

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

**Мехия Альберто Бандурин**

**Магнитотранспортные явления в дираковском полуметалле  
(Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)<sub>3</sub>As<sub>2</sub> и модельных магнитных системах с сильным беспорядком**

Специальность 1.3.8 –  
Физика конденсированного состояния

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2024

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физическом институте имени П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН).

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук  
**Овешников Леонид Николаевич**

Официальные оппоненты: **Васильевский Иван Сергеевич**,  
доктор физико-математических наук,  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Национальный исследовательский ядерный  
университет «МИФИ»,  
профессор

**Середина Марина Андреевна**,  
кандидат физико-математических наук,  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Национальный исследовательский технологический  
университет «МИСиС»,  
младший научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Федеральный исследовательский  
центр «Институт общей физики имени А.М.  
Прохорова Российской академии наук»

Защита состоится 24 марта 2025 г. в 10:00 на заседании диссертационного совета 24.1.262.01 на базе Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук по адресу: 119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН, а также на сайте института [www.lebedev.ru](http://www.lebedev.ru).

Автореферат разослан “ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2025 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета 24.1.262.01,  
доктор физико-математических наук

А.С. Золотько

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы исследования и степень её разработанности

В последние два десятилетия в физике материалов активно развивалась новая классификация систем на основе топологических фаз, базирующаяся на формализме, развитом при изучении квантового эффекта Холла [1]. Специфическая зонная структура топологических систем с нетривиальными электронными состояниями, которые являются топологически защищёнными и устойчивыми к ряду внешних факторов, делает их перспективными материалами для энергоэффективных электронных устройств [2]. В зависимости от типа таких нетривиальных состояний можно выделить два основных класса топологических материалов – топологические изоляторы и топологические полуметаллы. Так, в топологических изоляторах нетривиальные состояния возникают на границе системы с тривиальным материалом или, например, с вакуумом. В случае топологических полуметаллов нетривиальные состояния содержатся непосредственно в объёмном спектре системы. В базовом описании дираковский (вейлевский) полуметалл — это трехмерная система, в которой присутствуют особые точки касания валентной зоны и зоны проводимости в зоне Бриллюэна. Эти точки называются дираковскими (вейлевскими) узлами. Электронные состояния вблизи этих узлов описываются релятивистскими уравнениями и характеризуются линейной дисперсией по всем трём направлениям импульсного пространства, а также жесткой связью направлений квазиимпульса и спина (которые оказываются ортогональны друг другу), что называется спиновой киральностью. В дальнейшем под топологическими или нетривиальными состояниями / носителями будут иметься в виду именно такие киральные состояния с линейным спектром и, соответственно, носители заряда в таких состояниях.

Дираковский полуметалл (ДПМ) характеризуется наличием двух основополагающих симметрий - к пространственной инверсии и к обращению по времени, в результате чего спектр ДПМ оказывается вырожденным по киральности [3]. Нарушение одной из этих симметрий приводит к снятию кирального вырождения и переходу в состояние вейлевского полуметалла (ВПМ), содержащим четное количество вейлевских узлов. Экспериментальная реализация и исследование подобных фазовых переходов между различными топологическими фазами, а также переход в тривиальное состояние (классический полупроводник), представляет собой *актуальную* задачу, в особенности, учитывая малое количество подобных работ. Один из способов реализации топологических переходов заключается во введении в ДПМ магнитной примеси, так как наличие магнитной фазы влечет нарушение симметрии к обращению по времени. Кроме того, ряд эффектов, имеющих прикладное значение (например, квантовый аномальный

эффект Холла), предполагает наличие магнитной фазы в системе [4]. В рамках изучения систем с относительно малым содержанием примеси (недостаточным для разрушения топологической фазы) также можно исследовать взаимодействие нетривиальных носителей заряда с локализованными магнитными моментами. Данные обстоятельства определяют *актуальность исследований*, описанных в работе.

В настоящей работе, в качестве топологического материала использовался  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ , относящийся к классу ДПМ. Наличие дираковских конусов в зонной структуре этого соединения было неоднократно подтверждено экспериментально с помощью спектроскопических исследований [5,6]. В рамках магнитотранспортных исследований  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  наблюдался целый ряд необычных явлений, включая киральную аномалию, гигантское линейное магнетосопротивление, а также недавно обнаруженную нетривиальную сверхпроводимость [7,8]. К ключевым преимуществам  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ , в сравнении с другими ДПМ, можно отнести простую зонную структуру (всего 2 дираковских узла), высокую стабильность на воздухе и высокие значения подвижности электронов даже при высокой температуре [9].

Очевидным шагом в исследовании взаимодействия топологических носителей с магнитной компонентой является сравнение полученных результатов с типичным поведением магнито-допированных систем. При этом важно дифференцировать роли различных факторов. Так, наиболее универсальным параметром, характеризующим любую систему, является уровень беспорядка (скалярного или магнитного). Тем не менее, его роль в поведении магнитных систем изучена весьма обрывочно, что актуализирует исследования модельных тривиальных систем для сравнения с результатами для ДПМ с магнитной компонентой. При этом, в качестве модельной может рассматриваться система, исследование которой оказывается интересным не только для упомянутого сравнения, но и для решения более общих фундаментальных и прикладных задач, что также обуславливает *актуальность подобных исследований*. В частности, исследование влияния сильного скалярного беспорядка на взаимодействие носителей заряда с распределенными магнитными моментами оказывается важным для оценки функциональной устойчивости подобных материалов. С другой стороны, изучение влияния магнитного беспорядка на транспорт заряда в тонких металлических слоях составляет важную фундаментальную задачу.

В рамках сравнения результатов для системы  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ , полученных в рамках настоящей работы, с типичным поведением магнито-допированных систем, явным образом выделяется отсутствие аномального эффекта Холла (АЭХ), несмотря на сравнительно большое содержание магнитных атомов в системе. При этом исследованные образцы характеризовались довольно высоким уровнем

скалярного беспорядка, а также возможным наличием дополнительного магнитного беспорядка, связанного с тенденцией к кластеризации атомов марганца. Для того чтобы оценить могут ли данные факторы обуславливать отсутствие АЭХ, или же это является особенностью системы  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ , проводились дополнительные исследования модельных систем  $\text{InSb-MnSb}$  и  $(\text{Ta-FeNi})_N$ . Учитывая отсутствие систематических исследований данных систем, заметная часть работы посвящена описанию их свойств и обоснованию выбора их в качестве модельных в рамках поставленной задачи. Так, в работе показывается, что барические воздействия (приложение и снятие гидростатического давления) в композитах  $\text{InSb-MnSb}$  приводят к настолько существенному росту скалярного беспорядка, что меняется режим проводимости. В свою очередь, для монослойных структур  $(\text{Ta-FeNi})N$  с исходно высоким уровнем скалярного беспорядка в слоях Ta показывается существенная роль магнитного беспорядка (связанного с nanoостровами FeNi) на проводимость этих слоёв. В результате исследований показывается, что высокий уровень скалярного и/или магнитного беспорядка не должен приводить к подавлению вклада АЭХ, а значит его отсутствие в  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  является свойством самого материала, а не особенностью рассмотренных образцов.

### **Цель работы и научные задачи**

Целью настоящей работы являлся анализ магнитотранспортных свойств систем на базе ДПМ (в нашем случае, это соединение  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ ) в рамках изучения топологических фазовых переходов, индуцируемых магнитной компонентой. Для корректного анализа полученных результатов также исследовались модельные тривиальные системы с целью выявления эффектов магнитного и скалярного беспорядка на их магнитотранспортный отклик.

В конкретные задачи диссертационной работы входило:

- 1) Исследование магнитотранспортных свойств тонких плёнок  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  с различным содержанием магнитной компоненты. Оценка транспортных параметров и релевантных вкладов в магнетосопротивление исследуемых систем.
- 2) Исследование магнитотранспортных свойств объемных поликристаллов  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ . Построение композиционных зависимостей транспортных параметров для данных систем. Выявление сигнатурных эффектов фазы ДПМ.
- 3) Выявление сигнатур фазового перехода в пленках и кристаллах  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ . Сопоставление полученных данных с результатами теоретических расчетов зонной структуры и магнитных взаимодействий в рассматриваемых системах.

- 4) Исследование магнетотранспорта в композитных кристаллах InSb-MnSb эвтектического состава и высоким уровнем беспорядка в матрице, вызванным необратимым структурным переходом под давлением. Анализ полученных температурных и магнитополевых зависимостей сопротивления.
- 5) Исследование зарядового транспорта в многослойных структурах  $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$  при вариации толщины слоёв. Изучение влияния магнитной подсистемы различной конфигурации (варьирующейся от ансамбля плоских нановключений до сплошного слоя) на транспорт носителей заряда в слоях Ta, имеющих высокую степень беспорядка. Оценка влияния магнитного беспорядка на магнетотранспортные свойства данных структур.
- 6) Сопоставление наблюдаемых особенностей системы  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  с типичным поведением тривиальных материалов с магнитной компонентой, исходя из литературных данных и результатов исследования модельных систем.

### **Научная новизна**

В рамках настоящей работы впервые проведен комплексный анализ топологических переходов в системе  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ . Так, показано, что рост содержания магнитной компоненты приводит к смене доминантного вклада эффектов квантовой интерференции в тонких пленках – наблюдается переход от режима слабой антилокализации к режиму слабой локализации. Данное изменение связывается с переходом в тривиальную фазу, на что указывают и результаты теоретических расчетов зонной структуры  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ , предсказывающие открытие малой энергетической щели в дираковской точке в рассматриваемом диапазоне составов.

С другой стороны, в объемных поликристаллах того же состава обнаружено линейное магнетосопротивление высокой амплитуды, что рассматривается как указание на сохранение фазы ДПМ. Отсутствие сигнатур перехода в тривиальную фазу в данном случае связывается с высокими значениями плотности носителей заряда в системе.

Впервые рассмотрены свойства композитных кристаллов InSb-MnSb эвтектического состава после барических воздействий (то есть, приложения и снятия гидростатического давления). Показано, что необратимое структурное превращение в матрице InSb сопровождается резким ростом уровня беспорядка, приводящим к переходу металл-изолятор. Характерные эффекты в магнетотранспорте связываются с доминантным вкладом матрицы, содержащей растворенные атомы марганца.

Обнаружено выраженное влияние магнитного беспорядка, связанного с nanoостровами FeNi, на зарядовый транспорт в сильно разупорядоченных слоях

тантала. Рассмотрено влияние морфологии слоя FeNi на зарядовый транспорт и магнитотранспортный отклик многослойных структур  $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$ .

Из сравнения с результатами исследования модельных систем следует, что отсутствие характерных для магнитных систем магнитотранспортных эффектов в системе  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  не может быть связано с высоким уровнем скалярного беспорядка или возникновением магнитного беспорядка в системе, что указывает на специфический характер взаимодействия топологических носителей с локализованными магнитными моментами.

### **Практическая и научная значимость работы**

Исследование фазовых переходов в электронной структуре топологических материалов, вызванных изменением их состава, необходимо для формирования согласованной картины свойств таких систем и определения пределов возможности вариации их параметров при изготовлении. Введение магнитной компоненты также может привести к возникновению новых свойств таких материалов, которые могут быть использованы для реализации новых типов функциональных устройств. Кроме того, выявление предельного содержания магнитной компоненты, соответствующего переходу системы в тривиальную фазу, очерчивает область применения таких материалов в спинтронных устройствах. Разделение ролей магнитного и скалярного беспорядков в формировании свойств многокомпонентных систем способствует лучшему пониманию физики эффектов сильной и слабой локализации, представляющих значительный фундаментальный интерес.

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

1. В тонких пленках  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  при увеличении содержания Mn выше  $x_c \sim 0.03$  происходит переход из состояния дираковского полуметалла в тривиальную фазу.
2. В кристаллах  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  вклад линейного магнетосопротивления высокой амплитуды сохраняется в широком диапазоне составов ( $x \leq 0.08$ ), что указывает на отсутствие перехода в тривиальное состояние, и связано с существенно более высокими значениями энергии Ферми носителей заряда, по сравнению с плёнками тех же составов.
3. Доминирующую роль в проводимости эвтектических композитов InSb-MnSb после барических воздействий играет матрица InSb. Наблюдаемые магнетотранспортные эффекты связаны с наличием растворённых атомов марганца в матрице, формирующих состояние спинового стекла при  $T \sim 14$  К.

4. Проводимость многослойных структур  $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$  в существенной мере определяется магнитным беспорядком, связанным с наностровами FeNi и зависящим от параметров слоёв. Существует линейная корреляция удельного сопротивления (меняющегося в пределах 129-499 мкОм·см) и температурного коэффициента сопротивления для слоёв Ta.
5. Отсутствие аномального эффекта Холла в поликристаллах и пленках  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  связано с особенностями взаимодействия топологических носителей заряда с магнитными атомами, а не с высоким уровнем беспорядка.

### **Достоверность научных положений, результатов и выводов**

Достоверность научных результатов обусловлена применением современных и общепризнанных взаимодополняющих экспериментальных методик исследования и подтверждается воспроизводимостью полученных результатов. Обработка экспериментальных данных проведена в соответствии с современными теоретическими представлениями. Полученные в работе результаты и выводы не противоречат ранее известным литературным данным и неоднократно апробированы на международных и российских конференциях.

### **Личный вклад соискателя**

Магнитотранспортные измерения рассматриваемых систем, результаты которых представлены в настоящей работе, проводились соискателем лично (кроме измерений на установке PPMS-9). Сбор и анализ литературных данных, а также обработка экспериментальных данных, проводились соискателем самостоятельно. Анализ полученных результатов и идентификация релевантных вкладов в проводимость, магнетосопротивление и эффект Холла исследуемых материалов проводился соискателем лично и в составе рабочей группы. Дополнительный анализ рентгенодифракционных данных, представленный в разделе 4.1, проводился соискателем лично. В тексте диссертации в явном виде указан вклад технологов и теоретиков, а также специалистов, проводивших исследования с помощью дополнительных методик, результаты которых упоминаются в диссертации.

### **Апробация работы**

Основные результаты данной работы были представлены на следующих конференциях и научных школах:

1. 10-я Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ электроники «Мокеровские чтения», 15-16 мая 2019 года, Москва.



2. XXI Всероссийская молодёжная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, 25-29 ноября 2019 года, Санкт-Петербург.
3. XIV Российская конференция по физике полупроводников, 9-13 сентября 2019 года, Новосибирск.
4. XXIII Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников, 17-22 февраля 2020 года, Екатеринбург.
5. XXIV Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах», 1-8 июля 2021 года, Москва.
6. XXIV Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников, 14-19 февраля 2022 года, Екатеринбург.
7. XV Российская конференция по физике полупроводников, 3-7 октября 2022 года, Нижний Новгород.

### **Публикации**

Материалы диссертации опубликованы в 14 печатных работах, в том числе 5 статьях [A1-A5] в рецензируемых научных журналах, индексируемых в международных базах данных Web of Science и Scopus, и 9 тезисах докладов на конференциях [A6-A14]. Список опубликованных работ приведен в конце автореферата. В публикациях [A1-A5] автору принадлежат все представленные результаты магнитотранспортных исследований, кроме части исследований в работе [A4], выполненных под давлением.

### **Объем и структура работы**

Диссертация состоит из введения, шести глав, выводов, заключения и списка цитируемой литературы, содержащего 186 наименований. Текст работы представлен на 148 страницах, включая 59 рисунков и 8 таблиц.

## **ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

Во *введении* обоснована актуальность выбранной темы диссертации, сформулирована цель и научные задачи исследований, проведен анализ научной новизны полученных результатов и их практической значимости. Сформулированы положения, выносимые на защиту, описана структура диссертации, а также приведены сведения об апробации работы и список публикаций по теме диссертации.

В *первой главе* содержится краткий обзор литературы по свойствам релевантных систем и эффектов, исследуемых в работе. Начиная с базового

описания процессов токопереноса в тривиальных системах, изложены основные представления о влиянии магнитного поля на движение квазичастиц в твердых телах. Далее рассматривается роль скалярного беспорядка в данном классе явлений. Так, вводится основной формализм описания эффектов квантовой интерференции, включая понятие эффективной размерности системы и функциональной формы зависимости соответствующих вкладов от температуры и магнитного поля. Описаны эффекты, проявляющиеся при высоком уровне беспорядка, в частности корреляция Мооя и сильная локализация носителей заряда. Рассмотрены основные особенности систем с магнитной компонентой, в частности сигнатурные эффекты в магнитотранспорте – аномальный эффект Холла (АЭХ) и отрицательное магнетосопротивление (МС), связанное со спин-зависимым рассеянием. Оба этих эффекта обычно наблюдаются в большинстве разбавленных магнитных полупроводниковых (РМП) системах и магнитных композитах. Просуммированы имеющиеся данные по структурным и магнитным свойствам соединений  $MnSb$  и  $FeNi$ , используемых в качестве магнитной компоненты в исследуемых в настоящей работе модельных системах. Кроме того, описаны результаты исследований композитных систем на их основе.

Приведено базовое теоретическое описание топологически нетривиальных систем, в частности ВПМ и ДПМ. Обсуждаются сигнатурные эффекты топологического состояния, в частности особенности эффектов квантовой интерференции в таких системах. Описаны основные свойства ДПМ  $Cd_3As_2$ . В частности, обсуждается структурный полиморфизм данного соединения и теоретически рассчитанная зонная структура материала, содержащая дираковские конусы, смещенные из центра зоны Бриллюэна. Представлены результаты спектроскопических исследований методом ARPES (*angle-resolved photoemission spectroscopy*), экспериментально подтверждающие наличие дираковских конусов. Отмечается, что система  $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$  исследовалась ранее, но, в основном, только с точки зрения её магнитных свойств. При этом существующие результаты расчета зонной структуры данного материала, выполненные в рамках ячейки метастабильной  $\alpha''$ -фазы  $Cd_3As_2$ , оказываются противоречивыми, что мотивировало дополнительное теоретическое рассмотрение, результаты которого сравниваются с экспериментальными данными, полученными в настоящей работе.

Во *второй главе* дано описание использованных методик синтеза исследуемых систем и приведены результаты структурной характеристики полученных образцов. В частности, объемных кристаллов и плёнок  $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ , эвтектических сплавов  $InSb-MnSb$  с игольчатыми включениями  $MnSb$ , а также многослойных пленок  $(Ta-FeNi)_N-Ta$  с варьируемой толщиной слоёв. Приведено описание измерительной установки и методики измерений.

*Третья глава* посвящена исследованию электронного фазового перехода в тонких пленках  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ . Представлен анализ результатов теоретических расчётов электронной структуры  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  с  $x \approx 0.04$ , проведенных в рамках теории функционала плотности для примитивной ячейки основной  $\alpha$ -фазы арсенида кадмия. Применимость выбранного алгоритма расчета подтверждалась согласием полученных параметров спектра чистого  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  с результатами предыдущих расчетов и данными спектроскопических исследований. Кроме того, было показано хорошее согласие рассчитанных оптических спектров с экспериментальными данными и была отмечена существенная роль плотности делокализованных носителей в таком сравнении. Для исследования влияния магнитной компоненты проводился расчет аналогичной примитивной ячейки с двумя атомами Cd замещенными на Mn ( $\text{Cd}_{46}\text{Mn}_2\text{As}_{32}$ ). При этом выделялось два типа конфигураций пары атомов Mn – лежащих в одной плоскости атомов Cd, и в соседних. Всего было рассмотрено 9 конфигураций с различными расстояниями между примесными атомами. Расчет полной энергии соответствующих ячеек показал, что минимальной энергией обладают конфигурации с минимальными расстоянием между атомами Mn, что указывает на общую тенденцию к их кластеризации. С другой стороны, для всех рассмотренных конфигураций антиферромагнитное (АФМ) взаимодействие моментов Mn оказывается более энергетически выгодным, что согласуется с результатами ранних экспериментальных работ. Расчет зонной структуры для  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  с АФМ конфигурацией марганцевой пары показал, что основной эффект магнитного допирования сводится к открытию малой энергетической щели в дираковском узле. Поскольку в реальных кристаллах ориентация магнитных моментов АФМ пары атомов Mn в ячейке должна быть относительно случайной (ввиду довольно слабого взаимодействия между парами), небольшое спиновое расщепление зон, вызванное неэквивалентностью позиций Mn в паре, усредняется и приводит к корректировке величины открывающейся щели. Так, усредняя результаты для всех рассмотренных конфигураций, получается, что добавление Mn приводит к открытию щели  $E_g \approx 40$  мэВ, однако, при удалении от дна зоны на сравнимую величину, форма спектра остаётся аналогичной случаю чистого арсенида кадмия. Данное обстоятельство, фактически, предполагает, что экспериментальное наблюдение сигнатур описанного перехода возможно только в системах с относительно небольшой плотностью носителей заряда.

Далее в главе рассматриваются оригинальные результаты исследования магнитотранспортных свойств плёнок  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  с  $x = 0, 0.017, 0.033$ . Полученные температурные зависимости сопротивления демонстрируют рост сопротивления при охлаждении, что связывается с существенным уровнем беспорядка в системе. Зависимости холловского сопротивления оказываются

линейными по магнитному полю для всех образцов, что указывает на отсутствие аномальной компоненты (т.е. АЭХ). Из полученных данных следует, что рост содержания марганца достаточно слабо меняет плотность носителей заряда, однако, существенно уменьшает их подвижности.

Кривые слабополевого МС исследуемых пленок (на рис. 1 представлены пересчитанные кривые магнетопроводимости (МП)) отчетливо демонстрируют различие в знаке доминантного вклада. На рис. 1a и 1b для образцов с  $x = 0$  и 0.017 видна характерная форма кривой, указывающая на наличие эффекта слабой антилокализации (САЛ). Напротив, для образца с  $x = 0.033$ , в слабых полях вместо отрицательного значения МП, наблюдается положительная амплитуда, что указывает на вклад слабой локализации (СЛ). Для подтверждения этих предположений, полученные кривые МП аппроксимировались по формуле Хиками-Ларкина-Нагаоки (ХЛН) для 2D систем [10]:

$$\Delta \frac{1}{\rho_{xx}}(B) = \alpha \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \left( \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{B} \frac{\hbar}{4el_\phi^2} \right) - \ln \left( \frac{1}{B} \frac{\hbar}{4el_\phi^2} \right) \right), \quad (1)$$

где  $\alpha$  – префактор,  $\hbar$  – редуцированная постоянная Планка,  $e$  – заряд электрона,  $\psi$  – дигамма функция,  $l_\phi$  – длина дефазировки. Для удобства кривые на рис. 1 представлены в единицах  $G_0 = e^2/2\pi^2 \hbar \approx 1.23 \cdot 10^{-5} (\Omega/[\ ])^{-1}$  – приведенного кванта проводимости. Результаты аппроксимации показаны на рис. 1 (a-c) пунктирными линиями. Видно хорошее согласие аппроксимант с экспериментальными кривыми. В результате были определены значения длин дефазировок для исследованных образцов, на рис. 1d показана температурная зависимость полученных  $l_\phi$  для всех исследуемых образцов. Характер данной зависимости близок к виду  $l_\phi \propto T^{-1/2}$ , что говорит о доминирующем вкладе неупругого  $e$ - $e$  рассеяния как основного механизма сбоя фазы.

Одной из ключевых особенностей топологических материалов является ненулевая кривизна Берри, которая приводит к набегу квантованной фазы электронной волны (фазы Берри, равной  $\pi$ ) при обходе замкнутого контура в импульсном пространстве [11]. Это приводит к подавлению эффекта СЛ, так как делает интерференцию электронных волн, соответствующих двум направлениям обхода локализационного контура, деструктивной, и приводит к появлению эффекта САЛ. Так, эффект САЛ без последующей слабой локализации (что является сигнатурным проявлением свойств топологических систем) наблюдался для плёнок с содержанием Mn  $x = 0$  и 0.017, а для плёнки с  $x = 0.033$  наблюдался только эффект СЛ, что указывает на переход в тривиальное состояние (при  $x_c \sim 0.03$ ). Исходя из результатов теоретических расчётов, рассмотренных ранее, можно оценить величины энергии Ферми  $\varepsilon_F$  (из холловской плотности носителей заряда) и энергетической щели  $E_g$  (полагая линейную корреляцию с составом

системы) в рассматриваемых пленках  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ . Так, САЛ наблюдается в случае  $E_g/\varepsilon_F < 1$ , а переход в режим СЛ происходит при  $E_g/\varepsilon_F \approx 1$ , что согласуется с предсказанными изменениями спектра  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  при добавлении марганца.

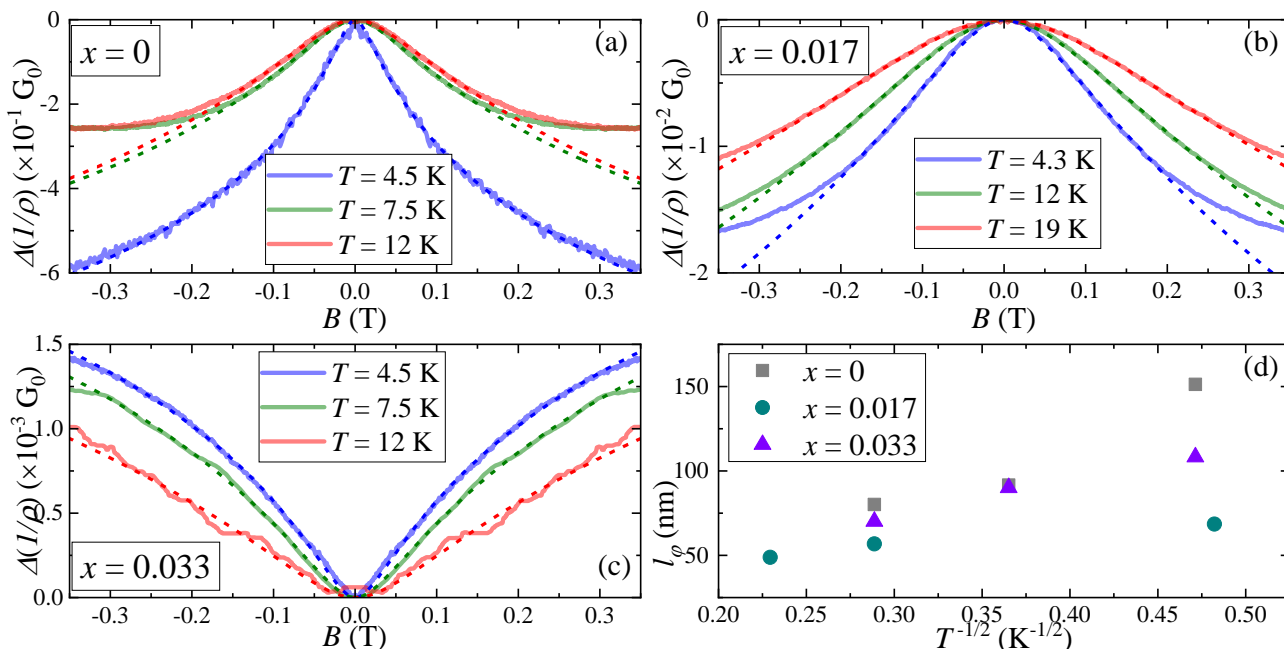


Рисунок 1. Поперечная магнитопроводимость пленок  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  с различным содержанием Mn (a)  $x = 0$ , (b)  $x = 0.017$ , (c)  $x = 0.033$ . Сплошными линиями показаны экспериментальные данные, пунктирными – аппроксимация по формуле ХЛН (1). (d) Температурная зависимость длины дефазировки,  $l_\phi$ , для исследуемых образцов.

**Четвертая глава** посвящена исследованию магнетотранспортных свойств объемных поликристаллов  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  с различной концентрацией Mn ( $x = 0 - 0.08$ ). В начале главы приводятся результаты дополнительного анализа рентгенодифракционных данных для исследуемых образцов. Так, показано, что переход от основной  $\alpha$ -фазы к метастабильной фазе  $\alpha''$ -  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  при добавлении Mn происходит через смешанное состояние ( $\alpha + \alpha''$ ) без существенного изменения микроструктурных параметров, в частности, среднего размера кристаллита  $D_{nc}$  (в диапазоне 70 – 110 нм). Все кристаллы  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  демонстрируют металлический характер температурной зависимости сопротивления (рис. 2а). При этом кривые становятся практически линейными выше 100 К. Увеличение мольной доли Mn выше  $x = 0.017$  приводит к резкому снижению линейного наклона данных участков, а также уменьшению величины остаточного сопротивления. Обычно такие изменения указывают на уменьшение подвижностей носителей в системе. Это подразумевает рост беспорядка в системе при увеличении содержания магнитной компоненты, в согласии с данными для плёнок, обсужденных выше.

Полевая зависимость холловского сопротивления  $R_{xy}(B)$  для всех поликристаллов оказывается линейной и не зависит от температуры в исследуемом диапазоне (4.4 К – 20 К). Линейный характер  $R_{xy}(B)$  означает отсутствие АЭХ, по аналогии с тонкими плёнками тех же составов. В принципе, отсутствие вклада АЭХ согласуется с доминирующей ролью АФМ взаимодействия между атомами Mn в  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ , однако, для более полного его объяснения требуется более детальное сравнение с литературными данными, а также результатами рассмотрения модельных систем. Из зависимостей  $R_{xy}(B)$  были определены холловские параметры исследуемых образцов. Полученные композиционные зависимости холловской концентрации  $N_{\text{Hall}}$  и подвижности  $\mu_{\text{Hall}}$  показаны на рис. 2b.

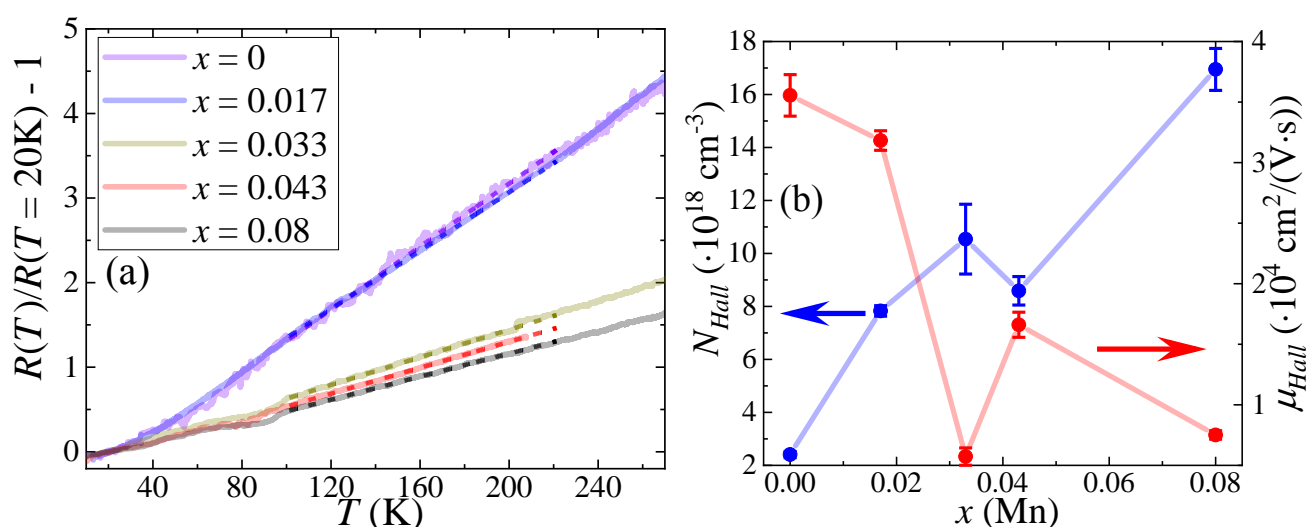


Рисунок 2. (a) Температурная зависимость сопротивления поликристаллов  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ . Пунктирными линиями показана линейная аппроксимация экспериментальных кривых. (b) Композиционная зависимость холловской концентрации,  $N_{\text{Hall}}$  (синие точки), и подвижности,  $\mu_{\text{Hall}}$  (красные точки), носителей заряда в исследуемых поликристаллах.

Видно, что увеличение содержания Mn приводит к значительному росту концентрации носителей  $N_{\text{Hall}}$ . Это, в некоторой степени, отличает поликристаллы от плёнок  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ , которые не проявляли такого ярко выраженного влияния Mn на плотность носителей заряда. Стоит отметить, что по сравнению с доступными литературными данными для чистого арсенида кадмия [12], вычисленная плотность носителей оказалась довольно высокой. Важно сказать, что плотность носителей в образцах примерно на 2 порядка ниже номинальной концентрации атомов Mn, поэтому результаты находятся в соответствии с предположением об изовалентном характере примеси Mn в позиции замещения Cd в  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . Объяснить наблюдаемое изменение можно двумя причинами. Во-первых, добавление Mn может увеличивать число собственных дефектов в  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . Во-

вторых, предполагается, что атомы Mn могут частично занимать позиции в междоузлиях кристаллической решетки, выступая в качестве двойных доноров. Согласно нашей оценке, для наблюдаемого роста плотности носителей достаточно малой доли подобных атомов Mn ( $\sim 0.43\%$  от их общего числа), что не должно оказывать значительного влияния на зонную структуру материала.

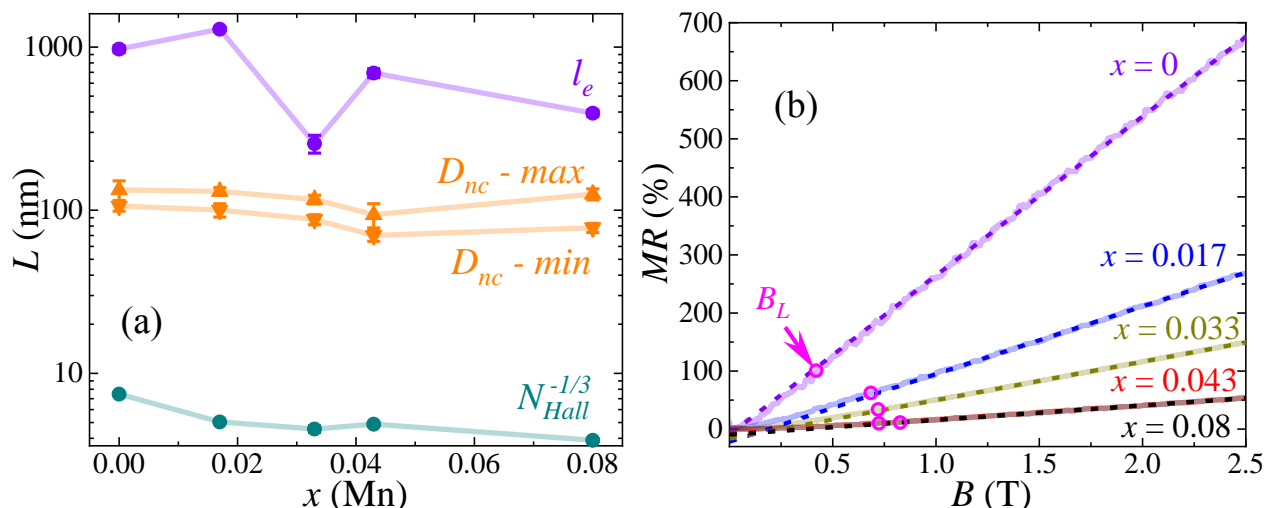


Рисунок 3. (a) Композиционная зависимость характеристических масштабов в поликристаллах  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ : длины свободного пробега  $l_e$ , среднего размера кристаллитов  $D_{nc}$ , а также среднего расстояния между заряженными дефектами  $N_{Hall}^{-1/3}$ . (b) МС поликристаллов  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ , измеренное при  $T = 20$  К. Пунктирными линиями показана линейная аппроксимация. Кружочками отмечены значения поля  $B_L$  перехода к линейному режиму.

На основе полученных данных было проведено сопоставление характеристических масштабов в исследуемых поликристаллах  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  (рис. 3а). Так, были оценены значения длины свободного пробега  $l_e$  (коррелирующее с величиной транспортной подвижности носителей заряда), а также среднего расстояния между заряженными дефектами  $N_{Hall}^{-1/3}$ , определяющего минимальное значение квантовой подвижности носителей заряда в системе. В монокристаллах  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  величина квантовой подвижности обычно определяется рассеянием на кластерах вакансий As [6], расстояние между которыми оказывается примерно равным оцененной величине  $D_{nc}$ . То есть, реальное значение квантовой подвижности в рассматриваемых кристаллах соответствует длине пробега в диапазоне от  $N_{Hall}^{-1/3}$  до  $D_{nc}$ . Таким образом, высокие значения отношения  $l_e$  к  $N_{Hall}^{-1/3}$  и  $D_{nc}$  указывают на доминантную роль малоуглового рассеяния в проводимости исследуемых систем. Соответственно, наблюдаемое  $l_e \gg D_{nc}$  указывает на то, что границы кристаллитов в изучаемых поликристаллах действуют как рассеиватели на малые углы (в противном случае наблюдалось бы  $l_e \approx D_{nc}$ ), по аналогии с

другими дефектами в системе. Таким образом, показано, что поликристаллический характер исследуемых образцов не оказывает существенного влияния на их транспортные и магнитотранспортные свойства.

В данной серии образцов поперечное МС, как и холловское сопротивление, практически не менялось в исследованном температурном диапазоне. Кривые МС показаны на рис. 3b ( $MR = 100\% \cdot (R(B) - R(0))/R(0)$ ). Из представленных данных видно, что для всех образцов наблюдается отчетливое линейное МС (для образцов с  $x = 0.043$  и  $0.08$  аналогичный характер МС виден в увеличенном масштабе) без следов насыщения. Наиболее очевидным способом описания линейного МС (ЛМС) является использование линейного наклона,  $K_{MR}^{lin}$ , характеризующего амплитуду высокополевого участка кривой. В рамках такого подхода была получена композиционная зависимость амплитуды ЛМС в исследуемой серии образцов. Было показано, что наклон ЛМС уменьшается на порядок (с 270 до 25 %/Тл) по мере увеличения содержания Mn.

Основные теории ЛМС могут быть разделены на две группы: классические и квантовые. Классические модели, такие как модель Париша-Литтлвуда [13], предполагают, что ЛМС возникает из-за примешивания холловского вклада в измеряемый сигнал, ввиду наличия участков, где ток течёт перпендикулярно направлению эффективного электрического поля, огибая островки низкой подвижности (т.е. аналогично холловскому току). Квантовые модели связывают возникновение ЛМС с наличием открытой поверхности Ферми [14] или достижением ультраквантового предела (т.е. в случае, когда занят только один уровень Ландау) в узкозонных полупроводниках (модель Абрикосова [15]). Результаты экспериментальных исследований кристаллов  $Cd_3As_2$  указывают на то, что ЛМС в данном материале может возникать вследствие локальных флуктуаций подвижности в кристалле [16], тогда как высокая амплитуда связывается с подавлением топологической защиты в дираковском состоянии, индуцированным магнитным полем [12]. Основываясь на приведённых моделях, можно сделать вывод о том, что амплитуда ЛМС должна определяться средним значением и пространственными флуктуациями подвижности носителей заряда, а также степенью топологической защиты проводящих состояний.

В нашем случае наблюдается тенденция к снижению подвижности при увеличении мольной доли Mn, поэтому падение  $K_{MR}^{lin}$  при увеличении  $x$  выглядит ожидаемым. Следовательно, падение  $K_{MR}^{lin}$  может быть объяснено в рамках исходных свойств  $Cd_3As_2$ , предполагая, что модификации кристаллической структуры, вызванные Mn, играют незначительную роль. Последнее согласуется с наблюдением значительного ЛМС даже для поликристаллов с высоким содержанием Mn. Результаты находятся в хорошем соответствии с рассчитанной зонной структурой твёрдого раствора  $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ , которая обсуждалась выше, в



которой легирование Mn практически не меняет спектр носителей на достаточном удалении от дна зоны (то есть, при высоком уровне Ферми).

Полученные результаты для кристаллов и плёнок  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  обнаруживают заметное отличие от поведения типичного вырожденного полупроводника с магнитной примесью. Учитывая отмеченный высокий уровень беспорядка и специфическое магнитное состояние рассматриваемых систем, для уточнения интерпретации представленных результатов исследовались модельные системы с магнитной компонентой на основе тривиальных материалов с высоким уровнем беспорядка.

В *пятой главе* приведены результаты магнетотранспортных исследований композитной системы InSb-MnSb эвтектического состава (матрица InSb с ориентированными игольчатыми включениями MnSb) после барических воздействий. В рамках данной части анализировались свойства двух образцов, отличающихся ориентацией игольчатых включений относительно направления измерительного тока. Так, в образце N1 длинная ось включений оказывалась параллельна току, а в образце N2 – перпендикулярно ему.

Перед низкотемпературными исследованиями образцы подвергались воздействию гидростатического давления до 8 ГПа, в рамках которого были получены барические зависимости транспортных параметров данных систем при комнатной температуре. При сравнении данных для циклов компрессии и декомпрессии, в зависимостях  $\rho(P)$  и  $R_H(P)$  наблюдается отчетливый гистерезис, свидетельствующий о необратимом фазовом переходе в образце, при этом образцы сохраняют  $p$ -тип проводимости во всем исследованном диапазоне давлений. Наблюдаемый переход связывается с изменением структуры матрицы InSb (переход в орторомбическую фазу), что хорошо соотносится с литературными данными [17]. Важно отметить, что соответствующее структурное превращение в чистом InSb должно сопровождаться переходом полупроводник-металл.

Сопротивление  $\rho_{xx}$  образцов после декомпрессии увеличивается при охлаждении, что заметно отличается, от выраженного металлического характера температурной зависимости сопротивления исходных композитов [18]. Наблюдаемый переход «металл-диэлектрик» контрастирует с ожидаемой вариацией проводимости системы при частичной стабилизации орторомбической фазы InSb, что указывает на его связь с возникновением высокого уровня беспорядка при барических воздействиях.

Образцы N1 и N2 демонстрируют одинаковый характер зависимости  $\rho_{xx}(T)$  (рис. 4) и близкие амплитуды относительного изменения, что также контрастирует с существенной анизотропией сопротивления в исходных образцах, связываемой с анизотропной формой включений MnSb. Данное наблюдение указывает на подавление вклада включений в проводимость системы (т.е. измеряемое

сопротивление определяется в основном матрицей InSb). Экспоненциальный рост сопротивления при температурах ниже 50 К может быть описан в рамках моделей прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. Подобный анализ показывает, что наилучшее согласие с экспериментальными данными наблюдается при аппроксимации в рамках трехмерной модели Мотта.

Низкотемпературные измерения эффекта Холла (рис. 5а) показывают двухкомпонентный характер холловского сопротивления в данных композитных системах. При минимальной температуре (4.5 К) явно видна нелинейная область  $R_{xy}(H)$  в низких полях, которая достигает насыщения в полях около 1.5 Тл. Рассматривая холловское сопротивление как сумму нормальной и аномальной компонент ( $\rho_{xy} = R_H H + R_A M$ ), видно, что в данном случае аномальная компонента (то есть вклад АЭХ) имеет отрицательный знак и заметно уменьшается при отогреве, что свидетельствует о наличии взаимодействия проводящей подсистемы в матрице с магнитной компонентой [19], образующей коррелированное состояние при температурах порядка 15-20 К. Из коэффициента нормального эффекта Холла  $R_H$  были оценены транспортные параметры исследуемых образцов  $p \approx 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu \approx 4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , значения которых также указывают на высокий уровень беспорядка в системе.

В обоих исследуемых образцах было обнаружено отрицательное МС (рис. 5b), которое хорошо описывается степенной функцией с показателем степени  $\sim 1.65$ . Ввиду наличия АЭХ, наиболее вероятным механизмом возникновения отрицательного МС полагается вклад спин-зависимого рассеяния. При этом, полученный показатель степени характерен для систем в состоянии спинового стекла [20], что позволяет предположить возникновение такого состояния в матрице композита. В этом случае магнитные моменты связываются с изолированными атомами марганца, растворёнными в матрице (т.е. с системой InSb:Mn). Наличие таких атомов объясняется хоть и низким, но ненулевым пределом растворимости Mn в InSb, в результате чего материал матрицы оказывается допирован.

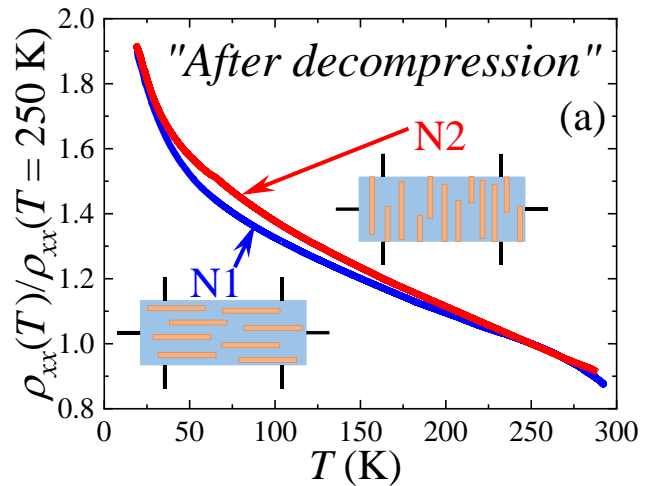


Рисунок 4. Температурные зависимости сопротивления композитов InSb-MnSb после декомпрессии, нормированные на значение при 250 К.

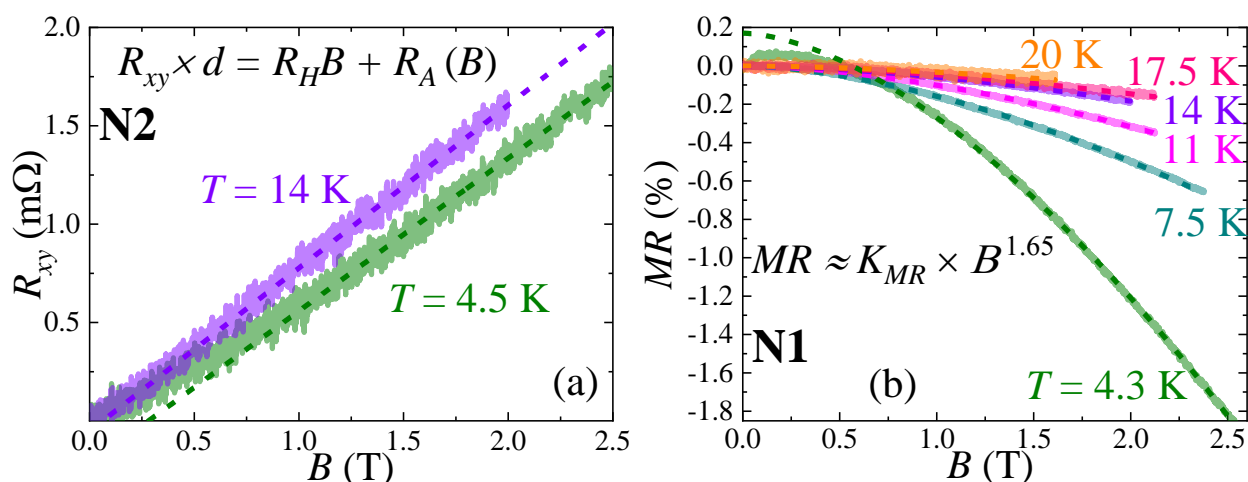


Рисунок 5. (а) Полевые зависимости холловского сопротивления для образца N2 при двух температурах. Пунктирной линией показана линейная аппроксимация данных в области полей  $B > 1$  Тл. (б) МС образца N1 при различных температурах. Пунктирными линиями показана аппроксимация степенной функцией.

В сравнении с результатами предыдущей главы важно отметить, что система с высоким беспорядком и малой долей магнитных атомов в состоянии спинового стекла, тем не менее, демонстрирует типичное поведение магнито-допированной системы, контрастирующее с результатами для системы  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ .

В *шестой главе* описываются результаты транспортных исследований многослойных структур Ta/FeNi. Температурная зависимость сопротивления измерялась для серии плёнок N1 - N3 с варьируемой толщиной немагнитного слоя Ta и серии плёнок N5 - N8 с варьируемой толщиной слоя FeNi. Так для образцов N1 – N6 с несплошным слоем FeNi наблюдается рост их сопротивления при охлаждении, при этом участок выше 100 К хорошо описывается линейной функцией с отрицательным наклоном (рис. 6а-6б). Подобное поведение в металлах обычно является следствием сильного беспорядка при приближении к пределу Мотта-Иоффе-Регеля. Увеличение толщины слоя FeNi выше порога перколяции (1.5-1.8 нм) приводит к переходу от nanoостровковой морфологии к сплошному слою, что сопровождается сменой характера температурной зависимости сопротивления на металлический (рис. 6с). Из линейной аппроксимации экспериментальных данных для образцов N1 – N6 были вычислены значения температурного коэффициента сопротивления  $\alpha_0 = \frac{1}{R_0} \frac{dR}{dT}$  ( $R_0$  – сопротивление при  $T_0 = 298$  К) и соответствующего удельного сопротивления  $\rho_0$  для слоёв Ta. Для образцов N7 и N8 определить параметры слоёв Ta из имеющихся данных оказывается невозможным ввиду шунтирующего вклада сплошных слоёв FeNi.

Полученные параметры для всех образцов представлены на рис. 6д в форме графика Мооя  $\alpha_0(\rho_0)$ , где также представлены результаты независимой оценки

величин  $\rho_0$  из оптических исследований. Значения параметров  $\alpha_0$  и  $\rho_0$  для образцов с наноструктурированным слоем FeNi показывают линейную корреляцию, присущую многим разупорядоченным металлам и сплавам. При этом увеличение толщины слоёв Ta приводит к росту сопротивления системы и модуля  $\alpha_0$ . Максимальные значения  $\alpha_0(\rho_0)$  наблюдается для образца N1 с толщиной слоёв Ta 4.6 нм. Они значительно превосходят параметры для аморфных пленок Ta, а также в 1.7 раза превышают критерий Мотта-Иоффе-Регеля, т.е. предельное значение сопротивления для металлов, тем не менее, сильной локализации (перехода к прыжковой проводимости) не наблюдается.

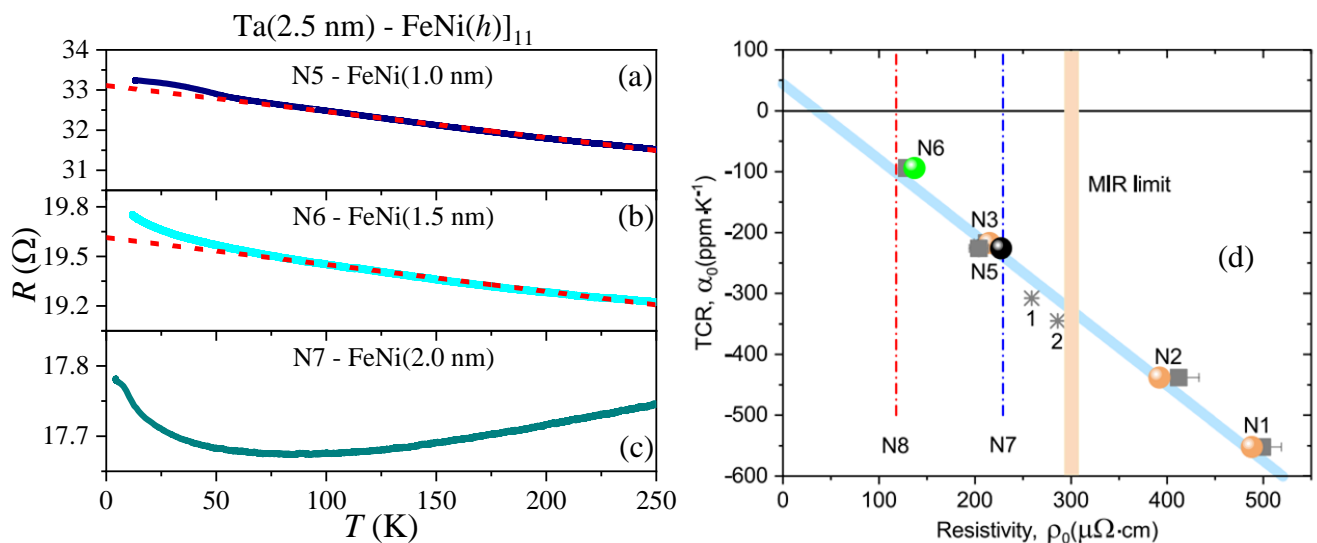


Рисунок 6. Температурная зависимость сопротивления многослойных структур (Ta–FeNi)<sub>N</sub>–Ta с различной толщиной слоёв FeNi: (a) 1.0 нм; (b) 1.5 нм; (c) 2.0 нм. (d) График Моуи  $\alpha_0(\rho_0)$  для исследуемых структур. Квадратами показаны значения, полученные из измерений в постоянном токе. Шарики – из измерений оптической проводимости. Пунктиром показано сопротивление образцов N7 и N8 с перколирующим слоем FeNi. Звездочки 1 и 2 – значения для плёнок Ta толщиной 50 и 33 нм [21].

Вблизи порога перколяции в слоях FeNi большую роль начинает играть магнитное диполь-дипольное и обменное взаимодействие между ферромагнитными (ФМ) наноструктурами. Последнее может осуществляться через носители заряда в слоях Ta, что определяет влияние магнитной компоненты на процессы токопереноса в системе. Существенно, что коррелированное состояние ансамбля ФМ наноструктур может не быть строго упорядоченным, ввиду вариаций их размеров и расстояний между ними. Поэтому рассматриваемые структуры характеризуются определенным уровнем магнитного беспорядка, зависящим от её параметров и приводящему к дополнительной локализации носителей заряда в слоях Ta. Так, переход к сплошному слою FeNi подавляет данный беспорядок, что согласуется с уменьшением сопротивления для образцов N5 и N6. С другой

стороны, увеличение расстояния между соседними слоями FeNi ослабляет обменное взаимодействие между ними, повышая уровень магнитного беспорядка, что и объясняет рост сопротивления от образца N3 к образцу N1. Таким образом, показано, что проводимость в слоях аморфного Ta (исходно обладающих высоким уровнем скалярного беспорядка) в существенной степени определяется и магнитным беспорядком, связанным с nanoостровами FeNi.

Дополнительно был исследован магнитотранспортный отклик структур с толщиной слоёв FeNi вблизи порога перколяции (образцы N5 - N7). Так, для образца N5 наблюдался отчетливый вклад АЭХ при низких температурах (рис. 7а), а также отрицательное МС, которое может указывать на вклад спин-зависимого рассеяния (рис. 7б). Аналогичные эффекты наблюдались и для других образцов, хотя характер температурной зависимости их амплитуд несколько различался. Это связывается, в первую очередь, со сменой морфологии слоя FeNi при увеличении его толщины. Тем не менее, из имеющихся данных следует, что несмотря на высокий уровень беспорядка (в том числе, магнитного) в исследуемых структурах Ta/FeNi, наблюдаются эффекты, характерные для систем с магнитной компонентой.

Применительно к результатам предыдущих глав показано, что возможная кластеризация магнитной компоненты в  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  и появление дополнительного магнитного беспорядка, ввиду комплексного характера взаимодействия результирующих включений, не должно приводить к подавлению магнитотранспортных эффектов, характерных для большинства магнитных систем, в частности АЭХ.

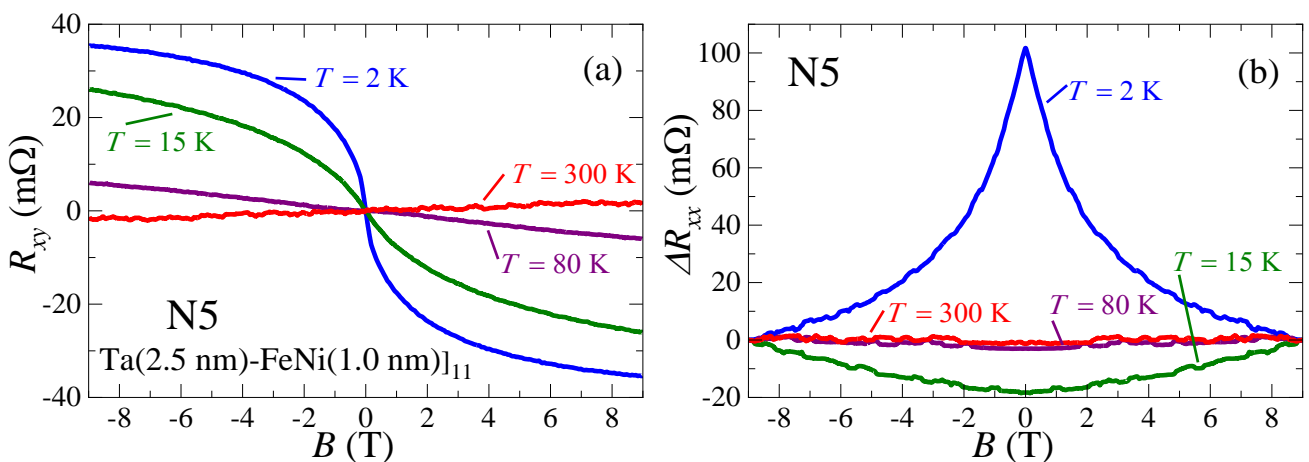


Рисунок 7. Полевые зависимости (а) холловского сопротивления и (б) продольного сопротивления (нормированного на значение в сильных полях) для образца N5 с толщиной слоёв FeNi - 1.0 нм, при различных температурах.

В **Заключении** сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты и выводы работы заключаются в следующем:

1. Исследованы магнетотранспортные свойства тонких плёнок  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ . Увеличение содержания Mn приводит к незначительному изменению плотности носителей заряда, однако сопровождается крайне существенным уменьшением их подвижности, что указывает на соответствующий рост уровня беспорядка. Кроме того, увеличение  $x$  приводит к смене знака доминантного вклада в магнетопроводимость. Так в эксперименте наблюдается переход от режима слабой антилокализации к режиму слабой локализации, который сигнализирует переход в тривиальное состояние в результате открытия энергетической щели  $E_g$  в дираковской точке. При этом данный переход описывается характеристическим отношением  $E_g/\varepsilon_F$ , показывающим относительный масштаб изменения зонной структуры материала.
2. Показано, что структурный переход  $\alpha \rightarrow \alpha''$  в поликристаллах  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  с  $x = 0-0.08$  происходит без значительного уменьшения эффективного размера кристаллита. Исследованы транспортные и магнетотранспортные свойства данных поликристаллов. Уменьшение амплитуды изменения сопротивления с температурой при увеличении содержания Mn указывает на рост уровня беспорядка в системе, что также подтверждается падением электронных подвижностей, оцененных из эффекта Холла. При этом не обнаружено следов вклада аномального эффекта Холла. В отличие от тонких пленок, исследуемые поликристаллы демонстрируют заметное увеличение плотности носителей заряда при увеличении  $x$ , что связывается с возможностью встраивания атомов Mn в позиции в междоузлиях решетки. Сопоставление характеристических длин показывает, что поликристаллический характер исследуемых образцов качественно не влияет на их транспортные и магнетотранспортные свойства. При низких температурах для всех образцов наблюдается линейное магнетосопротивление высокой амплитуды, уменьшающейся при росте  $x$ , что можно объяснить в рамках свойств чистого  $\text{Cd}_3\text{As}_2$ . Таким образом, сигнатур перехода в тривиальное состояние для исследованных поликристаллов не обнаруживается, что согласуется с результатами теоретических расчетов зонной структуры  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ , указывающих на сохранение формы спектра при высоких энергиях Ферми.
3. Исследованы транспортные и магнетотранспортные свойства композитных кристаллов InSb-MnSb эвтектического состава после барических воздействий, приводящих к необратимому структурному переходу в матрице InSb. Показано, что данный переход сопровождается переходом металл-изолятор,

связываемым с резким увеличением уровня беспорядка в матрице InSb, что также подтверждается низкими значениями холловских подвижностей. Отрицательный вклад аномального эффекта Холла при низких температурах в данных системах также связывается с матрицей InSb, содержащей растворённые атомы Mn. В области низких температур для исследуемых композитов InSb-MnSb наблюдается отрицательное магнетосопротивление, температурная зависимость амплитуды которого качественно идентична зависимости амплитуды аномального эффекта Холла, предполагая единую природу обоих эффектов. Поэтому отрицательное магнетосопротивление в данном случае связывается с вкладом спин-зависимого рассеяния. Субквадратичная функциональная форма отрицательного магнетосопротивления указывает на возможность возникновения в исследуемой системе состояния спинового стекла, образуемого атомами Mn в матрице InSb.

4. Исследованы транспортные свойства многослойных структур  $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$  с варьируемой толщиной слоёв. Показано, что температурная зависимость сопротивления таких структур с малыми толщинами слоев FeNi оказывается линейной с отрицательным наклоном ( $\alpha_0$ ). Переход от нанострочковой морфологии к сплошному слою FeNi сопровождается переходом к металлическому характеру проводимости структуры. Показано, что зависимость  $\alpha_0$  от сопротивления для слоёв Ta в исследуемых структурах качественного подчиняется правилу Мооя (линейная корреляция), при этом увеличение толщины слоёв Ta приводит к существенному увеличению сопротивления системы. Причиной такого поведения полагается дополнительный вклад магнитного беспорядка, связанного с ориентацией моментов нанострочков пермаллоя, ввиду комплексного характера обменных взаимодействий в системе. Показано, что в многослойных структурах  $(\text{Ta-FeNi})_N\text{-Ta}$  вблизи перколяции слоёв FeNi наблюдается отчетливый вклад аномального эффекта Холла, амплитуда которого уменьшается с ростом температуры. Также показано, что магнетосопротивление данных структур содержит вклад спин-зависимого рассеяния.
5. Анализ результатов для тривиальных систем показывает, что отсутствие аномального эффекта Холла и видимого вклада спин-зависимого рассеяния (эффектов, характерных для большинства магнитных систем) в поликристаллах и пленках  $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$  не может объясняться высоким уровнем общего беспорядка в этих системах, а также кластеризацией магнитных атомов, и связанным с ней магнитным беспорядком.

Автор выражает благодарность Аронзону Борису Ароновичу за предоставление интересной темы исследования и постоянное внимание к диссертационной работе.

### **Публикации по теме диссертации**

#### **Статьи в рецензируемых журналах, индексируемых в международных базах данных WoS и Scopus**

- A1. А.Б. Мехия, А.А. Казаков, Л.Н. Оवेशников, А.Б. Давыдов, А.И. Риль, С.Ф. Маренкин, Б.А. Аронзон. Квантовые поправки и магнитотранспорт в пленках 3D дираковского полуметалла  $Cd_{3-x}Mn_xAs_2$  // Физика и техника полупроводников. – 2019. – Т. 53. – С. 1479-1484.
- A2. N.N. Kovaleva, F.V. Kusmartsev, A.B. Mekhiya, I.N. Trunkin, D. Chvostova, A.B. Davydov, L.N. Oveshnikov, O. Pacherova, I.A. Sherstnev, A. Kusmartseva, K.I. Kugel, A. Dejneka, F.A. Pudonin, Y. Luo, B.A. Aronzon. Control of Mooi correlations at the nanoscale in the disordered metallic Ta-nanoisland FeNi multilayers // Scientific Reports. – 2020. – Vol. 10. – P. 21172.
- A3. E.T. Kulatov, Yu.A. Uspenskii, L.N. Oveshnikov, A.B. Mekhiya, A.B. Davydov, A.I. Ril', S.F. Marenkin, B.A. Aronzon. Electronic, magnetic and magnetotransport properties of Mn-doped Dirac semimetal  $Cd_3As_2$  // Acta Materialia. – 2021. – Vol. 219. – P. 117249.
- A4. A.V. Kochura, R.G. Dzhamamedov, A.B. Mekhiya, L.N. Oveshnikov, T.R. Arslanov, V.V. Rodionov, M. Alam, A.P. Kuzmenko, A.B. Davydov, B.A. Aronzon. The effect of high pressure on the electrical and transport properties of the InSb-MnSb magnetic eutectic composition // AIP Advances. – 2022. – Vol. 12. – P. 035330.
- A5. L.N. Oveshnikov, A.I. Ril', A.B. Mekhiya, A.B. Davydov, S.F. Marenkin, B.A. Aronzon. Low-field linear magnetoresistance and transport parameters of  $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$  polycrystals // European Physical Journal Plus. – 2022. – Vol. 137. – P. 374.

#### **Тезисы докладов в сборниках трудов конференций**

- A6. А.Б. Мехия, А.А. Казаков, А.Б. Аронзон, Л.Н. Оवेशников, А.Б. Давыдов, А.И. Риль, С.Ф. Маренкин. Квантовые поправки и магнетотранспорт в 3D дираковском полуметалле  $Cd_{3-x}Mn_xAs_2$  // 10-я Юбилейная Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники (Москва, 15-16 мая, 2019 г.): сборник трудов. – С. 27.



- A7. А.Б. Мехия, Л.Н. Овешников, Б.А. Аронзон. Магнетотранспорт в дираковском полуметалле  $Cd_3As_2$ , легированном магнитной примесью // 21 Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 25-29 ноября, 2019 г.): тезисы докладов. – С. 4.
- A8. А.Б. Мехия, А.А. Казаков, Б.А. Аронзон, Л.Н. Овешников, А.Б. Давыдов, А.И. Риль, С.Ф. Маренкин. Квантовые поправки в 3D дираковском полуметалле  $Cd_{3-x}Mn_xAs_2$  // XIV Российская конференция по физике полупроводников (Новосибирск, 9-13 сентября, 2019 г.): тезисы докладов, часть II. – С. 488.
- A9. А.Б. Мехия, Л.Н. Овешников, А.Б. Давыдов, А.И. Риль, С.Ф. Маренкин. Квантовые эффекты в магнетотранспорте систем различной размерности на базе  $Cd_3As_2$  с магнитной примесью // XXIII Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург, 17-22 февраля, 2020 г.): тезисы докладов. – С. 166-167.
- A10. А.Б. Мехия, Б.А. Аронзон, А.В. Кочура, С.Ф. Маренкин. Квантовые поправки в системе с протяжёнными монокристаллическими включениями MnSb в матрице InSb // XXIV Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (Москва, 1-8 июля, 2021 г.): сборник докладов, том 3. – С. 114-116.
- A11. Ф.С. Зуй, А.Б. Мехия, Л.Н. Овешников, А.И. Риль, В.С. Захвалинский, Б.А. Аронзон. Влияние композиции на магнетотранспортные свойства кристаллов  $Cd_3As_2$  с добавлением Mn // XXIV Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (Москва, 1-8 июля, 2021 г.): сборник докладов, том 2. – С. 60-63.
- A12. Б.А. Аронзон, Ю.Г. Селиванов, Л.Н. Овешников, А.Б. Давыдов, А.Б. Мехия, А.И. Риль, С.Ф. Маренкин. Линейное магнетосопротивление в плёнках топологического изолятора  $Bi_2Se_3$  и 3D дираковского полуметалла  $Cd_{3-x}Mn_xAs_2$  // XXIV Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург, 14-19 февраля, 2022 г.): тезисы докладов. – С. 189-190.
- A13. Л.Н. Овешников, Э.Т. Кулатов, Ю.А. Успенский, А.И. Риль, А.Б. Мехия, А.Б. Давыдов, С.Ф. Маренкин, Б.А. Аронзон. Влияние атомов Mn на свойства дираковского полуметалла  $Cd_3As_2$  // XXIV Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург, 14-19 февраля, 2022 г.): тезисы докладов. – С. 229.
- A14. Л.Н. Овешников, А.Б. Давыдов, А.Б. Мехия, А.И. Риль, С.Ф. Маренкин, Б.А. Аронзон. Линейное магнетосопротивление в поликристаллах дираковского полуметалла  $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$  // XV Российская конференция по физике

полупроводников (Нижний Новгород, 3-7 октября, 2022 г.): тезисы докладов.  
– С. 406.

### Список литературы

1. X.-G. Wen. Topological orders and edge excitations in fractional quantum Hall states // *Adv. Phys.* – 1995. – Vol. 44. – P. 405-473.
2. A.-Q. Wang, X.-G. Ye, D.-P. Yu, Z.-M. Liao. Topological semimetal nanostructures: From properties to topotronics // *ACS Nano.* – 2020. – Vol. 14. – P. 3755-3778.
3. Z. Wang, H. Weng, Q. Wu, X. Dai, Z. Fang. Three-dimensional Dirac semimetal and quantum transport in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  // *Phys. Rev. B.* – 2013. – Vol. 88. – P. 125427.
4. N.P. Armitage, E.J. Mele, A. Vishwanath. Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids // *Rev. Mod. Phys.* – 2018. – Vol. 90. – P. 015001.
5. M. Neupane, S.-Y. Xu, R. Sankar, N. Alidoust, G. Bian, C. Liu, I. Belopolski, T.-R. Chang, H.T. Jeng, H. Lin, A. Bansil, F. Chou, M.Z. Hasan. Observation of a three-dimensional topological Dirac semimetal phase in high-mobility  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  // *Nat. Commun.* – 2014. – Vol. 5. – P. 3786.
6. S. Jeon, B.B. Zhou, A. Gyenis, B.E. Feldman, I. Kimchi, A.C. Potter, Q.D. Gibson, R.J. Cava, A. Vishwanath, A. Yazdani. Landau quantization and quasiparticle interference in the three-dimensional Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  // *Nat. Mater.* – 2014. – Vol. 13. – P. 851-856.
7. O.O. Shvetsov, V.D. Esin, A.V. Timonina, N.N. Kolesnikov, E.V. Deviatov. Surface superconductivity in a three-dimensional  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  semimetal at the interface with a gold contact // *Phys. Rev. B.* – 2019. – Vol. 99. – P. 125305.
8. A.V. Suslov, A.B. Davydov, L.N. Oveshnikov, L.A. Morgun, K.I. Kugel, V.S. Zakhvalinskii, E.A. Pilyuk, A.V. Kochura, A.P. Kuzmenko, V.M. Pudalov, B.A. Aronson. Observation of subkelvin superconductivity in  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  thin films // *Phys. Rev. B.* – 2019. Vol. **99**. – P. 094512.
9. E. Zhang, Y. Liu, W. Wang, C. Zhang, P. Zhou, Z.-G. Chen, J. Zou, F. Xiu. Magnetotransport properties of  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  nanostructures // *ACS Nano.* – 2015. – Vol. 9. – P. 8843-8850.
10. S. Hikami, A.I. Larkin, and Y. Nagaoka Spin-orbit interaction and magnetoresistance in two-dimensional random system // *Prog. Theor. Phys.* – 1980. – Vol. 63. – P. 707-710.
11. G.P. Mikitik, Yu.V. Sharlai. Manifestation of Berry's phase in metal physics // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 82. – P. 2147-2150.
12. T. Liang, Q. Gibson, M.N. Ali, M. Liu, R.J. Cava, N.P. Ong. Ultrahigh mobility and giant magnetoresistance in the Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  // *Nat. Mater.* – 2015. – Vol. 14. – P. 280–284.

13. M.M. Parish, P.B. Littlewood. Non-saturating magnetoresistance in heavily disordered semiconductors // *Nature*. – 2003. – Vol. 426. – P. 162-165.
14. P. Kapitza. The change of electrical conductivity in strong magnetic fields. Part II. – The analysis and interpretation of the experimental results // *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. – 1929. – Vol. 123. – P. 342-372.
15. A.A. Abrikosov. Quantum magnetoresistance // *Phys. Rev. B*. – 1998. – Vol. 58. – P. 2788-2794.
16. A. Narayanan, M.D. Watson, S.F. Blake, N. Bruyant, L. Drigo, Y.L. Chen, D. Prabhakaran, B. Yan, C. Felser, T. Kong, P.C. Canfield, A.I. Coldea. Linear magnetoresistance caused by mobility fluctuations in *n*-doped Cd<sub>3</sub>As<sub>2</sub> // *Phys. Rev. Lett.* – 2015. – Vol. 114. – P. 117201.
17. A. Mujica, A. Rubio, A. Munoz, R.J. Needs. High-pressure phases of group-IV, III–V, and II–VI compounds // *Rev. Mod. Phys.* – 2003. – Vol. 75. – P. 863-912.
18. V.M. Novotortsev, A.V. Kochura, S.F. Marenkin, I.V. Fedorchenko, S.V. Drogunov, A. Lashkul, E. Lahderanta. Synthesis and magnetic properties of the InSb-MnSb eutectic // *Russian Journal of Inorganic Chemistry*. – 2011. – Vol. 56. – P. 1951-1956.
19. N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A.H. MacDonald, N.P. Ong. Anomalous Hall effect // *Rev. Mod. Phys.* – 2010. – Vol. 82. – P. 1539-1592.
20. A.K. Nigam, A.K. Majumdar. Magnetoresistance in canonical spin-glasses // *Phys. Rev. B*. – 1983. – Vol. 27. – P. 495-511.
21. N.N. Kovaleva, D. Chvostova, A.V. Bagdinov, M.G. Petrova, E.I. Demikhov, F.A. Pudonin, A. Dejneka. Interplay of electron correlations and localization in disordered  $\beta$ -tantalum films: Evidence from dc transport and spectroscopic ellipsometry study // *Appl. Phys. Lett.* – 2015. – Vol. 106. – P. 051907.