. 104. – pp. 054429.
103. Evidence for reversible control of magnetization in a ferromagnetic material via spin-orbit magnetic field / A. Chernyshov, M. Overby, X. Liu et al. // *Nature Physics*. – 2009. – vol. 5. – pp. 656.

104. Spin-orbit driven ferromagnetic resonance: A nanoscale magnetic characterisation technique / D. Fang, H. Kurebayashi, J. Wunderlich et al. // *Nature Nanotechnology*. – 2011. – vol. 6. – pp. 413.
105. Observation of a Berry phase anti-damping spin-orbit torque / H. Kurebayashi, J. Sinova, D. Fang et al. // *Nature Nanotechnology*. – 2014. – vol. 9. – pp. 211.
106. Magnon modes as a joint effect of surface ferromagnetism and spin-orbit coupling in CoSi chiral topological semimetal / V.D. Esin, A.V. Timonina, N.N. Kolesnikov, E.V. Deviatov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2021. – vol. 540. – pp. 168488.
107. Band structure and unconventional electronic topology of CoSi / D. A. Pshenay-Severin, Y. V. Ivanov, A. A. Burkov, A. T. Burkov // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2018. – vol. 30. – pp. 135501.
108. Dirac semimetal and topological phase transitions in  $A_3Bi$  ( $A=Na, K, Rb$ ) / Z. Wang, Y. Sun, X.-Q. Chen et al. // *Phys. Rev. B*. – 2012. – vol. 85. – pp. 195320.
109. A stable three-dimensional topological Dirac semimetal  $Cd_3As_2$  / Z. K. Liu, J. Jiang, B. Zhou et al. // *Nat. Mater.* – 2014. – vol. 13. – pp. 677.
110. Experimental Realization of a Three-Dimensional Dirac Semimetal / S. Borisenko, Q. Gibson, D. Evtushinsky et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2014. – vol. 113. – pp. 027603.
111. Observation of Fermi arc and its connection with bulk states in the candidate type-II Weyl semimetal  $WTe_2$  / C. Wang, Y. Zhang, J. Huang et al. // *Phys. Rev. B*. – 2016. – vol. 94. – pp. 241119(R).
112. Observation of Fermi arcs in the type-II Weyl semimetal candidate  $WTe_2$  / Y. Wu, D. Mou, N.H. Jo et al. // *Phys. Rev. B*. – 2016. – vol. 94. – pp. 121113(R).
113. Mandal, D. Chiral anomaly and nonlinear magnetotransport in time reversal symmetric Weyl semimetals / D. Mandal, K. Das, A. Agarwal // *Phys. Rev. B*. – 2022. – vol. 106. – pp. 035423.
114. Zyuzin, A.A. Chiral anomaly and second-harmonic generation in Weyl semimetals / A. A. Zyuzin and A. Yu. Zyuzin // *Phys. Rev. B*. – 2017. – vol. 95. – pp. 085127.
115. Large, non-saturating magnetoresistance in  $WTe_2$  / M. N. Ali, J. Xiong, S. Flynn et al // *Nature*. – 2014. – vol. 514. – pp. 205.
116. Steele, M.C. Magnetic Field Dependence of the Seebeck Effect in Germanium / M.C. Steele // *Physical Review*. – 1957. – vol. 107. – pp. 81.
117.  $Cd_3As_2$  is Centrosymmetric / M. N. Ali, Q. Gibson, S. Jeon et al // *Inorg. Chem.* – 2014. – vol. 53. – pp. 40624067.

118. Steigmann, G. The crystal structure of  $\alpha$ -CdP2 / G. Steigmann, J. Goodyear // *Acta crystallographica. Section B: Structural crystallography and crystal chemistry.* – 1968. – vol. 24. – pp. 1062.
119. Evidence of Topological Surface State in Three-Dimensional Dirac Semimetal Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> / H. Yi, Z. Wang, C. Chen et al. // *Scientific Reports.* – 2014. – vol. 4. – pp. 6106.
120. Tang E. Strain-induced partially flat band, helical snake states and interface superconductivity in topological crystalline insulators / E. Tang and L. Fu // *Nature Phys.* – 2014. – vol. 10. – pp. 964.
121. Second-harmonic voltage response for the magnetic Weyl semimetal Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub> / V.D. Esin, A.V. Timonina, N.N. Kolesnikov, E.V. Deviatov. // *JETP Letters.* – 2020. – vol. 111. – pp. 685.
122. Giant anomalous Hall effect in a ferromagnetic kagome-lattice semimetal / E. Liu, Y. Sun, N. Kumar et al. // *Nature Physics.* – 2018. – vol. 14. – pp. 1125.
123. Lundgren, R. Thermoelectric properties of Weyl and Dirac semimetals / R. Lundgren, P. Laurell, G. A. Fiete // *Phys. Rev. B.* – 2014. – vol. 90. – pp. 165115.
124. Das, K. Berry curvature induced thermopower in type-I and type-II Weyl semimetals / K. Das and A. Agarwal // *Phys. Rev. B.* – 2019. – vol. 100. – pp. 085406.
125. Xu, Y. Enhanced Thermoelectric Performance and Anomalous Seebeck Effects in Topological Insulators / Y. Xu, Z. Gan, S. C. Zhang // *Phys. Rev. Lett.* – 2014. – vol. 112. – 226801.
126. Fermi-arc diversity on surface terminations of the magnetic Weyl semimetal Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub> / N. Morali, R. Batabyal, P. K. Nag et al. // *Science.* – 2019. – vol. 365. – pp. 1286.
127. Topological semimetals with helicoid surface states / C. Fang, L. Lu, J. Liu, L. Fu // *Nature Physics.* – 2016. – vol. 12(10). – pp. 936.
128. Breakdown of compensation and persistence of nonsaturating magnetoresistance in gated WT e<sub>2</sub> thin flakes / Y. Wang, K. Wang, J. Reutt-Robey et al. // *Phys. Rev. B.* – 2016. – vol. 93. – pp. 121108.
129. Gate-tunable room-temperature ferromagnetism in two-dimensional Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub> / Y. Deng, Y. Yu, Y. Song et al. // *Nature.* – 2018. – vol. 563. – pp. 94.
130. Temperature and thickness dependent magnetization reversal in 2D layered ferromagnetic material Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub> / J. J. Guo, Q. L. Xia, X. G. Wang et al. // *J. Magn. Mater.* – 2021. – vol. 527. – pp. 167719.
131. Hard magnetic properties in nanoflake van der Waals Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub> / C. Tan, J. Lee, S. G. Jung et al. // *Nat. Comm.* – 2018. – vol. 9. – pp. 1554.

132. Large anomalous Hall current induced by topological nodal lines in a ferromagnetic van der Waals semimetal / K. Kim, J. Seo, E. Lee et al. // *Nat. Mater.* – 2018. – vol. 17. – pp. 794.
133. Anisotropic anomalous Hall effect in triangular itinerant ferromagnet  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / Y. Wang, C. Xian, J. Wang et al. // *Phys. Rev. B.* – 2017. – vol. 96. – pp. 134428.
134. Xu, J. Large anomalous Nernst effect in a van der Waals ferromagnet  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / J. Xu, W. A. Phelan, C. L. Chien // *Nano Lett.* – 2019. – vol. 19. – pp. 8250.
135. Angular dependence of the topological Hall effect in the uniaxial van der Waals ferromagnet  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / Y. You, Y. Gong, H. Li et al. // *Phys. Rev. B.* – 2019. – vol. 100. – pp. 134441.
136. Giant tunneling magnetoresistance in spin-filter van der Waals heterostructures / T. Song, X. Cai, M. W. Y. Tu et al. // *Science.* – 2018. – vol. 360. – pp. 1214.
137. Creation of skyrmions in van der Waals ferromagnet  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  on (Co/Pd) superlattice / M. Yang, Q. Li, R. V. Chopdekar et al. // *Sci Adv.* – 2020. – vol. 6(36). – pp. eabb5157.
138. Observation of magnetic skyrmion bubbles in a van der Waals ferromagnet  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / B. Ding, Z. Li, G. Xu et al. // *Nano Lett.* – 2020. – vol. 20, № 2. – pp. 868.
139. Visualization and manipulation of magnetic domains in the quasi-two-dimensional material  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  / G. D. Nguyen, J. Lee, T. Berlijn et al. // *Phys. Rev. B.* – 2018. – vol. 97. – pp. 014425.
140. Manipulating Topological States by Imprinting Non-Collinear Spin Textures / R. Streubel, L. Han, M. Y. Im et al // *Scientific Reports.* – 2015. – vol. 5. – pp. 8787.
141. Determination of chirality and density control of Néel-type skyrmions with in-plane magnetic field / S. Zhang, J. Zhang, Y. Wen et al. // *Comm. Physics.* – 2018. – vol. 1. – pp. 36.
142. Electric-field control of skyrmions in multiferroic heterostructure via magnetoelectric coupling / Y. Ba, S. Zhuang, Y. Zhang et al. // *Nature Comm.* – 2021. – vol. 12. – pp. 322.
143. Patterning-Induced Ferromagnetism of  $\text{Fe}_3\text{GeTe}_2$  van der Waals Materials beyond Room Temperature / Q. Li, M. Yang, C. Gong et al. // *Nano Lett.* – 2018. – vol. 18, № 9. – pp. 5974.
144. Quantitative characterization of the spin-orbit torque using harmonic Hall voltage measurements / M. Hayashi, J. Kim, M. Yamanouchi, H. Ohno // *Physical Review B.* – 2014. – vol. 89. – pp. 144425.
145. Simultaneous detection of the spin-Hall magnetoresistance and the spin-Seebeck effect in platinum and tantalum on yttrium iron garnet / N. Vlietstra, J. Shan, B. Van Wees et al. // *Physical Review B.* – 2014. – vol. 90. – pp. 174436.
146. Interplay of spin-orbit torque and thermoelectric effects in ferromagnet/normal-metal bilayers / C. O. Avci, K. Garello, M. Gabureac et al. // *Phys. Rev. B.* – 2014. – vol. 90. – pp. 224427.

147. Fiebig, M. A Study of New Nondispersive SH-SAWs in Magnetoelastic Medium of Symmetry Class 6 mm / M. Fiebig, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2005. – vol. 22, №1. – pp. 96.
148. Optical second harmonic generation from interfaces between heavy and ferromagnetic metals / T.V. Murzina, K.A. Lazareva, E.E. Shalygina et al // *arXiv*. – 2018. – arXiv:1812.03922.
149. Giant c-axis nonlinear anomalous Hall effect in Td-MoTe<sub>2</sub> and WTe<sub>2</sub> / A. Tiwari, F. Chen, Sh. Zhong et al // *Nat. Comm.* – 2021. – vol. 12. – pp. 2049.
150. Lateral Josephson effect on the surface of Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub> magnetic Weyl semimetal / O. O. Shvetsov, Yu. S. Barash, A. V. Timonina et al // *JETP Letters*. – 2022. – vol. 115. – pp. 267.
151. Nonlinear Planar Hall Effect / P. He, S. S. L. Zhang, D. Zhu et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2019. – vol. 3. – pp. 016801.
152. Evidence for surface spin structures from first order reversal curves in Co<sub>3</sub>Sn<sub>2</sub>S<sub>2</sub> and Fe<sub>3</sub>GeTe<sub>2</sub> magnetic topological semimetals / A.A. Avakyants, N.N. Orlova, A.V. Timonina et al. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2023. – vol. 573. – pp. 170668.
153. Direct Observation of Vortex Shells and Magic Numbers in Mesoscopic Superconducting Disks / I. V. Grigorieva, W. Escoffier, J. Richardson et al. // *PRL*. – 2006. – vol. 96. – pp. 077005.
154. Vortex studies in superconducting Ba(Fe<sub>0.93</sub>Co<sub>0.07</sub>)<sub>2</sub>As<sub>2</sub> / M. R. Eskildsen, L. Ya. Vinnikov, T. D. Blasius et al. // *PRB*. – 2009. – vol. 79. – pp. 100501(R).
155. Dzyaloshinskii, I. A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics / I. Dzyaloshinskii // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1958. – vol. 4(4). – pp. 241